

ФЕДЕРАЛЬНОЕ ГОСУДАРСТВЕННОЕ БЮДЖЕТНОЕ УЧРЕЖДЕНИЕ НАУКИ
ТИХООКЕАНСКИЙ ОКЕАНОЛОГИЧЕСКИЙ ИНСТИТУТ ИМ. В.И. ИЛЬЧИЧЕВА
ДАЛЬНЕВОСТОЧНОГО ОТДЕЛЕНИЯ РОССИЙСКОЙ АКАДЕМИИ НАУК

УДК 551.463, 551.466.31

№ госрегистрации 01201363046

Инв. №

УТВЕРЖДАЮ

Директор ТОИ ДВО РАН

К.т.н.

В.Б. Лобанов
«11» Января 2017 г.



ОТЧЕТ

о научно-исследовательской работе

по теме:

**ИЗУЧЕНИЕ ФУНДАМЕНТАЛЬНЫХ ОСНОВ ВОЗНИКНОВЕНИЯ, РАЗВИТИЯ,
ТРАНСФОРМАЦИИ И ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ ГИДРОАКУСТИЧЕСКИХ,
ГИДРОФИЗИЧЕСКИХ И ГЕОФИЗИЧЕСКИХ ПОЛЕЙ В УСЛОВИЯХ ГЛУБОКОГО И
МЕЛКОГО МОРЯ, А ТАКЖЕ РАЗВИТИЕ АКУСТИЧЕСКИХ МЕТОДОВ СВЯЗИ,
ЛОКАЦИИ И ДИАГНОСТИКИ СЛОЖНЫХ СИСТЕМ**

заключительный

Научные руководители:

академик РАН



В.А. Акуличев

Зав. отделом

академик РАН



Г.И. Долгих

Зав. отделом

д.т.н.



Ю.Н. Моргунов

Владивосток 2017

Список исполнителей

Руководители:

Зав. отделом


д-р физ.-мат. наук

академик РАН



Г.И. Долгих (реферат, введение,
заключение, разд. 1-2)

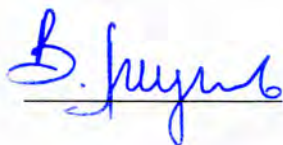
Зав. отд., д.т.н.



Ю.Н. Моргунов (разд. 3)

академик РАН,

д.ф.-м.н.



В.А. Акуличев (разд. 11.1, 11.3.4 - 11.3.8, 11.6)

Исполнители:

Ст. науч. сотр.

канд. физ.-мат. наук



С.Г. Долгих (разд. 1-2)

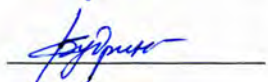
Ст. науч. сотр.

канд. физ.-мат. наук



В.А. Чупин (разд. 1-2)

Науч. сотр.



С.С. Будрин (разд. 1-2)

Вед. инженер



А.Г. Закурко (разд. 1, 2)

Инж.-электроник



О.В. Косарев (разд. 2)

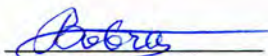
Инженер



О.В. Новикова (реферат, введение)

Ст. науч. сотр.

канд. физ.-мат. наук



В.В. Овчаренко (разд. 1-2)

Вед. инженер



О.П. Окунцева (разд. 2)

Науч. сотр.

канд. техн. наук



А.А. Плотников (разд. 2)

Ст. науч. сотр.

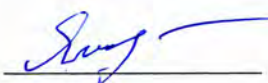
канд. физ.-мат. наук




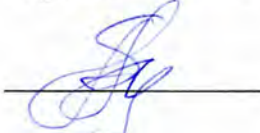

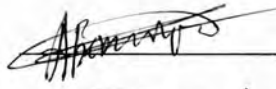
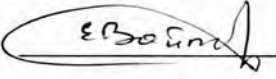





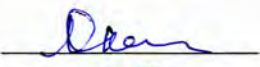



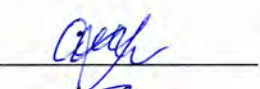




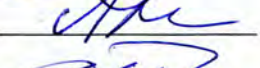

В.А. Швец (разд. 2)

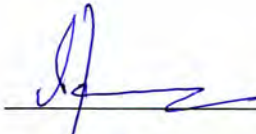
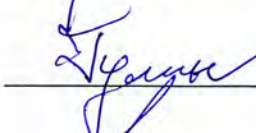
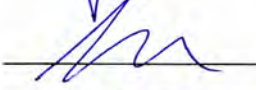
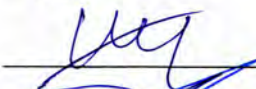
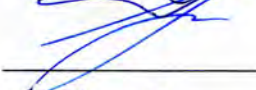
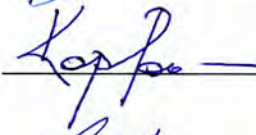
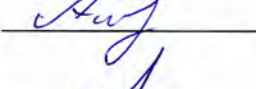

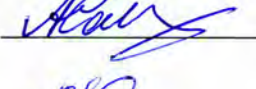
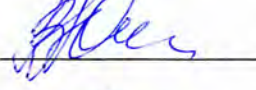


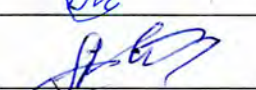
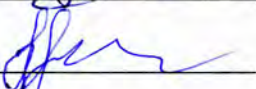

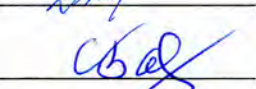
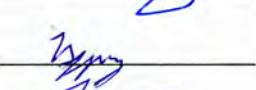
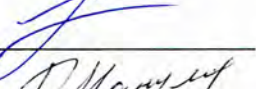
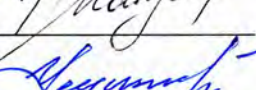
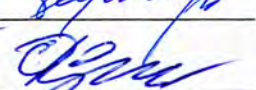
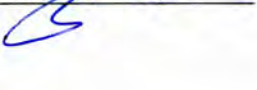
Ст. науч. сотр.

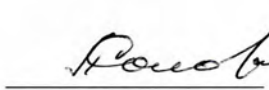
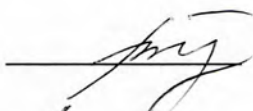
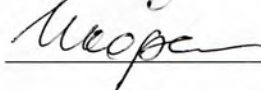
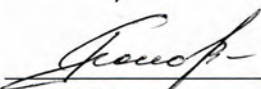
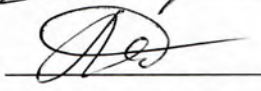

канд. физ.-мат. наук



С.В. Яковенко (разд. 1)

Ст. науч. сотр.		С.И. Каменев	(разд. 3)
Зав. лаб., к.т.н.		А.А. Тагильцев	(разд. 3.5)
Ст. науч. сотр., канд. техн. наук		В.В. Безответных	(разд. 3.5)
Науч. сотр., к.ф.-м.н. канд. физ.-мат. наук		А.В. Буренин	(разд. 3.3)
Науч. сотр.		Е.А. Войтенко	(разд. 3.2)
Мл. науч. сотр.		М.С. Лебедев	(разд. 3.2)
Науч. сотр., канд. техн. наук		А.А. Голов	(п/разд. 3.4)
Ст. науч. сотр., канд. физ.-мат. наук		Ю.А. Половинка	(п/разд. 3.1)
Гл. научн. сотр., д-р техн. наук, проф.		В.И. Коренбаум	(разд. 4)
Вед. научн. сотр. д-р мед. наук		И.А. Почекутова	(разд. 4)
Ст. научн. сотр., канд. техн. наук		А.Е. Костив	(разд. 4)
Зав. лаб., канд. техн. наук		А.А. Тагильцев	(разд. 4)
Научн. сотр. канд. мед. наук		В.В. Малаева	(разд. 4)
Мл. науч. сотр. канд. физ.-мат. наук		А.Д. Ширяев	(разд. 4)
Мл. науч. сотр. канд. физ.-мат. наук		М.А. Сафронова	(разд. 4)
Вед. инженер		С.В. Горовой	(разд. 4)
Вед. инженер		С.Н. Шин	(разд. 4)
Д.ф.-м.н, проф.		В.А. Щуров	(разд. 5.1, 5.2, 5.3)
Вед. инженер		С.Г. Щеглов	(разд. 5.1, 5.2, 5.3)
Вед. инженер		А.С. Ляшков	(разд. 5.1, 5.2, 5.3)
Вед. инженер		Е.С. Ткаченко	(разд. 5.1, 5.2, 5.3)

Зав. лаб., д-р физ.-мат. наук		И.О. Ярошук	(разд. 6)
Вед. науч. сотр. д-р физ.-мат. наук		О.Э. Гулин	(разд. 6)
Вед. науч. сотр. канд. техн. наук		С.Н. Ковалев	(разд. 6)
Ст. науч. сотр. канд. физ.-мат. наук		А.Н. Швырев	(разд. 6)
Ст. науч. сотр. канд. г. наук		А.Н. Самченко	(разд. 6)
Ст. науч. сотр. канд. техн. наук		Р.А. Коротченко	(разд. 6)
Научн. сотр.		А.А. Пивоваров	(разд. 6)
Инженер		А.П. Леонтьев	(разд. 6)
Зав. лаб. канд. физ.-мат. наук		А.С. Саломатин	(разд. 7-9)
Ст. науч. сотр. канд. физ.-мат. наук		В.И. Юсупов	(разд. 7-8)
Науч. сотр. канд. техн. наук		Д.В. Черных	(разд. 7, 9.4)
Ст. науч. сотр. канд. техн. наук		Б.Я. Ли	(разд. 9)
Вед. инженер		А.А. Коптев	(разд. 9.1)
Главн. специалист		В.А. Юхновский	(разд. 9.3)
Зав. лаб., д-р физ.-мат. наук		А.Н. Рутенко	(разд. 10)
Науч. сотр.		С.В. Борисов	(разд. 10)
Мл. науч. сотр.		В.А. Гриценко	(разд. 10)
Канд. тех. наук		Д.Г. Ковзель	(разд. 10)
Мл. науч. сотр.		Д.С. Манульчев	(разд. 10)
Вед. инж.		В.Г. Ущиповский	(разд. 10)
Канд. тех. наук		М.Ю. Фершалов	(разд. 10)

Ст. науч. сотр. Канд. физ.-мат. наук		А.А. Соловьев	(разд. 10, 11.10)
Зав. лаб., д-р физ.-мат. наук		В.А. Буланов	(разд. 11.1 - 11.9, 11.11)
Ст. науч. сотр. канд. техн. наук		И.В. Корсков	(разд. 11.2, 11.4, 11.6, 11.8)
Ст. науч. сотр. канд. техн. наук		П.Н. Попов	(разд. 11.2, 11.4, 11.6, 11.8, 11.9)
Науч. сотр.		А.В. Стороженко	(разд. 11.2, 11.3.1 - 11.3.3, 11.4)
Науч. сотр.		Л.К. Бугаева	(разд. 11.10)

Реферат

Отчет 390 стр., 1 ч., 244 рис., 22 табл., 248 источников.

ДОННЫЙ ЛАЗЕРНЫЙ ДЕФОРМОГРАФ, ЛАЗЕРНЫЙ НАНОБАРОГРАФ, ЛАЗЕРНЫЙ ИЗМЕРИТЕЛЬ ВАРИАЦИЙ ДАВЛЕНИЯ ГИДРОСФЕРЫ, ЛАЗЕРНЫЙ ДЕФОРМОГРАФ, ВЕТРОВЫЕ ВОЛНЫ, ТРАНСФОРМАЦИЯ ЭНЕРГИИ, ВЕТРОВЫЕ ВОЛНЫ, НЕЛИНЕЙНЫЕ ВОЛНЫ, МАГНИТУДНЫЕ ИНВАРИАНТЫ, ЗЕМЛЕТРЯСЕНИЯ, ЦУНАМИ, ПРОГНОЗ, ГИДРОАКУСТИКА, СВЯЗЬ, НАВИГАЦИЯ, СЛОЖНЫЕ СИГНАЛЫ, ВОЛНОВОД, АКУСТИКА, ДЫХАТЕЛЬНАЯ СИСТЕМА, ДИАГНОСТИКА, ЛЕГКОВОДОЛАЗ, НЕВЕСОМОСТЬ, МЕХАНИЗМЫ, МОДЕЛИ, УСТАНОВКА, ВЕКТОРНАЯ АКУСТИКА. ВЕКТОР АКУСТИЧЕСКОЙ ИНТЕНСИВНОСТИ. ВИХРИ АКУСТИЧЕСКОЙ ИНТЕНСИВНОСТИ, КОМБИНИРОВАННЫЙ ПРИЕМНИК, ВЕКТОРНО-ФАЗОВЫЙ ДЕТЕКТОР, ЯВЛЕНИЕ КОМПЕНСАЦИИ, ЧЕТВЕРТЫЙ СТАТИСТИЧЕСКИЙ МОМЕНТ, ЭХОЛОТЫ, МЕТАН, ВОДНАЯ ТОЛЩА, ГАЗОГИДРАТ, ПОТОК МЕТАНА, ПУЗЫРЕК

Приводятся результаты обработки данных, полученных при проведении цикла экспериментальных работ в разные сезоны года по изучению закономерностей трансформации гидроакустических волн в сейсмоакустические волны на границе «вода-дно» в шельфовой зоне Японского моря. В качестве излучающей системы использовался низкочастотный гидроакустический излучатель с центральной частотой излучения 33 Гц, а в качестве приёмной системы – береговой 52.5-метровый лазерный деформограф. Установлено, что величина коэффициента трансформации гидроакустических волн в сейсмоакустические волны имеет сезонную зависимость.

Объект исследования – акустические методы диагностики сложных систем.

Цель работы – фундаментально-поисковые исследования акустических методов диагностики и контроля дыхательной системы при обеспечении подводных работ с водолазами, пребывании человека в экстремальных условиях, обеспечении общемедицинских диагностических приложений.

При выполнении НИР получены новые научные результаты в части:

- анализа подводных шумов спокойного дыхания водолаза в интересах обнаружения, определения местоположения и оценки состояния,
- анализа механизмов формирования шумов форсированного выдоха человека и оценки влияния функциональных проб, в том числе моделей микрогравитации, на акустико-биомеханические взаимосвязи форсированного выдоха,
- моделирования распространения дыхательных звуков в легких человека,
- разработки усовершенствованных методов и аппаратных средств акустической диагностики легких человека.

Научно-исследовательская деятельность лаб. 6/3 в 2013 - 2016 гг. проводилась по темам НИР института в рамках фундаментальных научных исследований, предусмотренных «Программой фундаментальных научных исследований государственных академий наук на 2013 - 2020 годы» и по договору с Фондом перспективных исследований №01/2014-2016/ТОИ «Экспериментальное исследование пространственно – частотной структуры скалярно – векторных звуковых полей, создаваемых движущимся подводным источником звука в морской среде» (шифр «Монитор-ТОИ») в 2014 – 2016 гг. Результаты научной деятельности объединены под названием «Современная векторная акустика океана – перспективы подводного мониторинга океанической среды».

Термин «векторная акустика» введен в научную терминологию нами (Щуров В.А. Векторная акустика океана. Дальнаука. 2003, Shchurov V.A. Vector acoustics of the ocean. Dalnauka. 2006) и в настоящее время является общепризнанным научным термином и вошел в современную международную научную терминологию. В отчетный период 2013–2016 гг. лаборатория развивала теоретические и экспериментальные исследования в области вихревых структур вектора интенсивности в реальных средах мелкого моря, впервые обнаруженных нами в 2008 г., в дальнем поле подводного или поверхностного источников. Усовершенствование экспериментальных приемных векторно-фазовых систем позволили достичь новых результатов, как в области теории вихрей, так и при решении прикладных проблем подводной акустики, что было продемонстрировано при выполнении НИР «Монитор-ТОИ». Проведенные исследования могут быть положены в основу создания высокоэффективных помехоустойчивых систем обнаружения нового поколения.

В отчете исследуются особенности формирования низкочастотных гидроакустических полей в шельфовой зоне Японского моря. Экспериментально и теоретически исследуются процессы формирования нелинейных внутренних гравитационных волн (ВГВ), а также влияние пространственно-временной изменчивости гидрологических условий на распространение звука. Модернизируется и верифицируется экспериментально геоакустическая модель дна.

В 12 морских экспедициях проведены поиск и исследования зон разгрузки метана в моря Дальнего востока и российского сектора Арктики. Построены карты-схемы положения источников пузырьков в обнаруженных зонах разгрузки. Сделана оценка поступления метана в водную толщу, рассчитан профиль концентрации метана растворенного в водной толще. На экспериментальной установке исследованы особенности выхода пузырьков метана и углекислого газа из сопла, реальных осадочных пород и кварцевого песка в воду в области стабильности их газогидратов и вне ее. С помощью восьми ядерного суперкомпьютера Parsytec выполнено квантово – химическое моделирование кластеров метана с молекулами воды в приближении супермолекулы, рассмотрено

изменение электронного строения клатрата метана. Определена зависимость потенциальной энергии системы от смещения центральной молекулы CH_4 в различных направлениях.

Разработаны физические основы нелинейных методов акустической диагностики высокого разрешения мелкомасштабных неоднородностей толщи океана. Полученные результаты были положены в основу решения обратных задач определения типа включения, концентрации и размерного состава. Были проведены длительные акустические исследования структуры приповерхностных пузырьковых облаков, которые позволили выявить динамику размерного состава и концентрации пузырьков при различных состояниях моря, включая штормовые условия. Было показано, что при прохождении шторма существенным образом изменяется функция распределения пузырьков по размерам, при этом суммарное объемное газосодержание и акустическая нелинейность в воде резко возрастают. Была изучена возможность использования узколучевых нелинейных параметрических излучателей для зондирования неоднородностей морской среды с высоким пространственным разрешением и показана его эффективность. Были проведены широкомасштабные экспериментальные исследования нелинейных характеристик верхнего слоя моря: акустической нелинейности и кавитационной прочности морской воды на различных глубинах. Показано, что в приповерхностном слое до глубины 7-10 метров наблюдается повышение акустической нелинейности и одновременное понижение кавитационной прочности морской воды, которые мы связываем с наличием газовых пузырьков, всегда присутствующих в подповерхностном слое. Экспериментальные работы проводились в ежегодных экспедициях в заливе Петра Великого Японского моря в различное время с мая по октябрь каждый сезон на маломерных НИС "Малахит" и НИС "Импульс", а также в северной части Тихого океана и восточной Арктике на учебном судне "Профессор Хлюстин" Морского государственного университета им. адм. Г.И. Невельского с 23 июля по 11 сентября 2013 г. Разработанные методы акустического зондирования с высоким пространственным разрешением позволили получить данные о распределении зоопланктона на большой акватории в заливе Петра Великого Японского моря (~50 кв.км) и его сезонной изменчивости, которые согласуются с данными облова зоопланктона традиционными методами. Кроме того, были проведены исследования распределения планктона в северной части Японского моря и в Охотском море, которые выявили их существенную пространственную изменчивость вблизи гидрологических фронтов и вблизи шельфа. Показано, что данные по рассеянию звука позволяют оценить концентрацию пузырьков, кавитационную прочность, акустическую нелинейность морской воды с пузырьками, а также важную характеристику биопродуктивности водных масс – массовую концентрацию включений и их суммарное количество в интервале размеров. Показано, что оценить изменчивость термоклина в мелком море можно на основе измерения частотного смещения интерференционной структуры акустического поля и представлены важные необходимые

условия для реализации метода. Основная новизна работы заключалась в применении новых акустических методов изучения структуры, основанных на использовании многочастотного рассеяния и распространения звука и применении сложных сигналов, в том числе с использованием остронаправленных параметрических акустических излучающих систем.

Содержание

Стр.

Введение.....	15
1 Лазерные нанобарографы, лазерные измерители вариаций давления гидросферы, лазерные гидрофоны	19
1.1 Лазерный нанобарограф	20
1.2 Лазерный измеритель вариаций давления гидросферы	27
1.3 Лазерный гидрофон.....	33
1.4 Погрешности измерений.....	47
1.5 Калибровка.....	54
1.6 Испытания лазерного гидрофона и мобильного лазерного измерителя вариаций давления гидросферы	57
1.7 Лазерно-интерференционные приёмники градиента давления	62
Список использованных источников.....	64
2. Закономерности трансформации гидроакустических сигналов на границе «вода-дно».....	66
2.1 Регистрация сейсмоакустических сигналов надводного судна	66
2.1.1 Описание эксперимента.....	67
2.1.2 Обработка и анализ полученных данных.....	70
2.2 Применение лазерных деформографов для диагностики морского дна.....	79
2.3 Развитие технологии диагностики морского дна с помощью низкочастотных гидроакустических излучателей и береговых лазерных деформографов.....	85
2.4 Особенности трансформации излучённых гидроакустических сигналов на шельфе убывающей глубин.....	91
2.5 Изучение закономерностей трансформации низкочастотных звуковых и инфразвуковых сигналов импульсной и волновой природы на границе системы «вода-дно».....	98
2.5.1 Экспериментальные работы.....	98
2.6 Анализ полученных экспериментальных данных.....	102
Список использованных источников.....	107
3 Разработка облика систем звукоподводной связи и навигации, их комплексирование с системами контроля изменчивости гидрофизических параметров. Экспериментальная апробация разработанных комплексов навигации и связи при обеспечении миссий подводных аппаратов...111	
3.1 Математическая модель распространения низкочастотных импульсных сигналов применительно к задачам разработка облика систем звукоподводной связи и навигации и их комплексирования с системами контроля изменчивости гидрофизических параметров.....	113

3.1.1 Лучевая модель распространения звука вдоль наклонного дна.....	115
3.1.2 Имитационная математическая модель.....	116
3.1.3 Упрощенная математическая модель для расчетов эффективной скорости звука на трассах с температурными неоднородностями.....	118
3.1.4 Модель для прогнозных оценок зон связи и навигации.....	119
3.2 Сравнение экспериментальных данных с численными расчетами процесса распространения навигационных и связных сигналов для гидрологических условий Японского моря.....	120
3.3 Результаты сравнения численных и экспериментально полученных импульсных характеристик волноводов.....	123
3.4 Результаты сравнения численных расчетов и экспериментальных данных для реализации дальномерной задачи на акустической трассе при зимних гидрологических условиях и наличии вихревого образования.....	128
3.5 Разработка облика систем звукоподводной связи и навигации.....	134
Выводы по разделу 3	143
Список использованных источников.....	143
4 Развитие акустических методов диагностики сложных систем.....	146
4.1 Анализ подводных шумов спокойного дыхания водолаза в интересах обнаружения, определения местоположения и оценки состояния.....	146
4.2 Анализ механизмов формирования шумов форсированного выдоха человека и оценки влияния функциональных проб на акустико-биомеханические взаимосвязи форсированного выдоха.....	153
4.2.1 Анализ механизмов формирования шумов форсированного выдоха человека.....	153
4.2.2 Оценка влияния функциональных проб на акустико-биомеханические взаимосвязи форсированного выдоха.....	159
4.3 Моделирования распространения дыхательных звуков в легких человека.....	164
4.4 Разработка усовершенствованных методов и аппаратных средств акустической диагностики легких.....	171
4.4.1 Разработка помехозащищенных акустических датчиков для регистрации дыхательных звуков на поверхности тела человека.....	171
4.4.2 Разработка методов обработки сигналов для дыхательных шумов.....	175

4.4.3 Разработка предложений по методам высокоразрешающей акустической диагностики дыхательной системы человека.....	179
Список использованных источников.....	183
5. Современная векторная акустика океана – перспективы подводного мониторинга океанической среды.....	190
5.1. Вихревая структура низкочастотного акустического интерференционного поля мелкого моря.....	191
5.1.1. Математическая обработка векторного акустического сигнала.....	192
5.1.2. Методика измерений и условия эксперимента.....	194
5.1.3. Обсуждение экспериментальных результатов.....	195
Список используемых источников.....	210
5.2. Четвертый статистический момент акустического векторного поля.....	211
Список используемых источников.....	216
5.3. Наблюдение слабого сигнала при пассивном режиме шумопеленгования в условиях компенсации встречных потоков энергии в реальных условиях мелкого моря.....	216
Список используемых источников.....	222
Список опубликованных материалов в 2013 – 2016 гг.....	223
6 Формирование поля нелинейных внутренних гравитационных волн и их разрушение. Геоакустическое моделирование. Осадочные волны. Численное и статистическое моделирование распространения звуковых волн в случайно-неоднородных средах.....	226
6.1 Геоакустическое моделирование шельфовой зоны Японского моря.....	226
6.2 Интенсивные внутренние гравитационные волны в прибрежной зоне залива Петра Великого (Японское море).....	228
6.3 Низкочастотные гидроакустические исследования и геоакустическая модель.....	233
6.4 О формировании низкочастотных звуковых полей во флуктуирующем мелком море.....	237
Список использованных источников.....	239
7 Количественная акустическая оценка профиля концентрации растворенного в водной толще метана в зонах его пузырьковой разгрузки.....	242
7.1 Метод количественной акустической оценки профиля концентрации растворенного в водной толще метана в зонах его пузырьковой разгрузки.....	242
7.2 Верификация метода акустической оценки концентрации метана в водной толще на примере зоны его пузырьковой разгрузки в Охотском море.....	247
Список использованных источников.....	251

8 Лабораторные исследования и численное моделирование процессов образования и разложения газогидратов.....	254
8.1 Лабораторные исследования процессов образования и разложения газогидратов.....	254
8.2 Численное моделирование процессов образования и разложения газогидратов.....	258
Список использованных источников.....	263
9 Поиск и исследование зон пузырьковой разгрузки метана в ДВ морях и российском секторе Арктики акустическими методами.....	265
9.1 Поиск и исследование зон пузырьковой разгрузки метана в Охотском море.....	265
9.2 Поиск и исследование зон пузырьковой разгрузки метана в Татарском проливе Японского моря.....	270
9.3 Поиск и исследование зон пузырьковой разгрузки метана в заливе Петра Великого.....	275
9.4 Аппаратура и программное обеспечение для поиска и исследования зон разгрузки метана.....	279
Список использованных источников.....	283
10 Натурные и модельные исследования распространения сейсмоакустических сигналов в 3-d геоакустических волноводах с сухопутным участком.....	284
10.1 3-d моделирование акустического поля, формируемого на шельфе во время забивки фундаментных свай на берегу.....	288
10.2 Построение функции источника для 3-d моделирования импульсного акустического поля, формируемого на шельфе излучающим комплексом сейсморазведочного судна.....	293
10.3 Исследование распространения энергии низкочастотных акустических и сейсмических волн на шельф.....	297
10.3.1 Методика и аппаратура.....	298
10.3.2 Результаты сейсмоакустических исследований, проведенных в б. Витязь.....	301
10.4 Исследования потерь на трассе со сложной береговой линией.....	311
10.4.1 Исследования потерь на равноглубинной трассе в заливе Посьета.....	313
Список использованных источников.....	316
11 Разработка физических основ и новых нелинейных методов акустической диагностики высокого разрешения толщи океана и изучение акустическими методами нелинейных волновых явлений в океане.....	319

11.1. Введение.....	319
11. 2. Экспериментальные методы, аппаратура и районы работ.....	322
11.3. Теоретические основы.....	331
11.3.1. Коэффициент рассеяния звука.....	331
11.3.2. Возможность определения параметров среды по рассеянию звука.....	333
11.3.3. Оценки распределения биомассы на основе рассеяния звука.....	334
11.3.4. Нестационарное рассеяние звука на пузырьках.....	335
11.3.5. Коэффициент поглощения звука и эффективные параметры.....	339
11.3.6. Акустическая нелинейность микронеоднородных сред.....	341
11.3.7. Нелинейное распространение акустических импульсов и нелинейный акустический метод диагностики гетерогенных сред.....	345
11.3.8. Кавитационная прочность приповерхностных слоев морской воды.....	347
11.4. Изучение рассеяния звука в мелком море.....	348
11.5. Изучение рассеяния звука на планктоне с использованием донной станции.....	354
11.6. Акустические исследования приповерхностных пузырьковых структур.....	359
11.7. Кавитационная прочность морской воды.....	362
11.8. Метод измерения акустической нелинейности морской воды.....	368
11.9. Исследования параметрического взаимодействия в верхнем слое морской воды.....	372
11.10. Оценка изменчивости термоклина в мелком море методом частотного сдвига интерференционной структуры акустического поля.....	376
Список использованных источников.....	380
Заключение.....	387

Введение

При проведении ряда экспериментальных работ установлено, что с понижением частоты излучения, всё большая доля энергии гидроакустических волн трансформируется в энергию сейсмоакустических волн на границе «вода-дно» [1-3]. Дальнейшие модельно-теоретические исследования, основанные на полученных экспериментальных данных, позволили оценить величину гидроакустической энергии, трансформированной в сейсмоакустическую энергию [4]. Но при анализе данных, полученных в ходе выполнения экспериментальных работ на шельфе Японского моря по генерации низкочастотных гидроакустических колебаний низкочастотным гидроакустическим излучателем и приёму излучённых сигналов береговым лазерным деформографом, установлено, что при дрейфовом перемещении работающего излучателя значительно меняется амплитуда принятых лазерным деформографом сигналов. При расположении излучателя на «глубокой» воде вариации принятых амплитуд имеют значительно меньшую величину. Дрейфовое изменение принятых амплитуд может быть связано, прежде все, с неоднородным строением сред распространения (вода, верхний слой морской земной коры), а также с вариациями наклона морского дна относительно направления на гидроакустический излучатель. Неоднородное строение водной среды связано с изменяющимися размерами слоёв воды, имеющих различные температуры. Для изучения влияния неоднородности водной среды на эффективность трансформации гидроакустических волн в сейсмоакустические волны необходимо было провести экспериментальные исследования по изучению закономерностей трансформации гидроакустической энергии в сейсмоакустическую энергию с применением низкочастотного гидроакустического излучателя с центральной частотой излучения 33 Гц и берегового лазерного деформографа в разные сезоны года по одной методике при расположении гидроакустического излучателя в одинаковых точках. В данной работе нас не интересуют определения и понятия «гидроакустическая энергия» или «сейсмоакустическая энергия», происхождение которой связано с результатом трансформации гидроакустических сигналов, излучённых низкочастотным гидроакустическим излучателем на частоте 33 Гц, в сейсмоакустические сигналы на границе «вода-дно», а интересуется лишь изменение отношения («сейсмоакустическая энергия»)/ («гидроакустическая энергия»), которое можно определить как коэффициент трансформации. Таким образом, одной целью работы является: экспериментальное изучение сезонной зависимости коэффициента трансформации гидроакустических волн в сейсмоакустические волны.

Важнейшим направлением исследований является разработка технических средств для создания эффективных систем подводного наблюдения в важных районах Мирового океана. При реализации подобных систем требуется решать вопросы управления, связи и позиционирования

для десятков и сотен устройств, выполняющих различные задачи в обозначенных районах. Во многом это связано с бурным развитием роботизированных подводных обитаемых аппаратов различного назначения, способных функционировать в течение длительного времени на больших удалениях от берега. При этом, ключевой задачей, предлагаемой для решения, является обеспечение сети подводного наблюдения, состоящей из подводных обсерваторий и платформ, буйковых станций и обитаемых аппаратов различного назначения элементами управления и связи с центром анализа и принятия решений на расстояниях в сотни и тысячи километров.

Особо следует отметить важность создания системы гидроакустического позиционирования и связи в Арктических районах зоны ответственности РФ. Помимо перечисленных выше задач эти технологии представляют интерес для организации подводно-технических работ по сбору доказательств для расширения внешней границы континентального шельфа, а также для проведения батиметрической съемки и сбора геологических образцов.

Предлагаемые в отчете пионерские технологии по созданию высокоточной гидроакустической навигационно-командной сети (ГАНКС) дальнего радиуса действия (сотни, тысячи км), базирующиеся на фундаментальных результатах исследований авторов проекта, позволят существенно сократить материальные и финансовые затраты на оборудование зон функционирования разнородных подводных платформ системами навигации и управления.

В рамках направления «Развитие акустических методов диагностики сложных систем» проведены фундаментально-поисковые исследования по акустическим методам диагностики и контроля дыхательной системы человека, предназначенным как для обеспечения подводных работ с водолазами (технические средства исследования океана) и контроля других лиц, находящихся в экстремальных условиях (специальная физиология), так и общемедицинских целей (медицинское приборостроение).

В период 2014-2016 гг. получены новые научные результаты в части:

- анализа подводных шумов спокойного дыхания водолаза в интересах обнаружения, определения местоположения и оценки состояния,
- анализа механизмов формирования шумов форсированного выдоха человека и оценки влияния функциональных проб, в том числе моделей микрогравитации, на акустико-биомеханические взаимосвязи форсированного выдоха,
- моделирования распространения дыхательных звуков в легких человека,
- разработки усовершенствованных методов и аппаратных средств акустической диагностики легких, включавшей разработку помехозащищенных акустических датчиков для регистрации дыхательных звуков на поверхности тела человека, методов обработки сигналов для дыхательных и искусственных звуков, предложений по методам высокоразрешающей акустической диагностики дыхательной системы человека.

С точки зрения волновой акустики, формирование звукового поля в зоне океанского шельфа определяется волноводом – водным слоем, поверхностью моря и поглощающим дном. Каждый конкретный волновод имеет множество специфических свойств и факторов, которые определяют некоторый набор закономерностей распространения звука в нем. С увеличением частоты сигнала основным фактором, определяющим формирование гидроакустического поля, является поле скорости звука и его флуктуации в водном слое. С уменьшением частоты звука преобладающими факторами являются распределение по глубине скорости звука и геоакустические свойства дна. Поэтому исследование пространственно-временных вариаций скорости звука, вызванных ВГВ, а также разработка и верификация геоакустических моделей в процессе акустических экспериментов и их моделирования являются приоритетными направлениями в гидроакустике.

С увеличением же частоты звука возрастает роль гидрологических условий. При этом, как известно, океанологическая специфика мелкого моря - это наличие активных динамических процессов в водном слое. Такие динамические процессы могут иметь самые различные временные и пространственные масштабы. Последний факт стимулировал теоретические исследования случайных акустических полей для моделей, в которых неоднородности водной среды изменяются случайным образом не только по глубине, но и в горизонтальном направлении.

В данной главе исследуются интенсивные внутренние гравитационные волны, геоакустическая модель, проблема распространения низкочастотных акустических сигналов, а также выясняется роль флуктуаций поля скорости звука на формирование звуковых полей.

В настоящее время значительно вырос интерес к изучению потоков метана в атмосферу, который во многом связан с наблюдаемым быстрым ростом концентрации метана в атмосфере и увеличении вклада метана в глобальное потепление. В качестве одного из источников поступления метана в атмосферу рассматривается осадочный слой океана. На морском дне повсеместно зарегистрированы зоны разгрузки метана в виде всплывающих пузырьков, которые образуют в водной толще устойчивые области их повышенной концентрации - газовые “факелы” (ГФ). Всплывающие пузырьки являются эффективным инструментом переноса метана из литосферы в водную толщу и атмосферу. ГФ являются легко регистрируемым поисковым признаком придонных скоплений газогидратов метана – кристаллических соединений клатратного типа, образующиеся из метана и воды при низких температурах и высоком давлении, которые рассматриваются как потенциальный резерв углеводородного сырья. С каждым годом во время морских экспедиций обнаруживаются всё новые зоны разгрузки метана их поиск, и исследование является важной научной задачей.

Показана возможность построения адекватных натурным измерениям модельных оценок акустического поля, формируемого импульсным источником в 3-D геоакустическом волноводе

«суша-море». Численное моделирование, опирающееся на измерение в опорной точке, проводится в приближении МПУ – взаимодействующих нормальных мод в вертикальной плоскости и узкоугольного параболического уравнения в горизонтальной плоскости.

Разработаны физические основы нелинейных методов акустической диагностики высокого разрешения мелкомасштабных неоднородностей толщи океана. Развита модель эффективных параметров жидкости с резонансными и нерезонансными включениями, позволяющая получать результаты, согласующиеся с данными натурных экспериментальных исследований. Выявлены взаимосвязи акустической нелинейности, кавитационной прочности и распределения пузырьков в морской воде. Проведены исследования мощных высоконаправленных акустических излучателей в параметрическом режиме, выявлены их возможности и показана эффективность для изучения распространения импульсных сигналов звука. Изучены закономерности формирования направленных низкочастотных акустических пучков, генерируемых при параметрическом взаимодействии высокочастотной накачки. Показано, что данные по рассеянию звука позволяют оценить концентрацию пузырьков, кавитационную прочность, акустическую нелинейность морской воды с пузырьками, а также важную характеристику биопродуктивности водных масс – массовую концентрацию включений и их суммарное количество в интервале размеров. Показано, что оценить изменчивость термоклина в мелком море можно на основе измерения частотного смещения интерференционной структуры акустического поля и представлены необходимые условия для реализации метода.

1 Лазерные нанобарографы, лазерные измерители вариаций давления гидросферы, лазерные гидрофоны

При исследовании физических процессов геосфер основные задачи сводятся к изучению закономерностей генерации, динамики и трансформации колебаний и волн широкого диапазона частот. На первый взгляд эти задачи быстро решаемые, но на самом деле их решать можно не одно поколение, если исследуемый диапазон частот включает в себя, хотя бы звуковой и инфразвуковой диапазоны. И здесь задача становится неимоверно сложной, так как возможны ситуации когда длины волн исследуемых процессов соизмеримы с геометрическими размерами рассматриваемых частей геосфер. Особенно эти задачи проблематичны в своём решении при рассмотрении взаимодействия физических процессов системы «атмосфера-гидросфера-литосфера» с включением шельфовых клиновидных областей. Данное изучение невозможно провести теоретически хотя бы приближённо, а оно необходимо для решения не только фундаментальных, но, в основном, для прикладных задач. Кроме того, полученные с большим приближением теоретические результаты могут быть крайне ошибочными, проверку которых можно осуществить только экспериментально. Для правильной интерпретации полученных экспериментальных данных исследования необходимо проводить одновременно во всех трёх геосферах установками, расположенными на одном полигоне. Более того, для адекватной интерпретации полученных данных исследования необходимо выполнять одновременно на полигонах, разнесённых на значительные расстояния.

После создания лазерных деформографов, которые показали свои значительные преимущества по основным техническим характеристикам над всеми существующими измерителями своего направления, было принято естественное решение по созданию установок для измерения вариаций атмосферного и гидросферного давлений на основе лазерно-интерференционных методов. В дальнейшем были созданы лазерные нанобарографы, лазерные измерители вариаций давления гидросфера и лазерные гидрофоны, которые в последствии показали свои значительные преимущества перед любыми существующими установками, ориентированными на измерение вариаций атмосферного и гидросферного давлений в инфразвуковой и низкочастотной (до 1000 Гц) звуковой областях спектра. В данной главе мы рассмотрим особенности создания лазерно-интерференционных установок, предназначенных для измерения вариаций атмосферного и гидросферного давлений в инфразвуковой и низкочастотной звуковой областях спектра, их технические характеристики и некоторые результаты по их калибровке и испытаниям. В настоящее время создано пять лазерных нанобарографов, три лазерных измерителя вариаций давления гидросферы и два лазерных гидрофона. В нашем случае лазерный гидрофон отличается от лазерного измерителя вариаций давления гидросферы только

тем, что в нём используются малогабаритные полупроводниковые лазеры вместо гелий-неоновых частотно стабилизированных лазеров, применяемых в лазерных измерителях вариаций давления гидросферы.

Последние десять лет, в ТОИ ДВО РАН ведутся работы по созданию лазерно-интерференционных гидроакустических и океанологических измерительных систем. За это время разработан и создан ряд приборов предназначенных для измерения вариаций давления гидросферы. Условно их можно разделить на два вида: лазерные измерители вариаций давления гидросферы [Долгих и др., 2005; Долгих и др., 2011] и лазерные гидрофоны [Долгих и др., 2007; Долгих и др., 2013; Долгих и др., 2015; Долгих и др., 2016]. Помимо этого, ведутся работы по созданию лазерно-интерференционного приемника градиента давления.

1.1 Лазерный нанобарограф

Лазерный нанобарограф разработан и создан для изучения природы вариаций атмосферного давления в частотном диапазоне от 0 до 1000 Гц с высокой точностью (Долгих и др., 2004а). В нём в качестве чувствительного элемента используется блок анероидных коробок, применяемый в обычных стрелочных барометрических приборах (Андреева, 1981). Характеристики блока анероидных коробок следующие: материал коробки - бериллиевая бронза БрБ2; диаметр коробки - $d_k = 50$ мм; диаметр жесткого центра - $d_c = 10$ мм; толщина материала коробки - $\delta_k = 0.1$ мм; тип гофра – пальчатый; высота гофра $H = 1$ мм; длина волны гофра $l = 7$ мм; угол наклона гофра $\theta = 20^\circ$; количество коробок в измерительном блоке – 4 шт. Для регистрации перемещения незакрепленного конца блока, с целью увеличения чувствительности установки и расширения её частотного и динамического диапазонов, применяются лазерно-интерференционные методы.

Оптическая схема лазерного нанобарографа, приведённая на рис. 1.1, создана на основе модифицированного интерферометра Майкельсона равноплечего типа с длиной измерительного (или «эталонного») плеча 20 см. Как видно из рис. 1.1 луч лазера (1), пройдя коллиматор (2), попадает на плоско параллельную пластину ПИ-100 (3), на которой делится на два. Один из них проходит по «эталонному» плечу, расположенному между пластиной ПИ-100, зеркалами на пьезокерамических цилиндрах (7) и (8) и фотодиодом ФД24К (5). Другой проходит измерительное плечо, расположенное между пластиной ПИ-100 (3), системой «глаз кошки», состоящей из собирающей линзы (6) и анероидной коробки с зеркальным напылением (4), и фотодиодом ФД24К (5). На фотодиоде (ФД) оба луча образуют интерференционную картину, которую настраивают на «пятно-минимум» или «пятно-максимум» в зависимости от выбранных способов работы системы

регистрации лазерного нанобарографа. За счет обратной связи, выведенной на одну из пьезокерамик, интерференционная картина поддерживается неизменной на фотодиоде. Величина сигнала подстройки пропорциональна изменению оптической разности хода в плечах интерферометра. При достижении величины сигнала подстройки, соответствующей изменению оптической разности хода в плечах интерферометра равного $\lambda/2$ (λ - длина волны лазера), ключи системы регистрации замыкаются и интерференционная картина с одного экстремума перескакивает на один из двух соседних, связанных с увеличением или уменьшением измерительного плеча интерферометра.

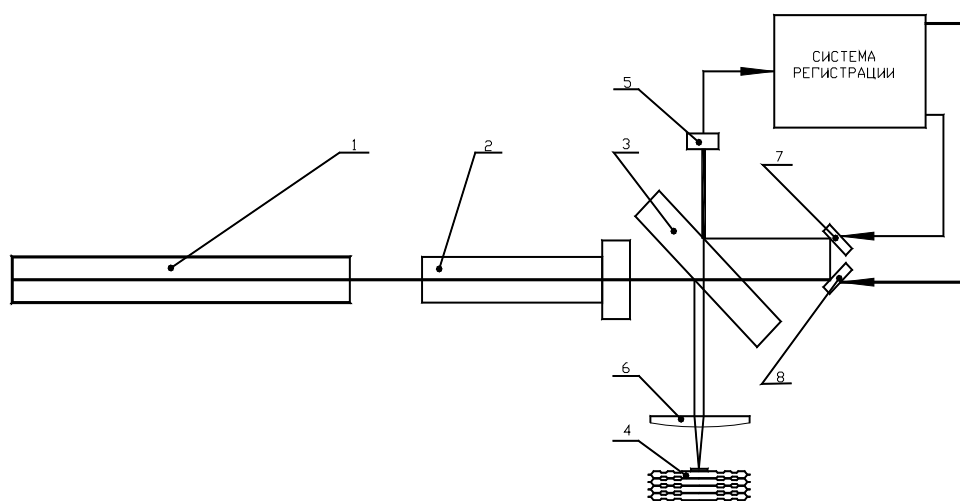


Рисунок 1.1 – Блок-схема лазерного нанобарографа. 1 - частотно-стабилизированный He-Ne-лазер ЛГН-303 (гелий-неоновый частотно стабилизированный лазер фирмы Melles Griot), 2 – коллиматор, 3 - делительная пластина ПИ-100, 4 - блок анероидных коробок с зеркалом, 5 – фотоприемник, 6 – линза, 7 - зеркало компенсации, 8 - зеркало раскачки

Изменение оптической разности хода в плечах интерферометра можно описать следующим выражением:

$$\Delta l = \frac{\Delta i}{i_0} \frac{\lambda}{2\pi} \pm \sqrt{\left(l \frac{\Delta \lambda}{\lambda} \right)^2 + \left(\frac{\Delta i_1}{i_0} \frac{\lambda}{2\pi} \right)^2 + \left(\frac{\Delta i_2}{i_0} \right)^2}, \quad (1.1)$$

где: $\frac{\Delta i}{i_0} \frac{\lambda}{2\pi}$ - изменение оптической разности хода, связанной с вариациями атмосферного давления, воздействием сейсмоакустического шума, температуры и влажности на интерференционный узел; $l \frac{\Delta \lambda}{\lambda}$ - шумы, обусловленные нестабильностью частоты лазерного

излучения; $\frac{\Delta i_1}{i_0} \frac{\lambda}{2\pi}$ - шумы фотозлектронной аппаратуры; $\frac{\Delta i_2}{i_0} \frac{\lambda}{2\pi}$ - шумы, вызванные нестабильностью мощности лазерного излучения. Проанализируем вклад каждого слагаемого в измеряемую величину Δl .

В лазерном нанобарографе оптическая разность хода в плечах интерферометра уравнена с точностью до 10^{-2} м. В этом случае при использовании частотно нестабилизированного лазера с вышеописанными характеристиками и условиями эксплуатации, в лазерном нанобарографе достигается точность измерения оптической разности хода лучей в плечах интерферометра:

$$\Delta \ell = |-\ell \varepsilon| = 1 \cdot 10^{-2} \text{ м} \cdot 1.6 \cdot 10^{-6} = 1.6 \cdot 10^{-8} \text{ м}. \quad (1.2)$$

Применяемые методы интерферометрии (Долгих, 2000) позволяют измерять $\Delta \ell$ с точностью $(10^{-3} \div 10^{-4})^{1/2}$, т.е.

$$\Delta l_{np} = 0.3 \times (10^{-9} \div 10^{-10}) \text{ м}. \quad (1.3)$$

Для достижения данной точности необходимо использовать лазер с частотной стабилизацией, которые успешно применяются в исследовательских и метрологических целях (Пак, Привалов, Фофанов, 1981).

При проведении экспериментальных исследований в лазерном нанобарографе ранее использовался частотно стабилизированный лазер ЛГН-303, который имел стабильность частоты достаточную для применения в качестве излучателя в устройстве «лазерно-интерференционный нанобарограф», в настоящее время во всех лазерных нанобарографах используется аналогичный гелий-неоновый частотно стабилизированный лазер фирмы Melles Griot. Долговременная стабильность частоты лазера равна 10^{-8} . Использование данного лазера в нанобарографе позволило проводить измерение $\Delta \ell$ с точностью $\Delta \ell = 1 \cdot 10^{-10}$ м, что по порядку величины совпадает с (1.3).

Для оценки чувствительности лазерно-интерференционного нанобарографа рассчитаем перемещение незакрепленного конца блока анероидных коробок под действием изменений атмосферного давления. Согласно (Андреева, 1981) прогиб одиночной мембраны и перепад давления на мембране связаны соотношением:

$$\frac{pR^4}{Eh^4} = a \frac{u_0}{h} + b \frac{u_0}{h^3}, \quad (1.4)$$

где: p – перепад давления на мембране, R – радиус анероидной коробки, E – модуль упругости материала коробки, h – толщина мембраны, u_0 – прогиб мембраны под действием перепада давления, a и b вспомогательные коэффициенты, определяемые в зависимости от параметров гофрировки. В нашем случае $a = 35$ и $b = 0.032$, и выражение (1.4) принимает вид:

$$p = 0.0121u_0 + 0.0011u_0^3, \quad (1.5)$$

где: давление (p) задано в МПа, а u_0 в мм.

Применяемые методы интерферометрии позволяют измерять изменение оптической разности хода в плечах интерферометра с точностью до 0.03 нм. В данном случае это смещение поверхности одиночной мембраны будет вызвано изменением атмосферного давления, равным примерно 0.0004 Па. Блок анероидных коробок состоит из 8 мембран. Точность измерения вариаций атмосферного давления при этом улучшится в 8 раз и составит величину, примерно равную 50 мкПа.

Установка находится в гидротермоизолированном подземном помещении, где влажность в процессе измерения остается постоянной, а температура меняется в пределах 0.1° . Юстировочные и крепежные детали интерференционного узла конструктивно выполнены с возможной компенсацией температурных воздействий. С учетом конструкции модифицированного интерферометра Майкельсона равноплечего типа точность измерения Δl составит величину 0.1 нм.

Температурное воздействие на саму анероидную коробку приводит к ошибкам в измерении вариаций атмосферного давления, ограничивая точность его измерения до 0.003 Па, что значительно превышает чувствительность прибора. Отсюда следует, что для полной реализации возможностей нанобарографа желательно осуществлять мероприятия по температурной стабилизации в помещении, где установлен прибор или проводить синхронные измерения вариаций температуры с последующим вычислением поправки в полученные экспериментальные данные. За счет применения анероидных коробок из элинвара, температурный коэффициент модуля упругости которого близок к нулю, возможно, вообще избавиться от соответствующей температурной погрешности.

Далее остановимся на ошибках, вносимых в измерения вариаций атмосферного давления сейсмоакустическими шумами, которые могут изменять оптическую разность хода в плечах интерферометра.

Согласно (Долгих, 2003) для интерферометра равноплечего типа соотношение, связывающее величину зарегистрированной амплитуды A с истинной амплитудой A_0 гармонического сигнала, определяется следующим образом:

$$A = 4A_0 \cos\left(\frac{2\pi(L-x)}{\lambda_y}\right) \sin^2\left(\frac{\pi L}{\lambda_y}\right), \quad (1.6)$$

где: L – длина «плеча» интерферометра (20 см), x – координата, λ_y – длина волны, распространяющейся в упругой среде. При анализе данного выражения следует, что измеренная амплитуда очень сильно падает при возрастании λ_y в случае $\lambda_y \gg L$. Конечно, берется случай равного смещения в обоих плечах интерферометра при прохождении сейсмоакустических волн

(сейсмоакустического шума). В случае, когда упругая волна вызывает смещение только в одном из плеч интерферометра, то для оценки принятой амплитуды можно пользоваться выражением для интерферометра неравноплечего типа (Долгих, 2003):

$$A = 2A_0 \sin\left(\frac{2\pi(L-x)}{\lambda_y}\right) \sin\left(\frac{2\pi L}{\lambda_y}\right). \quad (1.7)$$

При этом происходит уменьшение принятой амплитуды при возрастании λ_y , но не так быстро, как в случае действия выражения (1.6). В любом случае по мере роста λ_y (увеличение периода волны) происходит значительное уменьшение амплитуды зарегистрированной волны.

Граничное значение периода $\left(\frac{2\pi L}{\lambda_y} = \frac{\pi}{6}\right)$ при скорости упругих волн $C_y = 3000\text{м/с}$ находится на частоте 125 Гц. В этом случае $A=A_0$. Далее по мере роста периода волны происходит уменьшение A .

Оценку воздействия фонового сейсмоакустического шума (или упругих колебаний и волн) в рабочей полосе установки на величину зарегистрированного сигнала можно сделать только после проведения синхронных измерений на лазерном деформографе и лазерном нанобарографе. Интерференционный узел лазерного деформографа и нанобарографа располагались в одном и том же помещении. Как будет показано далее, в высокочастотной области принимаемых сигналов $T < 100$ с практически не наблюдается совпадений за исключением отдельных выбросов, что указывает на то, что воздействие упругих колебаний и волн на измеренную величину Δl ничтожно, по сравнению с реакцией анероидной коробки на вариации атмосферного давления. Необходимо заметить, что оптическая скамья лазерно-интерференционного нанобарографа находилась на резиновых шариках диаметром 5 см, что обеспечивало дополнительную развязку от сейсмоакустического шума.

В месте расположения лазерно-интерференционного нанобарографа ранее проводились измерения вариаций уровня микросмещений земной коры в широком частотном диапазоне. Уровень фоновых колебаний микросейсмического шума в частотном диапазоне при $f > 1$ Гц составляет в среднем 10^{-10} м (если не брать во внимание резонансные частоты сооружения «лазерный деформограф» и т.п.) на базе прибора неравноплечего типа длиной 52.5 м. В случае, если данные сейсмоакустические шумы влияют только на одно плечо нанобарографа, то они выдают изменение оптической разности хода в нем, равное $\frac{0.2}{52.5} 10^{-10} \text{ м} \approx 3 \cdot 10^{-12} \text{ м}$, что на порядок больше точности измерений изменения оптической разности хода лучей в плечах интерферометра нанобарографа применяемыми методами интерферометрии.

В другом крайнем случае, когда данные сейсмоакустические шумы вызывают одинаковые смещения в обоих плечах интерферометра, измеренное изменение оптической разности хода, вызванное данными сейсмоакустическими шумами, будет равно $\frac{0.01}{52.5}10^{-10} \approx 2 \cdot 10^{-14} \text{ м}$, что находится за пределами чувствительности применяемых методов интерферометрии. Из вышеприведенных оценок следует, что фоновые сейсмоакустические шумы не влияют на измеряемые параметры вариаций атмосферного давления лазерно-интерференционным нанобарографом.

Для проверки данных расчетов были проведены одновременные измерения вариаций уровня сейсмоакустического шума и атмосферного давления в одном помещении. Измерение изменения уровня микродеформаций земной коры проводилось 52.5-метровым лазерным деформографом неравноплечего типа, а измерение вариаций атмосферного давления осуществлялось лазерным нанобарографом. Лазерный нанобарограф располагался в подземном гидротермоизолированном помещении интерференционного узла лазерного деформографа. Проводились длительные измерения вариаций уровня микродеформаций земной коры и атмосферного давления в широком диапазоне частот с предварительной обработкой данных (фильтрация и децимация) в режиме реального времени с записью данных на жесткий диск компьютера с частотой дискретизации равной 62.5 Гц. Затем данные перезаписывались на лазерные диски с последующей организацией банка данных. Частые отключения света не позволили получить длительные ряды записей. Максимальная длительность непрерывной записи составила примерно три недели. Полученные данные позволили проанализировать вариации уровня микродеформаций земной коры и атмосферного давления по синхронным записям лазерного деформографа и лазерного нанобарографа в частотном диапазоне от суточного прилива и их гармоник до 31.75 Гц. В записях деформографа и нанобарографа высокочастотного диапазона в периоды отсутствия сейсмоакустического шума высокого уровня не обнаружено совпадающих максимумов в спектрах мощности, полученных при обработке синхронных участков в записи. Так на рисунке 1.2 приведены спектры, полученные при обработке синхронных участков записи лазерного деформографа (верхний) и лазерно-интерференционного нанобарографа (нижний).

Выделенные максимумы на записях лазерного деформографа и лазерного нанобарографа не совпадают, что указывает на разный их первоисточник. Все выделенные максимумы, по видимому, связаны с собственными шумами установок «лазерный деформограф» и «лазерный нанобарограф». Из данной экспериментальной проверки следует, что фоновые сейсмоакустические шумы высокочастотного диапазона ($1 \text{ Гц} < f < 31.75 \text{ Гц}$), регистрируемые

лазерным деформографом, не влияют на характер записи лазерно-интерференционного нанобарографа.

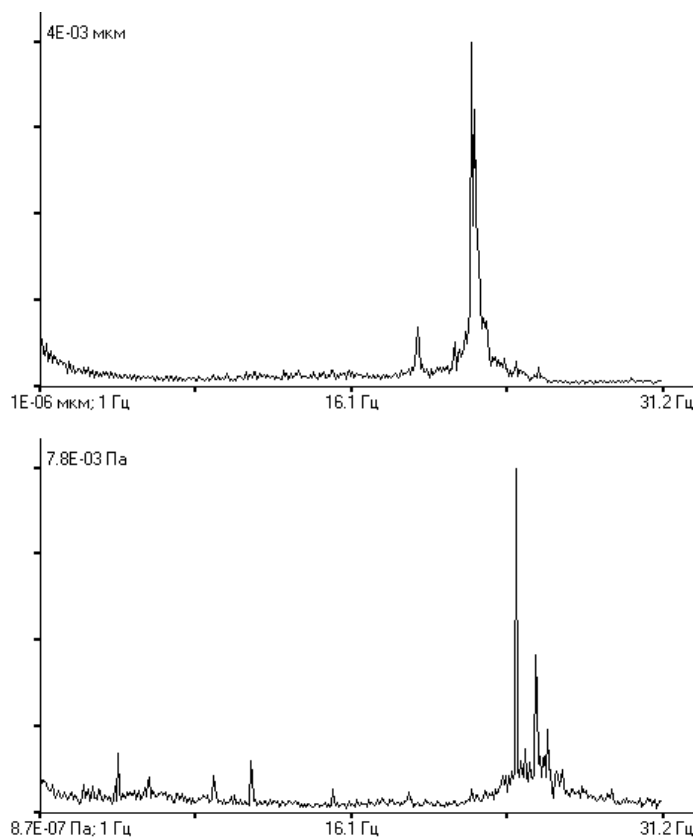


Рисунок 1.2 – Спектры, полученные при обработке синхронных участков записи лазерного деформографа (верхний) и лазерного нанобарографа (нижний)

Таким образом, теоретически установлено, что точность измерения вариаций атмосферного давления, ограниченная, в основном, изменением температуры, равна 0.003 Па, что значительно ниже точности измерений, определяемой применяемыми методами интерферометрии (50 мкПа). Учет влияния температуры на измеряемые параметры или создание большей температурной стабилизации помещения, где находится лазерно-интерференционный нанобарограф, позволит поднять точность измерения вариаций атмосферного давления до предельной.

В настоящее время создано пять лазерных нанобарографа, которые входят в состав лазерно-интерференционных комплексов, состоящих из лазерных деформографов и лазерных нанобарографов. Дополнительно в отдельные комплексы, расположенные на берегу морей (Охотское и Японское моря) входят лазерные измерители вариаций давления гидросферы и/или лазерные гидрофоны. Лазерно-интерференционные комплексы расположены на следующих полигонах: 1) м. Шульца Японского моря, 2) м. Свободный Охотского моря, 3) п. Горнотаёжное

Приморского края, 4) г. Краснокаменск, 5) о. Русский Приморского края (ДВФУ). Внешний вид одного из лазерных нанобарографов приведён на рис. 1.3.

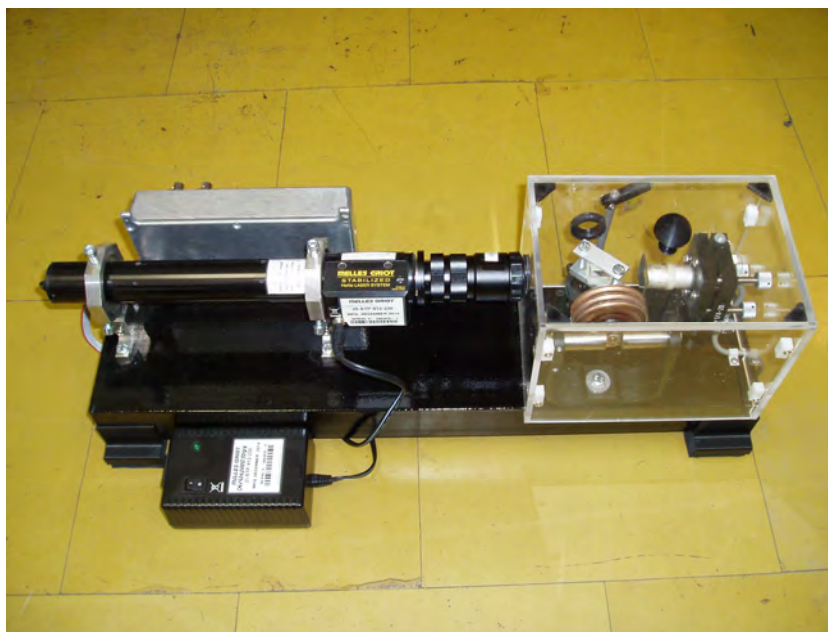


Рисунок 1.3 – Лазерный нанобарограф, установленный в лабораторном корпусе ДВФУ (о. Русский, Приморский край).

1.2 Лазерный измеритель вариаций давления гидросферы

Первый лазерный измеритель вариаций давления гидросферы создан на основе использования современных лазерно-интерференционных методов (Долгих и др., 2005а). Его оптическая схема построена по принципу модифицированного интерферометра Майкельсона, в котором в качестве источника света применён частотно стабилизированный лазер ЛГН-303. Оптическая схема лазерного измерителя вариаций давления гидросферы приведена на рис. 1.4.

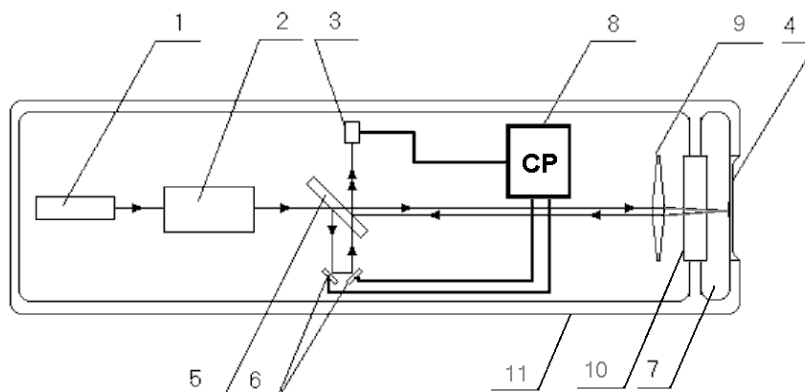


Рисунок 1.4 – Оптическая схема лазерного измерителя вариаций давления гидросферы. 1 - лазер, 2 - оптический затвор и коллиматор, 3 – фотодиод, 4 – мембрана с наклеенным зеркалом, 5 - полупрозрачная плоскопараллельная пластина ПИ-100, 6 - плоскопараллельные юстировочные

зеркала на пьезокерамических цилиндрах типа PZT фирмы Clevite, 7 – компенсационная камера, 8 – система регистрации, 9 – линза, 10 – плоскопараллельная пластина, 11 – герметичный корпус прибора.

Фотография первой действующей установки без системы регистрации и закрывающей части корпуса приведена на рис. 1.5.

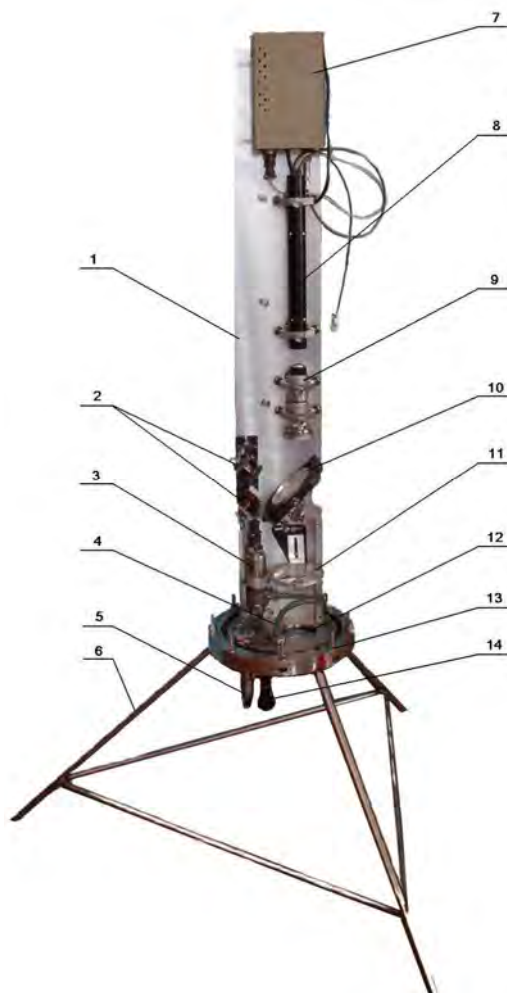


Рисунок 1.5 – Внутреннее расположение элементов лазерного измерителя вариаций давления гидросферы. 1 – оптическая скамья; 2 – подвижные юстировочные зеркала интерферометра; 3 – клапан системы компенсации наружного давления; 4 – воздушные шланги; 5 – гермоввод; 6 – опорное устройство; 7 – блок питания лазера ЛГН303, 8 – лазер ЛГН303; 9 – коллиматор; 10 – делительная пластина; 11 – линза; 12 – измерительная мембрана с отражающим покрытием; 13 – крепежные болты для установки герметичного корпуса; 14 – контрольный гидрофон.

Луч гелий-неонового лазера проходит через коллиматор и оптический затвор и попадает на полупрозрачную плоскопараллельную пластину, разделяясь при этом на два. Далее измерительный луч попадает в отражающую систему «глаз кошки», такую же, как в лазерном

нанобарографе. То есть луч попадает на линзу, которая фокусирует его на зеркале, приклеенном на плоскую мембрану (есть также вариант полировки мембраны до зеркального состояния, в этом случае зеркало отсутствует и фокусировка производится прямо на поверхности мембраны), которая обратной своей стороной непосредственно контактирует с морской водой, передающей ей давление на измеряемой глубине, а также его колебания, которые мы называем вариациями давления гидросферы. Отразившись от зеркала на мембране, луч вновь попадает на линзу, которая посылает его на плоскопараллельную пластину, где он сбивается с опорным лучом. При точной и правильной настройке они образуют интерференционную картину, которая попадает на фотодиод.

Для того, чтобы иметь высокую чувствительность прибора, необходимо работать с мембранами довольно малой толщины (менее 1 мм). При этом возникает риск разрыва мембраны от гидростатического давления при погружении прибора на рабочую глубину. К тому же мембрана имеет максимальную чувствительность при малых прогибах. С увеличением прогиба чувствительность резко уменьшается. Для того чтобы не произошло разрыва мембраны и для того, чтобы иметь возможность производить измерения при наименьших ее прогибах, в конструкции измерителя предусмотрена компенсационная камера. Это небольшой объем, который заполняется воздухом, имеющий два технологических окна. В одном из них установлена заземленная плоская мембрана с наклеенным на нее зеркалом, а второе закрыто прозрачной плоскопараллельной пластиной, отделяющей камеру от остального пространства прибора. Кроме того, компенсационная камера посредством патрубков и шлангов через гидравлический электромагнитный клапан ГА192/2 сообщается с резиновой емкостью, закреплённой на внешней части корпуса. При погружении прибора в воду, клапан открыт и в компенсационную камеру нагнетается воздух под таким давлением, которое необходимо, чтобы скомпенсировать гидростатическое давление, нарастающее с увеличением глубины. По достижении дна (или рабочей глубины) клапан закрывается, и мембрана начинает реагировать на изменение вариаций давления.

При подъеме прибора последовательность операций повторяется в обратном порядке. Открывается клапан и в процессе подъема, воздух из компенсационной камеры стравливается постепенно с тем, чтобы по достижении поверхности прибором, давление в камере установилось равным атмосферному.

Вариации давления, которые регистрирует лазерный измеритель вариаций давления гидросферы можно рассчитать по формуле для круглой мембраны, закреплённой на краях (Ландау, Лифшиц, 1987):

$$P = \frac{\Delta l \cdot 16 \cdot h^3 \cdot E}{3 \cdot (1 - \sigma^2) \cdot R^4}, \quad (1.8)$$

где: Δl - смещение мембраны; h – толщина мембраны; E – модуль Юнга; σ - коэффициент Пуассона, R – радиус мембраны.

В установке используется набор мембран изготовленных из нержавеющей стали. При $R=5$ см, $h=0,5$ мм, $E = 2,1 \cdot 10^{11} \frac{H}{M^2}$, $\sigma = 0,25$, имеем:

$$P = 1,5 \cdot 10^6 \cdot \Delta l \quad (1.9)$$

Лазерно-интерференционные методы позволяют измерять Δl с точностью $0,3 \cdot 10^{-9}$ м в частотном диапазоне от 0 до 1000 Гц. Минимально измеряемое давление при указанной мембране будет равно 0,45 мПа. При увеличении диаметра мембраны или уменьшения её толщины чувствительность лазерного измерителя вариаций давления гидросферы значительно улучшается.

Настройка интерференционной картины и отладка работы лазерного измерителя производится в лабораторном помещении при достаточно высокой температуре. При погружении в воду окружающая температура понижается. Это приводит к тому, что изменяется длина деталей интерферометра. Эксплуатация прибора должна выглядеть следующим образом: 1) Опускание прибора в воду на заданную глубину с проведением мероприятий по компенсации гидростатического давления с нарастанием глубины, как это описано выше в описании конструкции прибора. 2) Ожидание установления теплового баланса между внешней средой и деталями прибора. При этом должно быть подано все необходимое для работы электрическое питание. 3) Проведение измерений. 4) Подъем прибора с проведением мероприятий по компенсации гидростатического давления с уменьшением глубины. Если попытаться проводить измерения, пока не установился тепловой баланс, то будет наблюдаться значительный тренд в записи. Поскольку среди деталей прибора имеется много массивных и металлических, то постоянная времени этого процесса довольно велика. Определить ее представляется возможным только экспериментально.



Рисунок 1.6 – Внешний вид лазерного измерителя вариаций давления гидросферы.

В настоящее время проведена модернизация первого лазерного измерителя вариаций давления гидросферы: лазер ЛГН-303 заменён на гелий-неоновый частотно стабилизированный лазер фирмы Melles Griot, уменьшены его геометрические размеры за счёт оптимизации расположения оптических элементов интерферометра. Внешний вид прибора приведён на рис. 1.6.

Модернизация лазерного измерителя вариаций давления гидросферы привела к созданию других лазерных измерителей вариаций давления гидросферы, один из которых назван мобильным лазерным измерителем вариаций давления гидросферы (рис. 1.7). Корпус мобильного лазерного измерителя вариаций давления гидросферы выполнен в виде герметичного цилиндра из нержавеющей стали. В мобильном лазерном измерителе вариаций давления гидросферы в качестве источника лазерного излучения используется высокостабильный гелий-неоновый лазер со следующими параметрами: длина волны 630 нм, максимальная мощность излучения 1.4 мВт, нестабильность частоты излучения за 8 часов 10^{-8} . Также стоит отметить, что потребление данного лазера составляет около 110 Вт. Гелий-неоновый лазер превосходит лазер, используемый в лазерном гидрофоне, по этому параметру на четыре порядка. Таким образом, при условии, что в обоих приборах используются одинаковые мембраны, применение лазера с высокой стабильностью частоты излучения (в сравнении с полупроводниковым лазером) в мобильном лазерном измерителе вариаций давления гидросферы позволило повысить его точность, в сравнении с точностью лазерного гидрофона, на четыре порядка. Отметим, что так же, как и в случае лазерного гидрофона, точность измерений мобильного лазерного измерителя вариаций давления гидросферы может быть повышена путем уравнивания плеч интерферометра. Итак, при использовании мембраны диаметром 0.1 м и толщиной 0.5 мм, мобильный лазерный измеритель вариаций давления гидросферы имеет точность измерения вариаций давления гидросферы 2.4×10^{-1} Па. Эта точность легко может быть увеличена до 2.4×10^{-5} Па, путем уравнивания плеч интерферометра с точностью 10^{-4} м.

Высокая стабильность гелий-неонового лазера положительно сказалась на точности измерений мобильного лазерного измерителя вариаций давления гидросферы, однако, данный лазер имеет особенности, отрицательно влияющие на эксплуатационные характеристики прибора – это большие геометрические размеры (рис. 1.8). Большой размер, как самого излучающего элемента, так и блоков его питания, привел к усложнению схемы интерферометра (в нее были добавлены дополнительные зеркала), и существенному увеличению размеров прибора, что привело к увеличению массы, и снизило удобство его эксплуатации. Помимо больших геометрических размеров гелий-неоновый лазер отличается серьезным энергопотреблением, около 110 Вт против 20 мВт полупроводникового лазера, что существенно ограничивает время его автономной работы.



Рисунок 1.7 – Внешний вид мобильного лазерного измерителя вариаций давления гидросферы: 1 – корпус, 2 – защитная клетка, 3 – внешняя емкость системы компенсации внешнего давления, 4 – внутренняя опто-механическая часть мобильного лазерного измерителя вариаций давления гидросферы, которая в увеличенном варианте показана на рисунке справа.



Рисунок 1.8 – Фотография гелий-неонового и полупроводникового лазеров: 1 – гелий-неоновый лазер, 2 – полупроводниковый лазер.

1.3 Лазерный гидрофон

Работы, направленные на создание лазерно-интерференционных гидрофонов, ведутся в ТОИ ДВО РАН с 2005 года. За это время создано несколько модификаций прибора [Долгих и др., 2007; Долгих и др., 2013; Долгих и др., 2015; Долгих и др., 2016]. Все они имеют похожую конструкцию и принцип работы, при этом последние версии отличаются большей точностью измерений и устойчивостью к изменениям температуры. Ниже будут описаны общие моменты в конструкции и принципе работы приборов, а их отличия будут отдельно отмечаться как в этой части раздела, так и в последующих ее частях.

Внешний вид первого лазерного гидрофона [Долгих и др., 2007] представлен на рис. 1.9. Он имеет цилиндрический корпус (1) из нержавеющей стали, который закреплен в защитной решетке (2), предназначенной для защиты прибора в сложных эксплуатационных условиях (скалистое или илистое дно). Одна сторона имеет отверстие под кабель-ввод. Другая сторона герметично закрывается крышкой (3). Помимо защитной клетки снаружи прибора расположена эластичная емкость (4) с воздухом, выходное отверстие которой с помощью трубки соединено с компенсационной камерой, расположенной в съемной крышке.

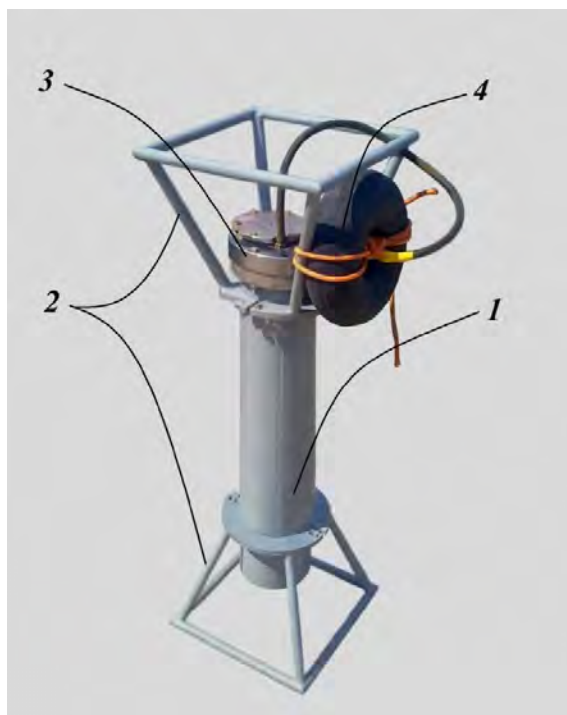


Рисунок 1.9 – Внешний вид лазерного гидрофона.

Внутри корпуса находятся интерферометр Майкельсона [Ландсберг, 1976; Захарьевский, 1952], компенсационная камера, электромагнитный клапан и цифровая система регистрации.

На рис. 1.10 показано оптико-механическое устройство лазерного гидрофона, которое вставляется в цилиндрический корпус. Герметичность соединения достигается за счет уплотнительных колец, которые вставляются в пазы (2).

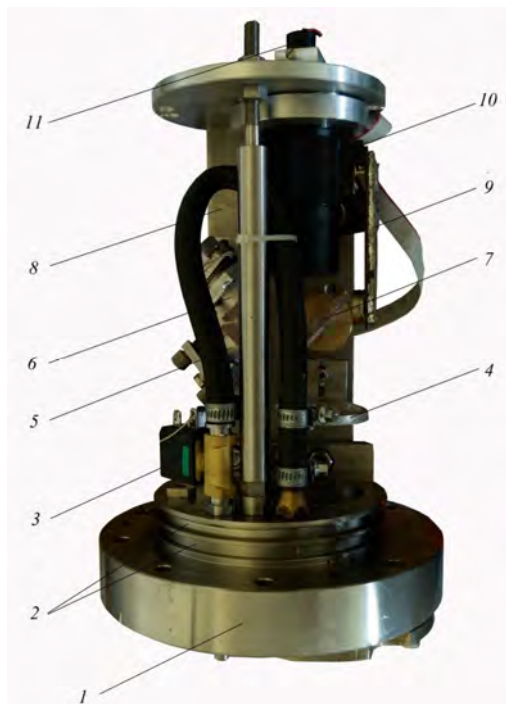


Рисунок 1.10 – Оптико-механическое устройство лазерного гидрофона: 1 – крышка, 2 – пазы под уплотнительные кольца, 3 – клапан, 4 – линза, 5 – пьезокерамика компенсации, 6 – пьезокерамика раскачки, 7 – делительная пластина, 8 – скамья, 9 – резонансный усилитель, 10 – коллиматор, 11 – лазер.

Для управления оптико-механическим устройством лазерный гидрофон имеет цифровую систему регистрации [Долгих и др., 2008; Швец,2011], внешний вид которой приведен на рис. 1.11. Это система, в состав которой входит блок питания, микропроцессорная и усилительная платы. Все части расположены в крепежной решетке, которая состоит из колец (2), и соединительных шпилек (1). Внешний диаметр колец немного меньше внутреннего диаметра корпуса прибора. Таким образом, электронная часть прибора легко вставляется в его корпус и распирающими ботами (3) фиксируется в отведенном для нее месте (вблизи глухой крышки и отверстия под кабель-ввод).

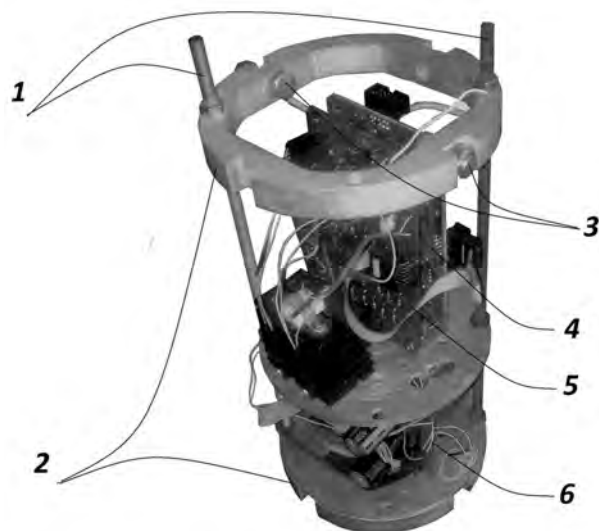


Рисунок 1.11 – Внешний вид устройства цифровой системы регистрации лазерного гидрофона: 1 – соединительные шпильки, 2 – кольца, 3 – распирающие болты, 4 – микропроцессорная плата, 5 – усилительная плата, 6 – блок питания.

Чувствительным элементом лазерного гидрофона является круглая мембрана. Она закреплена в его съемной крышке таким образом, что одна ее сторона контактирует с водой, а другая, с закрепленным на ней зеркалом, обращеном внутрь прибора. При этом зеркало является частью измерительного плеча интерферометра (рис. 1.12). Работает прибор следующим образом: под действием вариаций давления гидросферы, центр мембраны (4) смещается. От величины этого смещения зависит интенсивность интерференционной картины, которая формируется интерферометром. Изменения интенсивности интерференционной картины регистрирует цифровая система регистрации. Выходной сигнал системы регистрации пропорционален изменениям вариаций давления гидросферы и является выходным сигналом лазерного гидрофона.

Прибор снабжен устройством компенсации внешнего давления (рис. 1.12), которое необходимо при погружении лазерного гидрофона на рабочую глубину, а также при его поднятии.

Система компенсации внешнего давления состоит из: эластичной емкости с воздухом (1), которая находится снаружи прибора; отсечного клапана (9); соединительных трубок (3 и 10) и камеры, в которую накачивается воздух. Последняя образованна мембраной (4), оптическим окном (8) и основной крышкой прибора (6). При погружении и поднятии отсечный клапан (9) находится в открытом положении. При погружении воздух из эластичной камеры (1) под действием давления воды движется по соединительным трубкам (3,10) через открытый клапан (9) в камеру. При поднятии происходит то же, только в обратном направлении. Таким образом поддерживается постоянное равенство между давлением на внешнюю сторону мембраны (4) и давлением на ее внутреннюю сторону. При достижении прибором необходимой для работы глубины клапан закрывается. Все изменения давления после этого момента уже не будут

компенсироваться и могут быть зарегистрированы. Таким образом, на любой рабочей глубине начальное рабочее положение центра мембраны остается неизменным.

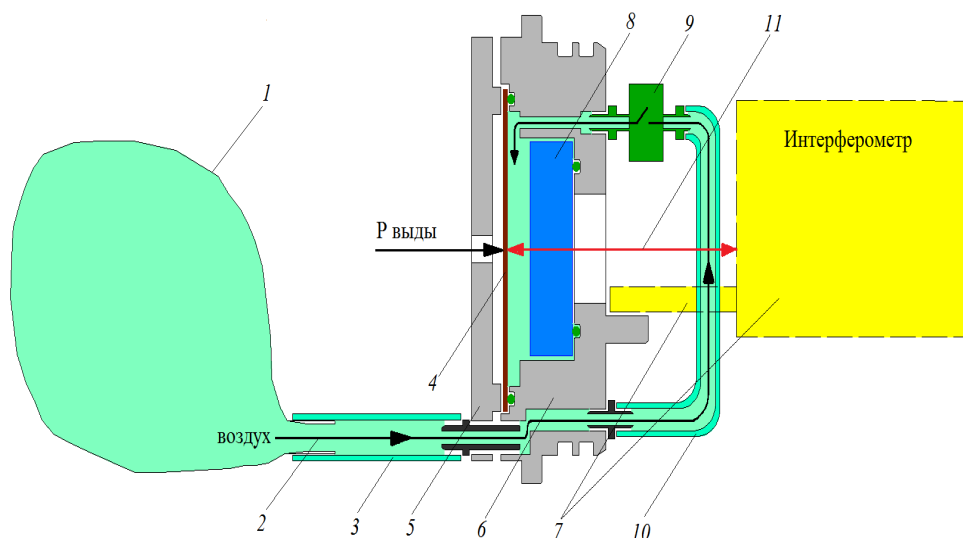


Рисунок 1.12 – Схема компенсационной камеры: 1 – емкость с воздухом, 2 – направление движения воздуха, 3 – соединительная трубка, 4 – мембрана, 5 – защита мембраны, 6 – основа съемной крышки ЛГ, 7 – интерферометр, 8 – оптическое окно, 9 – клапан, 10 – соединительная трубка, 11 – лазерный луч.

Как отмечалось выше, зеркало, закрепленное на мембране, является частью интерферометра, оптическая схема которого приведена на рис. 1.13. В основе ее лежит интерферометр Майкельсона, источником излучения которого является нестабилизированный по частоте полупроводниковый лазер (5). Луч лазера попадает на плоскопараллельную делительную пластину (6), которая делит его на два луча, измерительный и опорный. Первый луч (измерительный) с помощью дополнительного зеркала (8) направлен на линзу (4), далее через оптическое окно на зеркало, закрепленное на мембране (2). Оптическое окно предназначено для пропускания в компенсационную камеру лазерного луча. После отражения от зеркала, закрепленного на мембране, луч снова попадает сначала на линзу, а потом с помощью дополнительного зеркала на делительную пластину (6), от которой он направляется на фотодиод (7). Второй луч (опорный), после делительной пластины (6) проходит через систему управляющих зеркал (9) и (10), установленных на пьезокерамических основаниях. Далее он, как и измерительный луч, попадает на фотодиод (7). На фотодиоде с помощью этих двух лучей настраивается интерференционная картина.

Рассмотрим работу интерферометра при измерении вариаций давления гидросферы. В начальный момент работы интерферометр настроен таким образом, что интерференционная картина на его выходе имеет максимум интенсивности. Во время работы изменения гидросферного давления на мембране приводят к смещению ее центра относительно положения

равновесия, что в свою очередь приводит к изменению длины измерительного плеча интерферометра и изменению интенсивности интерференционной картины. Интерферометр управляется системой регистрации, одной из задач которой является удерживание интенсивности интерференционной картины на максимуме. Для этого система регистрации, реагируя на изменения яркости интерференционной картины, снятые фотоприемником, вырабатывает высокое напряжение и подает его на пьезокерамику компенсации, которая вместе с установленным на нее зеркалом входит в состав опорного плеча интерферометра. В зависимости от напряжения пьезокерамика компенсации сжимается или разжимается, что приводит к увеличению или уменьшению длины опорного плеча интерферометра. Таким образом, система регистрации компенсирует разницу между длиной опорного плеча и длиной измерительного плеча, удерживая интерференционную картину в максимуме интенсивности.

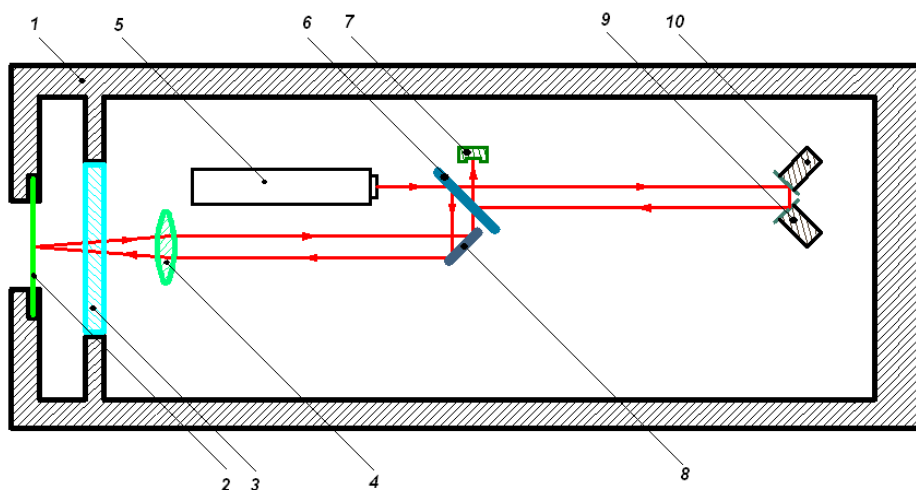


Рисунок 1.13 – Оптическая схема лазерного гидрофона:

1 – корпус, 2 – мембрана закрепленным в центре зеркалом, 3 – оптическое окно, 4 – линза, 5 – полупроводниковый лазер, 6 – плоскопараллельная делительная пластина, 7 – фотоприемник, 8 – дополнительное зеркало, 9 – пьезокерамика раскачки, 10 – пьезокерамика компенсации.

Итак, система регистрации постоянно генерирует напряжение компенсации, которое в свою очередь пропорционально изменениям длины измерительного плеча интерферометра, и, как следствие, является выходным сигналом прибора. Отметим, что динамический диапазон такого способа измерения ограничен длиной волны лазерного излучения (630 нм). Поэтому при смещении центра мембраны на величину превышающую половину длины волны (315 нм), система с рабочего максимума интенсивности интерференционной картины перескакивает на один из двух соседних. Направление смещения центра мембраны определяет на какой из двух (левый или правый) максимумов. Таким образом, реализуется динамический диапазон, ограниченный лишь механическими возможностями мембраны.

При рассмотрении интерферометра отдельное внимание стоит уделить источнику лазерного излучения. Дело в том, что его особенности напрямую связаны с техническими и эксплуатационными характеристиками интерферометра и самого лазерного гидрофона, в котором в качестве источника излучения, используется малогабаритный (Ø16x30 мм) одномодовый полупроводниковый лазерный модуль типа KLM-650/20 с коллиматором. Длина волны излучения $\lambda=660$ нм, мощность излучения 5-20 мВт, диаметр лазерного пучка 4 мм, расходимость излучения 10^{-3} рад. Данный лазерный модуль имеет как плюсы, так и минусы. Из плюсов, первый - это малые размеры, что существенно сказывается на размере прибора. Второй - низкое энергопотребление, что само по себе уже хорошо, а при использовании прибора в автономном режиме, является решающим фактором. Главным минусом, как этого модуля, так и полупроводниковых лазеров в целом, является их низкая стабильность частоты лазерного излучения во времени. Важность этого параметра сложно переоценить, поэтому рассмотрим его более подробно.

Выше было отмечено, что процесс измерения вариаций давления гидросферы привязан к длине волны лазерного излучения. Грубо говоря, длина волны определяет точность измерений. Длина волны теоретически постоянна, а практически меняется со временем в заданных производителем пределах, поэтому можно говорить, что это изменение влияет на точность измерений лазерного гидрофона. Очевидно, что речь идет об относительной нестабильности частоты лазерного излучения, которая связана со смещением центра мембраны (измеряемой величиной), соотношением:

$$\Delta l = L \frac{\Delta \nu}{\nu} \quad , \quad (1.10)$$

где L – разность оптического хода в плечах интерферометра в начальный момент измерения, $\frac{\Delta \nu}{\nu}$ – нестабильность частоты, ν – частота и $\Delta \nu$ – ширина полосы лазерного излучения. Ширина полосы современных полупроводниковых лазеров составляет от 0.1 нм и выше [Айхлер, 2012], нестабильность частоты излучения 10^{-4} (при использовании лазеров видимого диапазона). Рассчитаем величину изменения давления, которую сможет измерить лазерный гидрофон, при использовании лазерного модуля с вышеуказанной нестабильностью частоты. Для этого воспользуемся формулой (1.8), для круговой мембраны, закрепленной на краях [Ландау, Лифшиц, 1987].

В лазерном гидрофоне можно использовать мембраны разной толщины, изготовленные из нержавеющей стали. При $R=5$ см, $h=0.5$ мм, $E=2.1 \cdot 10^{11}$ Н/м², $\sigma=0,25$, имеем:

$$\Delta P = 2.4 \cdot 10^7 \cdot \Delta l \text{ Па.} \quad (1.11)$$

Далее опираясь на выражение (1.1) и условие, что разность оптического хода в плечах интерферометра не превышает 1 м, получаем:

$$\Delta P = 2.4 \cdot 10^3 \text{ Па.} \quad (1.12)$$

На основе этого результата можно говорить, что точность измерения вариаций давления ЛГ, при использовании полупроводниковых лазеров мала. Для ее повышения в лазерном гидрофоне был применен равноплечий интерферометр Майкельсона.

Проанализировав выражение (1.10) можно сказать, что на точность измерения величины смещения центра мембраны (Δl) влияет как стабильность частоты лазерного излучения ($\frac{\Delta \nu}{\nu}$), так и оптическая разность хода в плечах интерферометра L . То есть, меняя оптическую разность хода в плечах интерферометра, мы меняем точность измерения. Имея интерферометр с длиной измерительного плеча L_u и L_o опорного определим L через соотношение:

$$L = |L_u - L_o|. \quad (1.13)$$

Исходя из соотношений (1.10) и (1.13) можно заключить, что лучшая точность измерения Δl будет наблюдаться при условии:

$$L_u = L_o. \quad (1.14)$$

В реальных условиях невозможно достигнуть абсолютного равенства (1.14), поэтому мы будем говорить о равенстве с определенной точностью. Таким образом, при уравнивании плеч интерферометра с точностью 10^{-4} м, точность измерения лазерного гидрофона, при использовании полупроводникового лазера и мембраны из нержавеющей стали диаметром 0.1 м и толщиной 0.5 мм, составит 0.24 Па. Данная величина является пороговой чувствительностью прибора. При использовании мембраны толщиной 0.1 мм точность измерения вариаций гидросферного давления составит 2 мПа. При этом уравнивание плеч и использование полупроводникового лазера типа LCM-S-111 со стабильностью частоты излучения 10^{-6} , в более новой версии лазерного гидрофона [Долгих и др., 2013] позволило получить точность измерений 2.4 мПа. При использовании мембраны толщиной 0.1 мм точность измерения вариаций гидросферного давления составит 19 мкПа.

Для уравнивания плеч интерферометр был оборудован дополнительными элементами. Схематично это показано на рис. 1.14. Зеркало раскачки и компенсации (8), закрепленное на пьезокерамических цилиндрах (9) и (10), установлено на подвижной платформе. Платформа посредством юстированного винта может перемещаться строго параллельно направлению опорного луча (или опорного плеча l_o). Юстированный винт имеет очень мелкую резьбу, что позволяет выставлять длину опорного плеча интерферометра с точностью не менее 10^{-5} м.

Процесс уравнивания плеч интерферометра можно разделить на два этапа. На первом, используя линейку, грубо определяем местоположение подвижной платформы, при котором длина опорного плеча будет примерно равна длине измерительного, и с помощью винта юстировки устанавливаем ее в это положение. Точность такой настройки может достигать 10^{-3} м. На втором этапе добиваемся большей точности равенства плеч. Для этого на пьезокерамику настройки подается напряжение специальной формы (с генератора сигналов (1)) фиксированной частоты и амплитуды, что приводит к колебанию длины плеч интерферометра. При этом мембрана (5) не нагружена, смещения в ее рабочей плоскости равны нулю. Следовательно, в данном случае выходной сигнал прибора будет колебаться относительно нуля (с частотой сигнала, подаваемого на пьезокерамику настройки) на величину пропорциональную оптической разности хода плеч интерферометра L . На первом этапе мы добились значения этой величины порядка 10^{-3} м. Теперь, вращая юстированный винт, мы с еще большей точностью задаем длину опорного плеча интерферометра, стремясь достигнуть минимальной амплитуды колебаний выходного сигнала прибора относительно нуля. Таким методом можно уравнивать разность плеч интерферометра со значительно большей точностью, чем описано выше. С точностью, равной величине флуктуаций сигнала, подаваемого на пьезокерамику настройки.

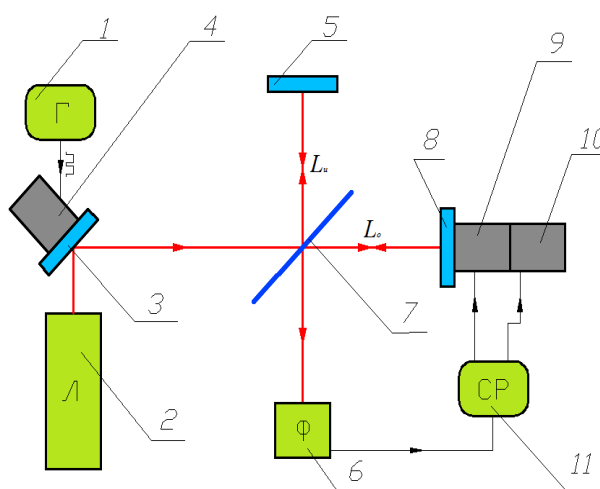


Рисунок 1.14 – Интерферометр, модифицированный для уравнивания плеч: 1 – генератор сигналов, 2 – лазер, 3 – дополнительное зеркало, 4 – пьезокерамика настройки, 5 – мембрана, 6 – фотоприемник, 7 – плоскопараллельная делительная пластина, 8 – зеркало раскачки и компенсации, 9 – пьезокерамика раскачки, 10 – пьезокерамика компенсации, 11 – цифровая система регистрации.

Выше, при рассмотрении оптико-механического устройства лазерного гидрофона, мы немного затронули вопросы работы цифровой системы регистрации. Далее рассмотрим ее более

подробно.

Цифровая система регистрации (далее СР) выполняет две функции: управляет интерферометром и формирует выходной сигнал лазерного гидрофона. Она относится к классу систем экстремального регулирования [Растрин, 1974]. Выходной сигнал формируется с помощью демодуляции модулированного входного сигнала. Демодуляция построена на основе фазового детектирования модулирующей составляющей и последующего сравнения ее фазы с фазой опорного сигнала. Разрядность СР определяется разрядностью применяемого цифроаналогового преобразователя, который формирует компенсирующее напряжение.

Входным сигналом СР является фототок, снятый с фотодиода. Фотодиод установлен в плоскости пересечения интерферирующих лучей интерферометра. Таким образом, входной сигнал СР прямо пропорционален интенсивности интерференционной картины интерферометра, которая зависит от оптической разности хода плеч интерферометра и имеет экстремальный характер, максимумы чередуются с минимумами, а минимумы с максимумами (рис. 1.15).

СР относится к системам экстремального регулирования, то есть положение, в которое всегда стремится ее рабочая точка, находится в максимуме интенсивности интерференционной картины (Т3). В этом случае система находится в равновесии, изменение разности длин плеч интерферометра равно нулю. Выше отмечалось, что изменения гидросферного давления приводят к смещению центра мембраны, что приводит к изменению длины измерительного луча интерферометра и уменьшению интенсивности интерференционной картины. Иными словами, рабочая точка СР смещается с максимума интенсивности влево (Т1) или вправо (Т2). При этом система работает следующим образом: меняя длину опорного плеча интерферометра возвращает интерференционную картину в максимум интенсивности. Величина, на которую меняется длина опорного плеча, пропорциональна выходному сигналу СР. В зависимости от того слева от экстремума находится рабочая точка СР или справа, делается вывод об увеличении или уменьшении амплитуды выходного сигнала.

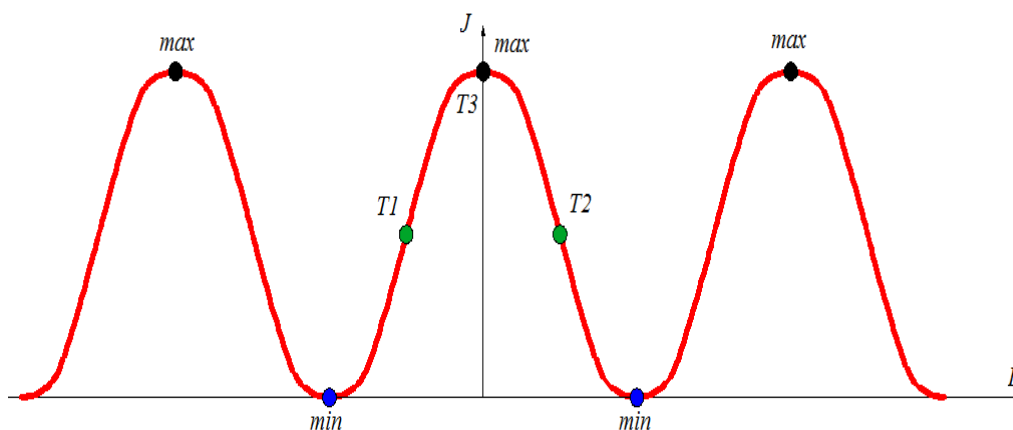


Рисунок 1.15 – Зависимость яркости интерференционной картины от оптической разности хода плеч интерферометра

На рис. 1.16 представлена блок схема СР, которая состоит из опорного генератора (ОГ), резонансного усилителя (РУ), релейного элемента (РЭ), аналого-цифрового преобразователя (ЦАП), усилителя мощности (УМ) и системы сброса уровней (ССУ). Система снимает данные с интерферометра (И). Опираясь на эту схему, опишем работу СР.

В основе работы СР лежит демодуляция модулированного входного сигнала. Модулирующий сигнал формируется опорным генератором (ОГ), который имеет прямоугольную форму, частоту 25 кГц и амплитуду 5 В. Частота этого сигнала определяет верхнюю границу рабочего диапазона частот СР. Сигнал, сформированный опорным генератором, будем называть сигналом раскачки. После генератора он поступает на усилитель раскачки (УР), где усиливается и подается на пьезокерамику раскачки (ПР). Это приводит к колебаниям длины опорного плеча интерферометра с частотой 25 кГц. Так осуществляется модуляция интерференционной картины, которую регистрирует фотодиод, входящий в состав резонансного усилителя (РУ), задачей которого является выделение модулирующей гармоники из входного сигнала.

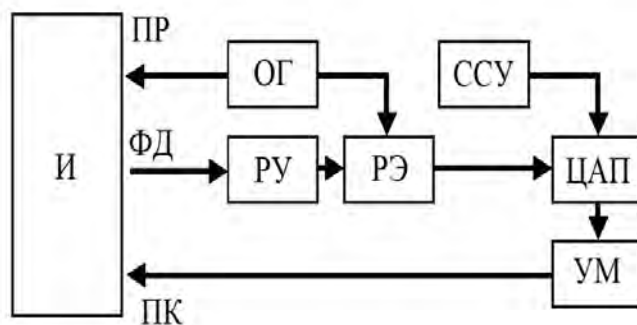


Рисунок 1.16 – Структура цифровой системы регистрации:

ОГ - опорный генератор, РУ – резонансный усилитель, РЭ – релейный элемент, ЦАП – цифроаналоговый преобразователь, УМ - усилитель мощности, ССУ – система сброса уровней, И – интерферометр

Работа системы регистрации основана на скачкообразном изменении фазы модулирующей составляющей входного сигнала в зависимости от положения рабочей точки СР относительно максимума интерференционной картины. Можно сказать, что фаза входного сигнала при условии, что рабочая точка находится слева от максимума, сдвинута на 180° относительно фазы входного сигнала возникающего в случаях, когда рабочая точка находится справа. В момент когда рабочая точка, находящаяся в максимуме модулирующей составляющей входного сигнала, имеет вид сигнала с частотой равной удвоенной частоте модулирующего воздействия и малой амплитудой (рис. 1.17) [Гуревич, 1983], и которая не пропускается резонансным усилителем. Таким образом, по отсутствию выходного сигнала на выходе резонансного усилителя система узнает, что рабочая точка находится в максимуме.

Итак, выходной сигнал резонансного усилителя в моменты перехода рабочей точки через максимум меняет фазу на 180° . Помимо этого, между его фазой и фазой опорного сигнала (сигнал с ОГ) в результате не совершенства характеристик элементов системы регистрации возникает паразитный фазовый сдвиг. Поскольку оба сигнала приведены к цифровому виду, можно утверждать, что в зависимости от положения рабочей точки фронты цифрового сигнала с резонансного усилителя будут сдвинуты влево или право относительно фронтов опорного сигнала на величину паразитного фазового сдвига. Два этих сигнала поступают на вход релейного элемента (РЭ), который по разнице между временем прихода фронта опорного сигнала и временем прихода фронта сигнала с РУ принимает решение об увеличении или уменьшении величины поступающей на ЦАП величины напряжения. Последний формирует напряжение, являющиеся с одной стороны выходным сигналом системы регистрации, с другой сигналом обратной связи, подающимся на усилитель мощности (УМ), проходя через который сигнал усиливается до напряжения, необходимого для расширения или сжатия пьезокермики на величину, необходимую для возврата интерференционной картины в максимум.

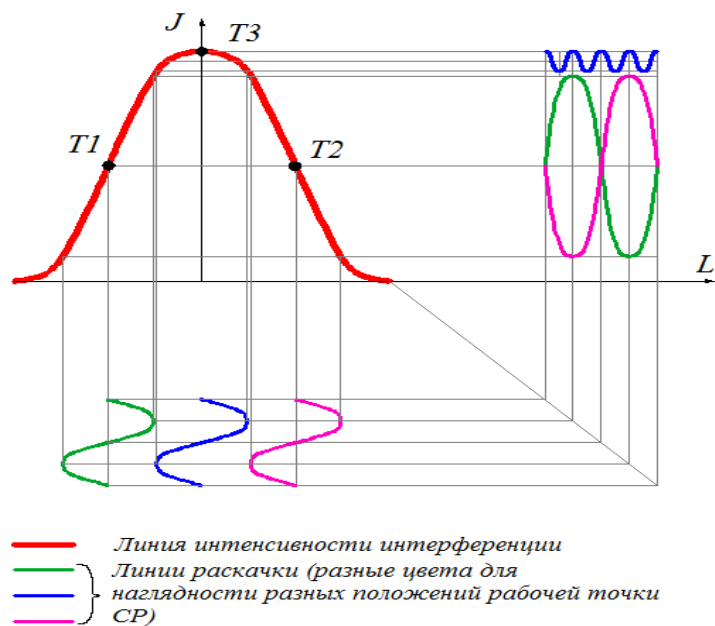


Рисунок 1.17 – Иллюстрация зависимости модулирующей составляющей входного сигнала от положения рабочей точки системы регистрации

Таким образом, система регистрации все время стремится вернуть рабочую точку в максимум, а максимум достигается при точном наложении одного волнового периода на другой. На основе этого можно сказать, что динамический диапазон СР ограничен величиной смещения волновых периодов друг относительно друга, при которой интенсивность интерференционной

картины будет минимальна. Он равен половине длины лазерного излучения, 0.33 мкм. Естественные гидросферные процессы могут вызывать изменения длины измерительного плеча интерферометра, значительно превышающие эту величину. Для преодоления этого ограничения в системе регистрации есть система сброса уровней (ССУ), которая при выходе рабочей точки за пределы динамического диапазона обнуляет ЦАП, что приводит к мгновенному сжатию или расширению пьезокерамики и образованию нового интерференционного максимума. Таким образом, выходной сигнал имеет пилообразный вид, где плавные нарастания амплитуды, соответствуют работе системы в пределах одного интерференционного максимума, а резкие скачки вниз или вверх говорят о переходе рабочей точки системы на соседний, левый или правый, интерференционный максимум. Сигнал можно писать как в цифровом виде, так и в аналоговом. В последнем случае сигнал пишется через АЦП на компьютер без сшивания «сбросов» (рис. 1.18 а) с последующим удалением их при обработке или обработка происходит сразу в программе управляющей АЦП (рис. 1.18 в).



Рисунок 1.18 – Иллюстрация записи сигнала в аналоговом виде: а) фрагмент записи системы регистрации без сшивания сбросов; в) тот же фрагмент, только со сшитыми в результате обработки, или непосредственно при записи, сбросами.

Десятибитный цифроаналоговый преобразователь системы регистрации max502 определяет

точность измерений. Длина волны лазера, используемого в лазерном гидрофоне, равна 660 нм. Поделив половину этой величины на динамический диапазон ЦАПа можно сказать, что при данной длине волны лазерного излучения точность измерения изменений длины измерительного плеча интерферометра может составлять 0.3 нм.

Для обеспечения быстрой замены вышедших из строя узлов и уменьшения времени ремонта система регистрации разделена на блоки.

Первый блок – контроллерная плата, имеющая в своем составе микроконтроллер, который отвечает за обеспечение функций опорного генератора, релейного элемента, системы сброса уровней, управление ЦАП. На него же возложены вспомогательные функции: связь, внутрисистемное программирование, диагностика, настройка, индикация.

Второй блок – плата, на которой размещены усилители раскачки и мощности.

Третий блок – резонансный усилитель.

Блок питания обеспечивает подачу необходимых для работы блоков системы регистрации напряжений.

Вышеперечисленные функции контроллерной платы возложены на микроконтроллер ATmega16 фирмы Atmel [Баранов, 2006; Евстифеев, 2004], имеющий 16 кбайт программной flash-памяти, 1024 байт памяти SRAM, 512 байт энергонезависимой памяти EEPROM. Программирование может быть осуществлено с помощью специальных универсальных программаторов, либо с помощью адаптеров, подключаемых к портам персонального компьютера для обеспечения внутрисистемного программирования (ISP).

Усилитель мощности дифференциального типа, предварительный каскад которого построен на основе малошумящих операционных усилителей, а выходной на основе высоковольтных полевых транзисторов. Усилитель раскачки выполнен на одном малошумящем операционном усилителе и семеричном эмиттерном повторителе в выходном каскаде. Первые три каскада резонансного усилителя, выполненные на основе малошумящих операционных усилителей, несут функцию предварительного усиления и полосовых RC-фильтров, настроенных на частоту 25 кГц. Последний каскад выполнен с применением компаратора для приведения аналогового сигнала к цифровому виду. В системе регистрации используется блок питания линейного типа с выходными напряжениями: ± 5 В, ± 12 В и +300 В.

В 2006 году создан первый лазерный гидрофон (Долгих и др., 2007) на основе применения лазерного диода. Общий вид лазерного гидрофона приведён на рис. 1.19. Его оптическая схема собрана по принципу равноплечего интерферометра Майкельсона. Чувствительным элементом лазерного гидрофона является круглая мембрана, закреплённая на краях. В установке используется лазерный диод, имеющий частотную стабильность в четвёртом знаке. Нестабильность частоты лазера $\Delta\nu/\nu$ связана с относительным смещением Δl центра мембраны

выражением $\Delta l/l = |-\Delta v/v|$, где l - оптическая разность хода в плечах интерферометра. При уравнивании длин плеч интерферометра до 10^{-4} м, точность измерения смещения центра мембраны с учётом указанной стабильности частоты лазерного диода составит 10^{-8} м. Такое смещение центра мембраны может быть вызвано изменением внешнего давления на величину 15 мПа при её диаметре 100 мм и толщине 0,1 мм.

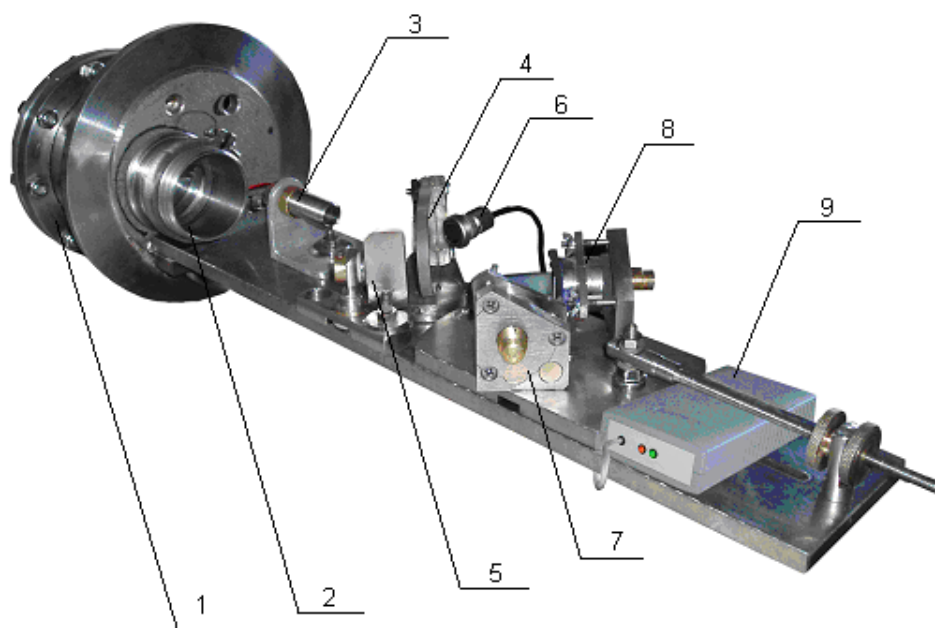


Рисунок 1.19 – Внутренний вид лазерного гидрофона,

где: 1 – компенсационная камера, 2 – система «глаз кошки», состоящая из собирающей линзы и мембраны с зеркальным напылением, 3 – полупроводниковый лазер на пьезокерамическом основании, 4 – полупрозрачная делительная пластина, 5 – юстировочное поворотное зеркало, 6 – фотодиод, 7 – зеркало «раскачки» на пьезокерамическом цилиндре, 8 – зеркало «подстройки» на пьезокерамическом цилиндре, 9 – цифровая система регистрации и первичной систематизации полученных данных.

Уравнивание длин плеч интерферометра с требуемой точностью добиваются электронно-механическим способом. При этом лазерный диод крепится на пьезокерамику, на которую в процессе уравнивания подаётся постоянное напряжение заданной формы и амплитуды. Предварительно настройка интерферометра осуществляется механическим способом с применением линейных измерительных систем. Затем проводится более точное выравнивание с использованием стандартных электрических систем. На первом шаге подают пилообразное напряжение высокой частоты, но находящейся в рабочем диапазоне прибора. Изменением длины одного из плеч интерферометра добиваются на выходе системы регистрации лазерного гидрофона

минимальной амплитуды сигнала. На втором шаге подается синусоидальное напряжение. Изменяя длину настроечного плеча интерферометра на выходе системы регистрации, добиваются амплитуды сигнала близкой к нулю.

Геометрические размеры лазерного гидрофона следующие: диаметр контейнера – 12 см, длина контейнера – 30 см. Основные технические характеристики лазерного гидрофона: точность измерения вариаций давления при толщине мембраны 0.1 м 15 мПа, рабочий диапазон частот – от 0 до 1000 Гц, динамический диапазон для измерения естественных процессов практически неограничен, рабочие глубины – до 1000 м, автономность – 15 суток.

1.4 Погрешности измерений

Рассмотрим погрешности измерений, характерные для вышерассмотренных приборов.

Считаем, что при проведении измерений модуль Юнга и коэффициент Пуассона остаются постоянными и не вносят ошибок в измеряемые величины. Для оценки погрешности в измерении вариаций давления продифференцируем выражение (1.8) по Δl , h и R . После несложных преобразований получим:

$$\Delta P = \frac{16E}{3(1-\sigma^2)} \times \frac{h^3 \cdot \Delta l}{R^4} \pm \sqrt{\left(\frac{16E}{3(1-\sigma^2)} \times \frac{h^3}{R^4} \times \Delta(\Delta l)\right)^2 + \left(\frac{16 \cdot E}{(1-\sigma^2)} \times \frac{h^2 \cdot \Delta l}{R^4} \times \Delta h\right)^2 + \left(\frac{64 \cdot E}{3(1-\sigma^2)} \times \frac{h^3 \cdot \Delta l}{R^5} \times \Delta R\right)^2}, \quad (1.15)$$

где: $\frac{16E}{3(1-\sigma^2)} \times \frac{h^3}{R^4} \times \Delta(\Delta l)$ – ошибка, обусловленная погрешностью в определении Δl ,

$\frac{16 \cdot E}{(1-\sigma^2)} \times \frac{h^2 \cdot \Delta l}{R^4} \times \Delta h$ – ошибка, обусловлена погрешностью в определении h ,

$\frac{64 \cdot E}{3(1-\sigma^2)} \times \frac{h^3 \cdot \Delta l}{R^5} \times \Delta R$ – ошибка, обусловленная погрешностью в определении R .

Будем считать, что мембрана изготовлена из нержавеющей стали с коэффициентом теплового расширения $\alpha = 1.1 \cdot 10^{-5}$ м/°С. Все оценки будем проводить при изменении окружающей температуры на 0.1 °С (ΔT). При этом будем считать, что времени достаточно, чтобы все детали установки изменили свою температуру на 0.1 °С.

Изменение толщины мембраны при изменении температуры мембраны на $0.1 \text{ }^\circ\text{C}$ будет равно: $\Delta h = \alpha \cdot h \cdot \Delta T = 0.77 \text{ нм}$. Составляющая ошибки, вызванная изменением толщины мембраны на указанную величину, будет равна $2.2 \cdot 10^{-8} \text{ Па}$.

Изменение радиуса мембраны при изменении температуры мембраны на $0.1 \text{ }^\circ\text{C}$ будет равно: $\Delta R = \alpha \cdot R \cdot \Delta T = 55 \text{ нм}$. Составляющая ошибки, вызванная изменением радиуса мембраны на указанную величину, будет равна $2.9 \cdot 10^{-8} \text{ Па}$.

Далее оценим ошибку в определении ΔP , вызванную погрешностью смещения мембраны Δl .

Выражение для интенсивности интерференционной картины, при условии $I_1 = I_2$ примет вид:

$$I = 4 \cdot I_0 \cdot \cos^2 \left[\frac{2\pi l}{\lambda} \right], \quad (1.16)$$

где: $2l = 2(L_2 - L_1)$ – разность оптического хода интерферирующих лучей.

Согласно (1.16) величина силы тока на выходе фотоприемника равна

$$i = i_0 \cdot \cos^2 \left(\frac{2\pi l}{\lambda} \right), \quad (1.17)$$

где: $i_0 = 4 \cdot I_0 \cdot \chi$, χ – чувствительность фотоприемника. Из (1.17) следует, что изменение силы тока будет вызываться изменением оптической разности хода интерферометра l и изменением длины волны λ . Кроме того, появляются шумовые составляющие, связанные с шумом фотоэлектронной аппаратуры Δi_1 и стабильностью мощности лазерного излучения Δi_2 . Дифференцируя (1.10) по l и λ , добавляя Δi_1 и Δi_2 , после несложных преобразований, получим:

$$\Delta i = \frac{\Delta i}{i_0} \cdot \frac{\lambda}{2\pi} \pm \sqrt{\left(l \frac{\Delta \lambda}{\lambda} \right)^2 + \left(\frac{\Delta i_1}{i_0} \cdot \frac{\lambda}{2\pi} \right)^2 + \left(\frac{\Delta i_2}{i_0} \cdot \frac{\lambda}{2\pi} \right)^2}, \quad (1.18)$$

где: $\frac{\Delta i}{i_0} \cdot \frac{\lambda}{2\pi}$ – измеряемая величина, а остальные слагаемые – шумы. $l \frac{\Delta \lambda}{\lambda}$ – ошибка,

связанная с нестабильностью частоты лазерного излучения. При $l=0.1 \text{ м}$, $\frac{\Delta \lambda}{\lambda} = 10^{-9}$, имеем,

$l \frac{\Delta \lambda}{\lambda} = 10^{-10} \text{ м}$ (для гелий-неонового лазера). $\frac{\Delta i_2}{i_0} \cdot \frac{\lambda}{2\pi}$ – ошибка, вызванная нестабильностью

мощности лазерного излучения. Например, для гелий-неонового лазера она следующая:

$$\frac{\Delta i_2}{i_0} \approx 0.001 \text{ и, тогда, } \frac{\Delta i_2}{i_0} \cdot \frac{\lambda}{2\pi} \approx 0.1 \text{ нм.}$$

Оценим порог чувствительности, определяемый дробовым шумом фотоприемника. Предельная чувствительность к абсолютным смещениям в интерферометре Майкельсона, ограниченная только дробовым шумом фотоприемника, определяется выражением:

$$\Delta l_{\min} = \frac{1}{4\pi} \cdot \sqrt{\left(\frac{\lambda \cdot h' \cdot c \cdot \Delta f}{q \cdot P'_0} \right)}, \quad (1.19)$$

где: λ – длина волны, h' – постоянная Планка, c – скорость света, Δf – ширина полосы принимаемых частот, q – квантовый выход фотоприемника, P'_0 – мощность лазерного излучения. Полагая $P'_0 = 0.001$ Вт, $q = 0.25$, $c = 3 \cdot 10^8$ м/с, $\lambda = 0.63 \cdot 10^{-6}$ м, $h = 6.62610^{-34}$ Джс, имеем:

$$\Delta l_{\min} = 1.78 \cdot 10^{-15} \frac{1}{4\pi} \cdot \sqrt{\Delta f} \text{ м/Гц}^{1/2}. \quad (1.20)$$

Для гелий-неонового лазера при $\Delta f = 10^4$ Гц, имеем $\Delta l_{\min} = 1.78 \cdot 10^{-13}$ м.

С учетом вышесказанного имеем: $\Delta l = \frac{\Delta i}{i_0} \cdot \frac{\lambda}{2\pi} \pm 1.4 \cdot 10^{-10}$ (м) для гелий-неонового лазера.

Теперь оценим ошибку, связанную с изменением оптической разности хода в плечах интерферометра при изменении температуры на 0.1°C . При этом рассмотрим два случая: 1) все детали интерферометра изготовлены из одного материала, 2) для компенсации эффекта, связанного с изменением температуры внутри интерферометра, его детали изготовлены из различных материалов.

В первом случае можно оценить очень грубо ошибку в определении Δl , связанную с изменением температуры на 0.1°C , по формуле:

$$\Delta l' = l \cdot \alpha \cdot \Delta T. \quad (1.21)$$

Если все детали интерферометра сделаны из инвара, то при $\alpha = 5 \cdot 10^{-7}$ $\text{м}^\circ\text{C}^{-1}$, $\Delta T = 0.1^\circ\text{C}$, $\Delta l' = 5 \cdot 10^{-9}$ м. Данная ошибка существенна, но ее можно значительно уменьшить: а) при изготовлении деталей из суперинвара ($\alpha \rightarrow 0$), б) при уменьшении оптической разности хода в плечах интерферометра. Выше отмечалось, что применением оптико-механических методов можно легко добиться уравнивания длину плеч интерферометра до 10^{-4} м. При этом ошибка $\Delta l'$ составит величину $5 \cdot 10^{-12}$ м (при изменении температуры на 0.1°C).

Во втором случае можно компенсировать любое разумное изменение температуры внутри интерферометра, изготавливая крепления оптических деталей специальной формы и из материалов с различным коэффициентом теплового расширения. Для примера рассмотрим рис. 1.20. Допустим, что надо компенсировать расширение (сжатие), вызванное изменением температуры, участка оптической скамьи длиной l_{01} , изготовленного из материала с коэффициентом теплового расширения α_1 . На скамье закреплено зеркало толщиной l_{04} , коэффициент теплового расширения стекла зеркала α_4 . Зеркало крепится к пьезокерамике длиной l_{03} с коэффициентом теплового расширения α_3 . Зеркало с пьезокерамикой располагается на крепежном узле специальной формы, длина верхней части которого равна l_{02} . Коэффициент теплового расширения материала крепежного узла равен α_2 . Ставится задача по определению длины l_{02} и коэффициента теплового расширения α_2 при заданных $l_{01}, \alpha_1, l_{03}, \alpha_3, l_{04}, \alpha_4$.

Уравнение «теплового равновесия» можно записать в виде:

$$\Delta l_{01} = \Delta l_{02} + \Delta l_{03} + \Delta l_{04}, \quad (1.22)$$

или

$$l_{01} \cdot \alpha_1 \cdot \Delta T = l_{02} \cdot \alpha_2 \cdot \Delta T + l_{03} \cdot \alpha_3 \cdot \Delta T + l_{04} \cdot \alpha_4 \cdot \Delta T.$$

Откуда:

$$l_{02} = \frac{l_{01} \cdot \alpha_1 - l_{03} \cdot \alpha_3 - l_{04} \cdot \alpha_4}{\alpha_2}. \quad (1.23)$$

Рассчитаем l_{02} при заданных значениях правой части уравнения (1.23). При $l_{01}=0.1$ м, $l_{03}=0.02$ м, $l_{04}=0.002$ м, $\alpha_1=1.1 \cdot 10^5$ м/°С (нержавеющая сталь), $\alpha_2=6.4 \cdot 10^5$ м/°С (нержавеющая сталь с другим коэффициентом теплового расширения), $\alpha_3=12 \cdot 10^{-6}$ м/°С (пьезокерамика), $\alpha_4=9 \cdot 10^{-6}$ м/°С (стекло), получим: $l_{02}=0.0013$ м. Т.е. при данных условиях можно компенсировать любое влияние температуры на изменение оптического хода лучей, приведенного на рис. 1.20.

По такому же методу можно рассчитать длины всех деталей интерферометра с учетом углов их поворота относительно лазерного луча. Данный метод позволяет компенсировать влияние практически любого изменения температуры на оптическую разность хода плеч интерферометра l . Он был реализован в одной из последних модификаций лазерного гидрофона [Долгих, 2016].

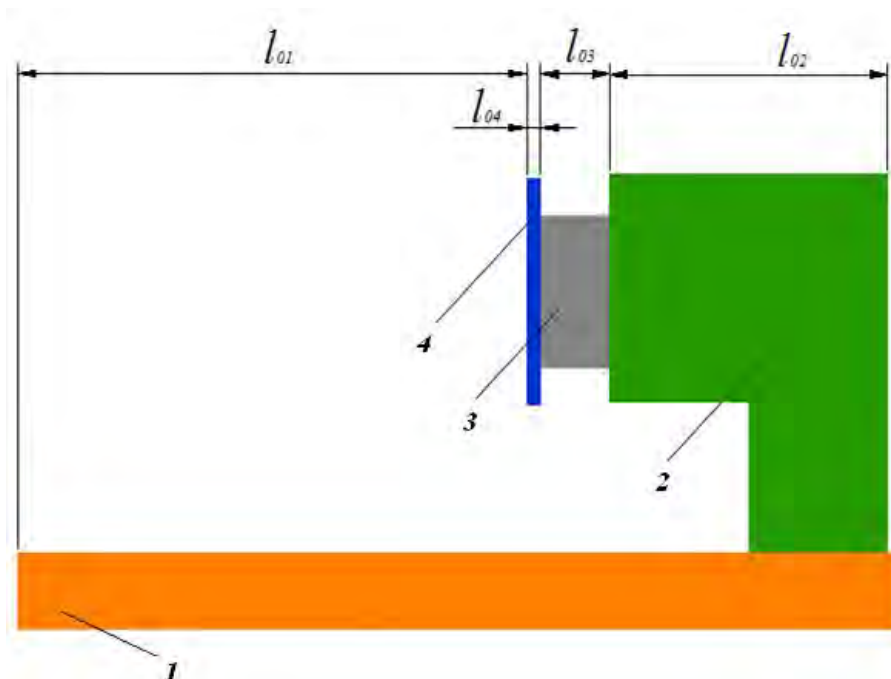


Рисунок 1.20 – Пример участка оптической скамьи:

1 – скамья (α_1), 2 – крепеж (α_2), 3 – пьезокерамика (α_3), 4 – зеркало (α_4)

Другой метод компенсации погрешности, обусловленной вариациями температуры, реализован в приборе [Долгих,2015], иллюстрация которого приведена на рис. 1.21. Суть метода заключается в том, что помимо основного измерительного интерферометра прибор имеет еще один, предназначенный для измерения длины колебаний его плеч, возникающих в результате теплового расширения элементов его конструкции. Выходной сигнал формируется на основе анализа яркостей интерференционных картин (первого и второго интерферометров) регистрируемых фотоприемниками (9, 10). Интерферометры в этом случае сформированы на основе двух параллельных лучей полученных из одного делением на полупрозрачных пластинах (13, 14). Оба луча проходят через одни и те же оптические элементы, что позволяет получить практически одинаковую геометрию их распространения. Отличие заключается в том, что во втором интерферометре измерительный луч отражается не от зеркала на мембране, а от зеркала (4), закрепленного на оптическом окне (5) максимально близко к ней, таким образом, что вариации гидросферного давления на него не действуют. Также система неподвижных отражателей (11, 12) не является одним целым, однако оба ее элемента строго повторяют друг друга и закреплены на одной опоре. Таким образом, величина колебаний длины плеч интерферометров, вызванная тепловым расширением, будет одинаковой в обоих случаях. Вычитая ее из результата измерений первого интерферометра получаем величину пропорциональную вариациям гидросферного давления на мембране без ошибки, обусловленной тепловым расширением элементов

интерферометра.

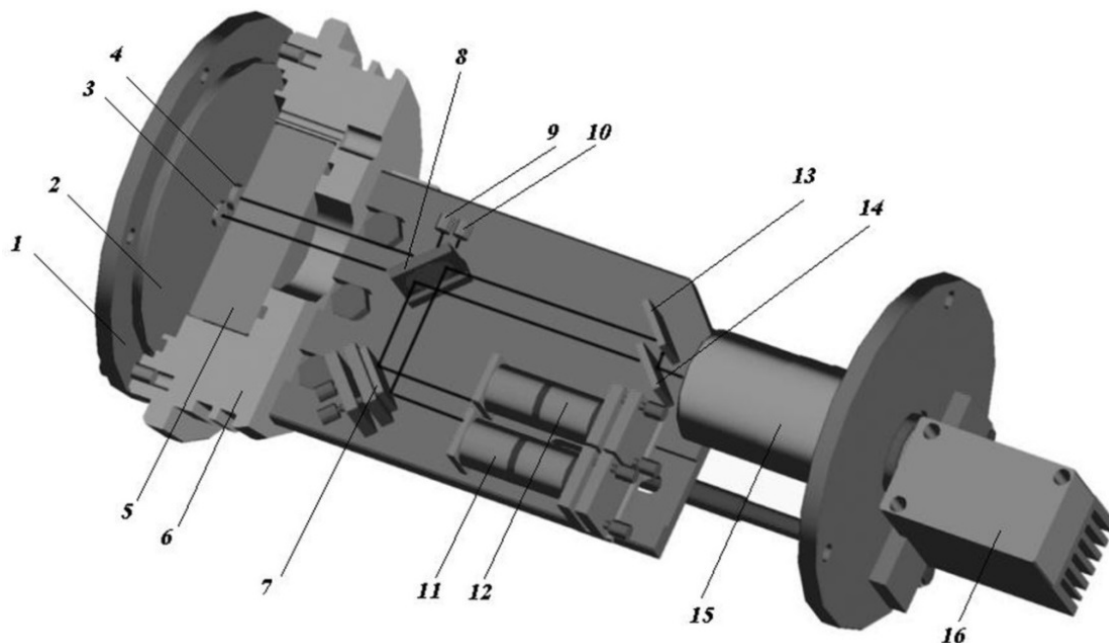


Рисунок 1.21 – Внутренний вид лазерного гидрофона с системой термостабилизации.

1 – прижимающий мембрану фланец; 2 – мембрана, 3 – закрепленное на мембране зеркало; 4 – второе чувствительное зеркало; 5 – оптическое окно компенсационной камеры; 6 – крышка прибора; 7 – дополнительное зеркало; 8 – делительная пластина; 9, 10 – фотоприемники; 11, 12 – неподвижные отражатели; 13, 14 – полупрозрачные пластины; 15 – коллиматор; 16 – лазер LCM-S-

111.

Для оценки эффективности такого этого подхода прибор помещался в закрытое помещение, где с помощью нагревателей моделировался процесс изменения внешней температуры. Для устранения паразитных шумов, вызванных различными возмущениями, лазерный гидрофон крепился на специальном оптическом столе, опоры которого выполнены на пневмоподвеске, гасящей вибрации. При этом клапан компенсационной камеры был открыт, а емкость с воздухом отсоединена, что было необходимо для исключения влияния вариаций атмосферного давления на результат эксперимента. Изменение температуры фиксировалось с помощью термодатчика, установленного на оптической скамье прибора, выходной сигнал которого также записывался (рис. 1.22). При этом точность измерений была ограничена разрядностью цифроаналогового преобразователя (который формирует выходной сигнал) и была равна величине 0.013 Па. Таким же образом тестировался лазерный гидрофон, в котором была реализована обычная оптическая схема. В результате было установлено, что погрешности, обусловленные изменением длин плеч интерферометра в зависимости от температуры, могут быть довольно большими. Например, изменение температуры внутри обычного лазерного гидрофона на 7°C , привело к дрейфу его выходного сигнала на величину, эквивалентную 0.05 Па (рис. 1.22 а,

линия под номером 2). Лазерный гидрофон с модифицированной оптической схемой оказался более устойчив к температурным изменениям. В процессе эксперимента его выходной сигнал имел вид прямой линии без ярко выраженного дрейфа (рис. 1.22 а, линия под номером 1). На основе чего можно утверждать, что применение в лазерном гидрофоне оптической схемы с возможностью компенсации изменения длин плеч интерферометра, вызванного изменением температуры, позволило снизить погрешность в измерении вариаций давления до величины, не превышающей значение 0.013 Па.

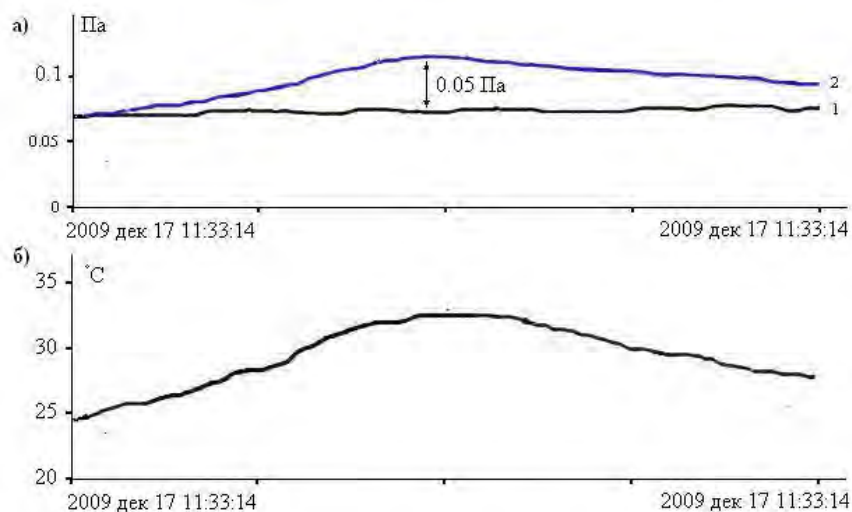


Рисунок 1.22 – Погрешности измерений, обусловленные изменением длин плеч интерферометра в результате изменений температуры: а) запись выходных сигналов приборов (1 – схема с компенсацией температурных погрешностей, 2 – обычная схема); б) запись изменения температуры.

Помимо ошибок, вызванных температурными вариациями, рассмотрим ошибку, обусловленную особенностью конструкции оптической схемы приборов. Речь идет о влиянии на качество интерференционной картины расфокусировки системы «глаз кошки», что периодически происходит в результате смещения центра мембраны относительно положения равновесия (которое четко задано величиной фокусного расстояния используемой в приборе линзы). На основе графического решения для плоских круглых мембран (рис. 1.23) [Андреева, 1962] получается, что изменения гидросферного давления в диапазоне от 0 до $19.6 \cdot 10^3$ Па (2 метра водяного столба), вызывают очень малые, не превышающие 1 мм, смещения центра мембраны, сделанной из нержавеющей стали диаметром 100 мм и толщиной 1 мм. Имея диаметр лазерного луча, порядка 8 мм и величину фокусного расстояния 100 мм, используемой в приборах линзы, можно говорить о том, что искажения, вносимые в качество интерференционной картины процессом расфокусировки системы «глаз кошки» малы. Более того, ими можно пренебречь

вследствие того, что на работу цифровой системы регистрации ощутимое влияние оказывает только существенное ухудшение качества интерференционной картины.

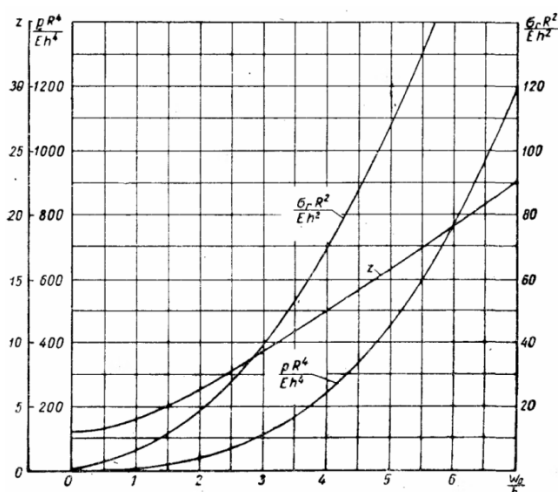


Рисунок 1.23 – Графическое решение для плоских круглых мембран.

R – радиус мембраны, h – толщина мембраны, E – модуль Юнга, p – давление, ω_0 – прогиб мембраны, σ_r – суммарное напряжение в центре и на краю мембраны, $\frac{p R^4}{E h^4}$ – относительное давление, $\frac{\sigma_r R^2}{E \cdot h^2}$ – напряжение, z – параметр учитывающий изменение формы мембраны с прогибом.

Из анализа вышесказанного следует, что наибольший вклад в ошибку измерения вариаций гидросферного давления вносят нестабильность частоты лазера и вариации геометрических размеров элементов конструкции интерферометра, обусловленные температурными колебаниями. Для снижения первой применяются лазеры с более высокой стабильностью частоты излучения и уменьшение оптической разности хода плеч интерферометра. Во втором случае помимо применения при производстве узлов интерферометра материалов с низким коэффициентом теплового расширения используются специально разработанные методики.

1.5 Калибровка

Лазерно-интерференционные измерители (ЛИИ) в отличие от основной массы известных измерителей давления гидросферы не являются измерителями абсолютной величины этого давления. Вследствие особенностей принципов работы приборы не имеют постоянного нуля отсчета, относительно которого проводится измерение. За ноль в ЛИИ принимается значение выходного сигнала в начальный момент времени измерения. Другими словами, приборы измеряют

колебания давления в точке относительно значения давления, которое наблюдалось в начальный момент времени измерительного интервала. Таким образом, определим результат калибровки ЛИИ как определение величины, на которую изменится их выходной сигнал в результате изменения давления на их мембранах на один паскаль.

Рассмотрим некоторые соображения, связанные с процессом калибровки ЛИИ. Известно, что абсолютная величина гидросферного давления, измеренного в море (другом водоеме, резервуаре и т.д.) на глубине h , зависит от этой глубины и плотности воды [Громов, 2002]. В динамике глубина и плотность меняются со временем, в связи с этим давление тоже постоянно меняется. Известно, что в этом случае абсолютная величина гидросферного давления зависит не только от глубины и плотности, но и от закона изменения этого давления со временем [Бойден, 1988]. Это говорит о том, что при измерениях на заданной глубине и заданной плотности поверхностные колебания уровня воды одинаковой амплитуды, но разного периода, будут оказывать разное по амплитуде воздействие на измерительный прибор. Исходя из этого калибровку ЛИИ можно провести двумя способами: путем сравнения величины изменения уровней высоты водяного столба и выходного сигнала прибора, а также амплитуд колебаний выходных сигналов ЛИИ и амплитуд других приборов, измеряющих давление. В первом случае лазерный гидрофон или мобильный лазерный измеритель вариаций давления гидросферы помещается в бассейн, заполненный водой. Высота начального уровня воды известна. Идет запись выходного сигнала калибруемого прибора. Далее производится плавное изменение уровня воды на известную величину, которое затем пересчитывается в изменение давления по формуле для гидростатического давления: $p = \rho gh$ (ρ – плотность жидкости, g – ускорение свободного падения) [Громов, 2002]. Величина изменения уровня воды отслеживается с помощью линейных измерительных систем (линейка). На основе данных об изменении уровня воды и напряжения на выходе прибора делаем вывод о его чувствительности. Многократное повторение эксперимента позволяет получить более точный результат. Второй метод подразумевает использование эталонного измерителя давления, выходные характеристики которого известны. Оба устройства расположены в одной точке и пишут один и тот же сигнал. Путем последующего сравнения амплитуд данных сигналов производится калибровка ЛИИ. Для получения более точного результата желательно провести калибровку обоими способами, а затем сравнить результаты.

Калибровку первым способом рассмотрим на примере калибровки лазерного гидрофона. Прибор был помещен в наполненный водой бассейн. При постоянной температуре (16°C) производилось увеличение уровня воды в бассейне на 0.015 м. При этом велась непрерывная запись выходного сигнала прибора. На рис. 1.24 представлен график изменения его выходного сигнала, вызванного увеличением уровня жидкости на 0.015 м. В таблице 1.1 представлены результаты всего эксперимента.

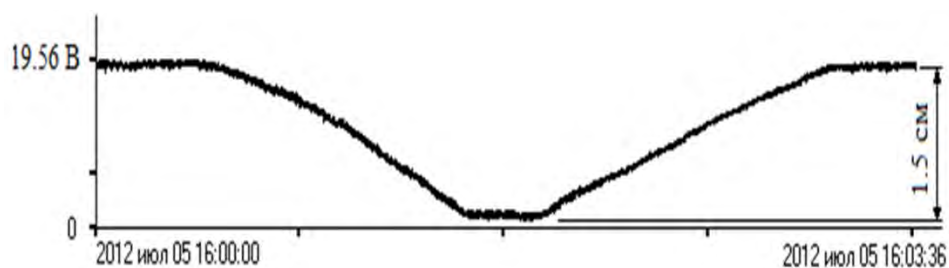


Рисунок 1.24 – Характер изменения выходной характеристики ЛГ при изменении на нем давления, эквивалентного изменению уровня столба жидкости на 0.015 м.

По формуле для гидростатического давления [Громов, 2002] пересчитаем изменение уровня водяного столба в изменение давления. Таким образом, имеем, что изменение уровня жидкости на 0.015 м эквивалентно изменению давления на 150 Па. Для достижения более точного результата калибровки опыт повторяем пять раз, а затем вычисляем среднее значение реакции лазерного гидрофона на изменение внешнего давления на 150 Па. Итак, имеем величину, равную 18.571 В. Далее отметим, что «переброс» следящей системы с одного максимума на другой эквивалентен изменению выходного сигнала на 5 В. Данная величина формируется 10-разрядным ЦАПом. На основе этого после некоторых расчетов получаем, что изменение давления на лазерном гидрофоне, равное 1 Па, эквивалентно изменению выходного сигнала на 0.129 В. Как отмечалось ранее, чувствительность прибора зависит от толщины мембраны. В испытуемом образце использовалась мембрана толщиной в 1 мм. Калибровка этим же способом для мобильного лазерного измерителя вариаций давления гидросферы показала результат 0.17 В/Па при использовании мембраны толщиной в 1 мм.

Таблица 1.1 – Результаты эксперимента

№ измерения	Изменение уровня воды, м	Величина изменения выходного сигнала лазерного гидрофона при повышении уровня	Величина изменения выходного сигнала лазерного гидрофона при понижении уровня
1	0.015	18.928	18.568
2	0.015	18.344	18.791
3	0.015	18.226	18.213
4	0.015	18.732	18.443
5	0.015	18.623	18.552

Калибровка вторым способом проводилась с помощью гидрофона фирмы «Брюль и Кьер»

серии 4801. Он разработан специально для калибровок и имеет рабочий диапазон частот от 0.1 Гц до 120 кГц. Этот гидрофон и лазерный гидрофоны опускались в бассейн, где с помощью специального механизма создавались искусственные низкочастотные колебания, с периодом от 1 до 10 с. Данный интервал перекрывается рабочими диапазонами обоих приборов. На рис. 1.25 представлены спектрограммы участков записей, полученные в результате синхронной работы обоих приборов. Для задач калибровки воспользуемся пиком, который на обеих спектрограммах выражен максимально. Этот пик соответствует колебаниям с периодом около 8 с. Калибровочный гидрофон работает в составе усилителя, чувствительность его в момент эксперимента была установлена 10 мВ/Па. Исходя из этого после некоторых расчетов получаем, что изменение напряжения на выходе лазерного гидрофона соответствующие изменению давления на 1 Па, будет равно 0.13 В, что весьма близко к результату, полученному первым способом. Такой же эксперимент проводился и для мобильного лазерного измерителя вариаций давления гидросферы, в результате чего была получена величина также очень близкая к результатам первого способа калибровки и равная 0.175 В.

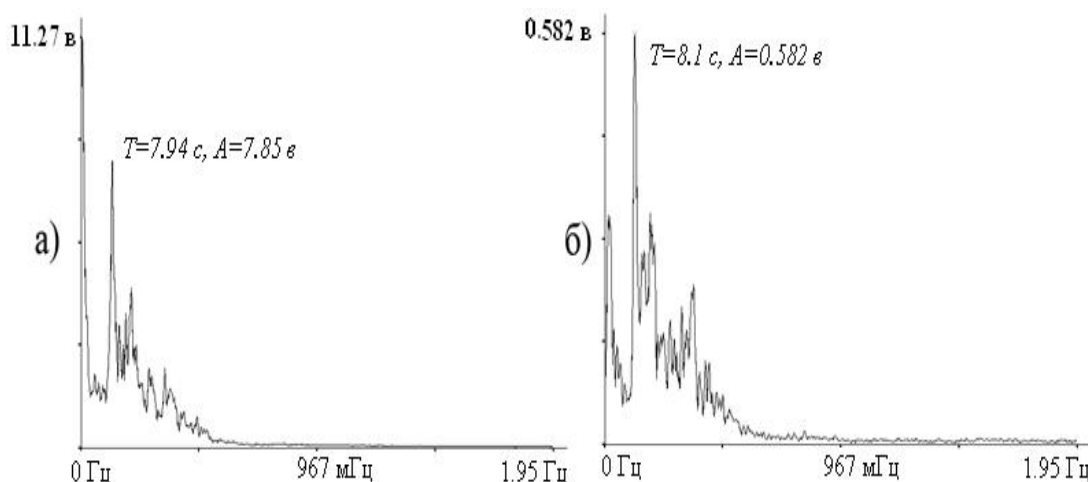


Рисунок 1.26 – Спектры синхронных участков записи лазерного гидрофона (а) и калибровочного гидрофона (б)

1.6 Испытания лазерного гидрофона и мобильного лазерного измерителя вариаций давления гидросферы

Первые испытания разработанных приборов проводились в бухте Витязь залива Петра Великого Японского моря. Оба типа устройств дали схожие результаты, поэтому рассмотрим их на примере результатов, полученных на лазерном гидрофоне.

Впервые лазерный гидрофон был испытан в октябре 2007 г. Прибор работал на глубинах 0.9, 2.8 и 17.5 м. Выходной сигнал по кабелю поступал на береговой пункт хранения данных. Также по этому кабелю в прибор подавалось напряжение питания и осуществлялось управление системой компенсации давления.

Полученные за этот период данные обрабатывались с помощью пакета прикладных программ «Deformograf», предусматривающего использование разнообразных методов спектрального и статистического оценивания. В результате обработки в инфразвуковом диапазоне были выделены максимумы, обусловленные ветровыми морскими волнами, периоды которых находятся в диапазоне от 3 до 8 с. Например, на рис. 1.26 приведен фрагмент записи поверхностного волнения с периодом 7.4 с. Помимо спектральных максимумов, вызванных поверхностным волнением, во всех записях были обнаружены четко выраженные низкочастотные колебания с периодом около 18 мин (рис. 1.27). Данные колебания являются собственными колебаниями бухты Витязь.

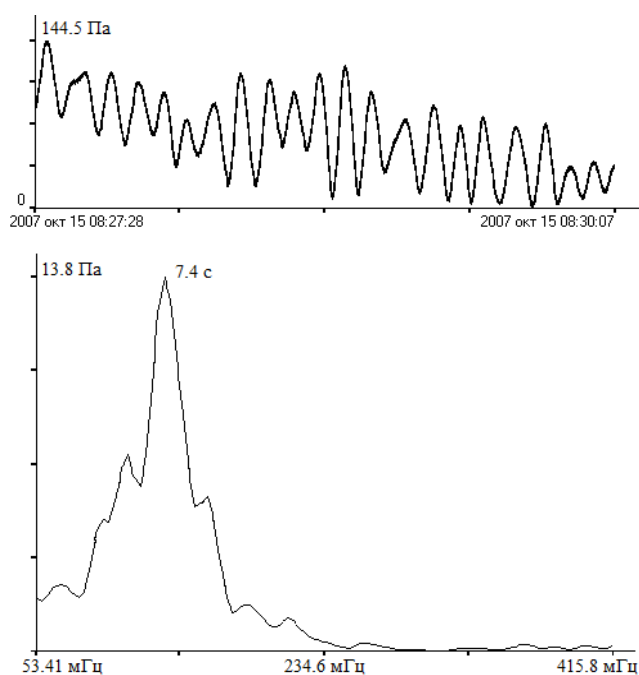


Рисунок 1.26 – Фрагмент записи поверхностного волнения и его спектр.

Разработанные приборы могут принимать искусственные гидроакустические сигналы. Например, на рис. 1.28 приведена динамическая спектрограмма фрагмента записи, полученной при приеме лазерным гидрофоном гидроакустического сигнала сложной формы на частоте 245 Гц.

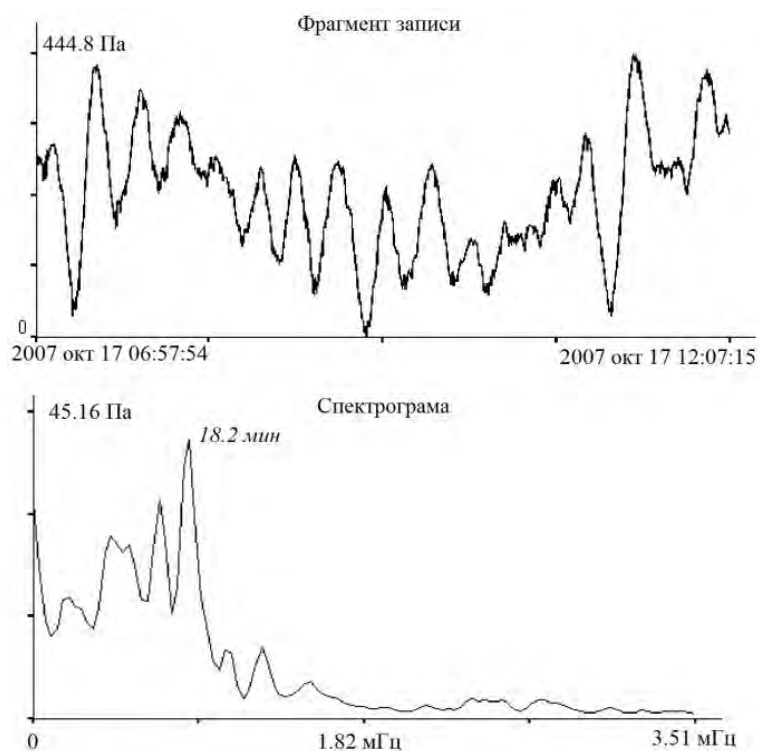


Рисунок 1.27 – Фрагмент записи низкочастотных колебаний бухты Витязь и его спектр.

Рассмотрим результаты, полученные на лазерном гидрофоне при работе низкочастотного гидроакустического излучателя более подробно. Низкочастотный гидроакустический излучатель работал на частоте 245 Гц. На компьютере была создана группа сигналов, состоящая из тонового сигнала, набора сложных фазоманипулированных сигналов, свип-сигнала. Она была организована в таком виде: 1) тон 245 Гц (30 с), 2) пауза (15 с), 3) m_245_8_10_234 (названия файлов с М-последовательностями: m _ частота _ разрядность _ число периодов на символ _ исходное состояние сдвигового регистра), 4) m_245_8_10_234, 5) m_245_8_10_234, 6) пауза (15 с), 7) m_245_8_10_234, 8) пауза (15 с), 9) свип-сигнал 225-265 Гц (20 с), 10) пауза (15 с), 11) m_245_9_6_511, 12) пауза (15 с), 13) m_245_9_6_511, 14) пауза (15 с), 15) m_245_9_6_511. Данная группа математических сигналов с компьютера через усилитель подавалась на излучатель. Излучаемый сигнал контролировался гидрофоном и регистрировался лазерным гидрофоном. Гидрофон располагался в 1 м от излучателя. В дальнейшем была выполнена обработка полученных данных, в процессе которой проводилась свертка полученных записей с: а) математическим сигналом, б) записанным сигналом контрольного гидрофона, помещённым в 1 м от излучателя. Лучшие результаты получены при свертке записей лазерного гидрофона с математическим сигналом. Ниже мы рассмотрим только результаты свёртки с математическим сигналом, которые приведены на рис. 1.29. На верхней части рисунка приведены результаты свертки полученных записей с первыми четырьмя М-последовательностями. На средней части

рисунка приведены результаты свёртки полученных записей со свип-сигналом. На нижней части рисунка приведены результаты свёртки полученных записей с тремя последними М-последовательностями. Все приходы хорошо отождествлены и зарегистрированы.

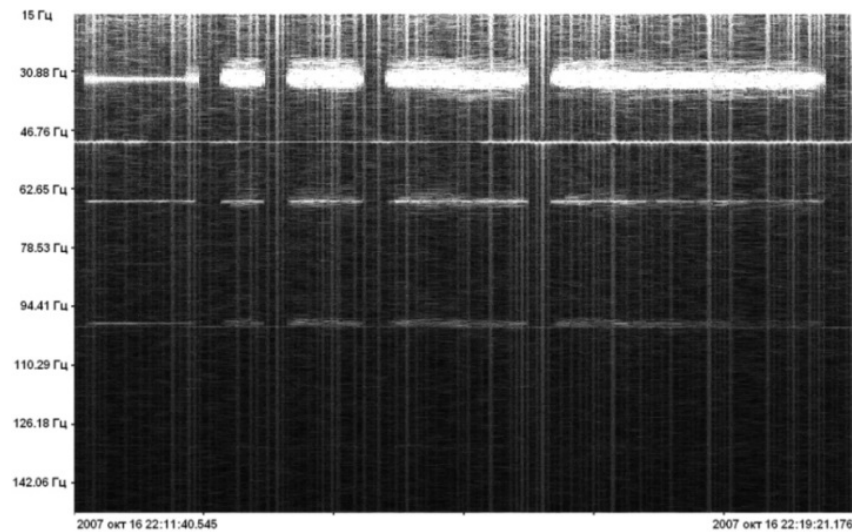


Рисунок 1.28 – Динамическая спектрограмма фрагмента записи лазерного гидрофона.

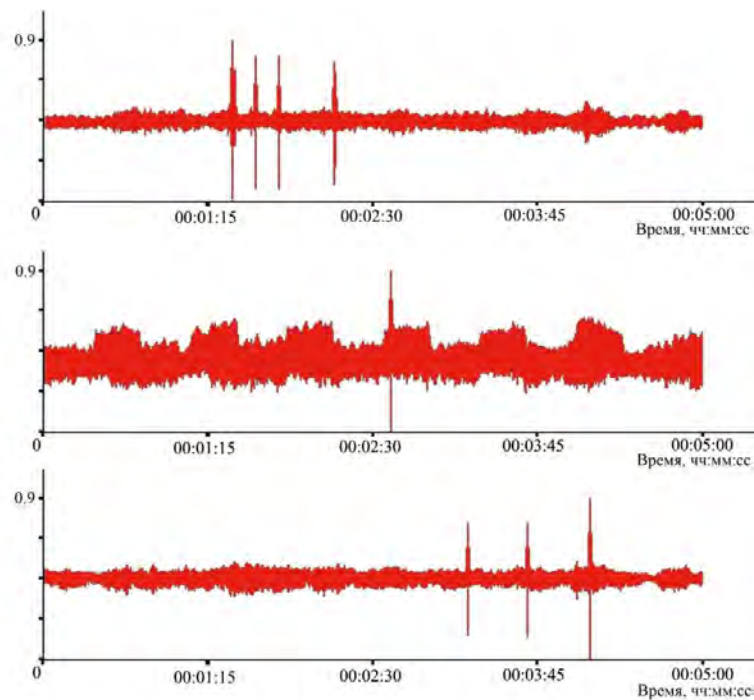


Рисунок 1.29 – Свертка математического сигнала с принятым сигналом.

В современной гидроакустике применяются сложные фазоманипулированные сигналы (М-последовательности) для передачи информации и изучения гидрологических параметров на трассе распространения сигналов. Излучатель излучает сигнал в соответствии с математическим сигналом. Принятый приёмником сигнал затем свёртывают с математическим сигналом (проводят

взаимно-корреляционную обработку). Математический сигнал «скользит» по всей записи приёмника. Если приёмник не искажает сигнал, то в месте присутствия данного сигнала на записи приёмника свёртка даёт резкий пик большой амплитуды. На рис. 1.30 первый пик большой амплитуды получен при свёртке математического сигнала первой М-последовательности (m_245_8_10_234) с принятым сигналом приёмника. Сигнал, излучённый гидроакустическим излучателем, может прийти к приёмнику по разным путям. При этом на записи может быть несколько приходов. При каждом приходе в записи приёмника свёртка с математическим сигналом даст резкий пик. Если мы синхронизируем время работы излучателя и приёмника с большой точностью, то, зная расстояние от излучателя до приёмника, можно вычислить скорость распространения сигнала. Если в записи приёмника нет сигнала соответствующей М-последовательности, то свёртка не даст таких резких и мощных пиков.

Далее проанализируем полученные данные. На рис. 1.30 приведён «растянутый» первый пик рис. 1.29. При анализе рис. 1.30 видно, что имеется четыре прихода сигналов, связанных с первой М-последовательностью. Главная амплитуда сигнала (второй пик), полученная при свёртке, соответствует прямому прохождению сигнала от излучателя к приёмнику по воде. Два следующих прихода вызваны отражёнными сигналами от границ раздела. Первый приход неизвестен. Время между первым и вторым пиком равно 0.711 с, между вторым и третьим пиком – 0.059 с, между третьим и четвёртым пиком – 0.036 с. Считаем, что максимальная амплитуда соответствует прямому приходу сигнала. По среднестатистическим данным в это время года скорость звука в воде равна примерно 1495 м/с. Расстояние в 1 милю (1852 м) основной сигнал преодолевает за 1.239 с. Первый сигнал данное расстояние преодолел за $1.239 - 0.711 = 0.528$ с. При этом скорость распространения сигнала равна примерно 3500 м/с. По нашему мнению, данный сигнал прошёл по дну. Временные задержки в 0.059 с и 0.036 с соответствуют расстояниям в 110 м и 54 м, соответственно, при скорости распространения 1495 м/с. Считаем, что эти сигналы обусловлены первичным и вторичным отражениями.

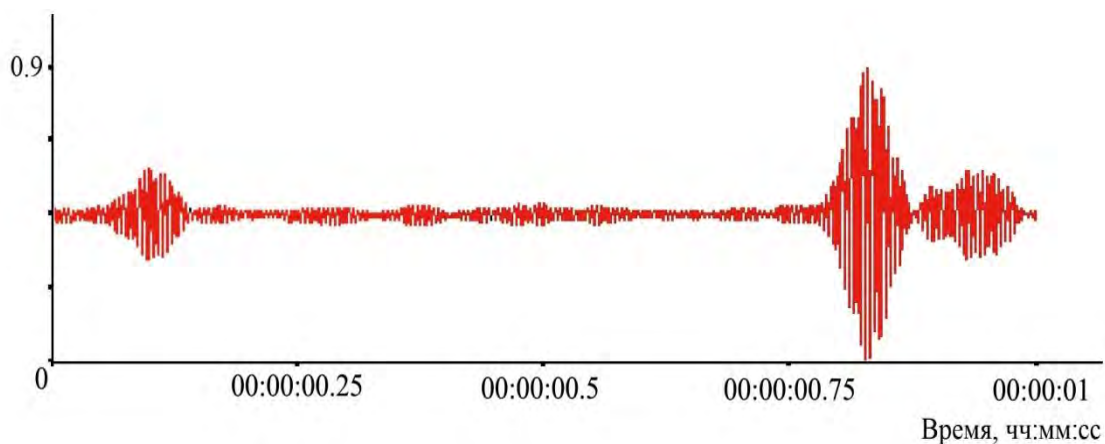


Рисунок 1.30 – «Растянутый» пик рис. 1.29.

Таким образом, на основе вышеприведённого можно говорить о том, что созданные приборы успешно справляются с регистрацией как инфразвуковых вариаций давления гидросферы, так и низкочастотных гидроакустических волн.

1.7 Лазерно-интерференционные приёмники градиента давления

Применение методов лазерной интерферометрии при разработке измерителей вариаций гидросферного давления стимулировало работы, в результате выполнения которых получен лабораторный образец лазерно-интерференционного приемника градиента давления гидросферы силового типа.

Прибор выполнен в виде сферического корпуса (рис. 1.31а). В качестве чувствительных элементов используется шесть мембран из нержавеющей стали, которые установлены в корпусе прибора таким образом, что одна из их сторон обращена наружу прибора и контактирует с водой при работе, а другая покрытая светоотражающим покрытием, обращена внутрь и является частью измерительных интерферометров Майкельсона. Прибор состоит из шести таких интерферометров, по одному на мембрану (рис. 1.31б).

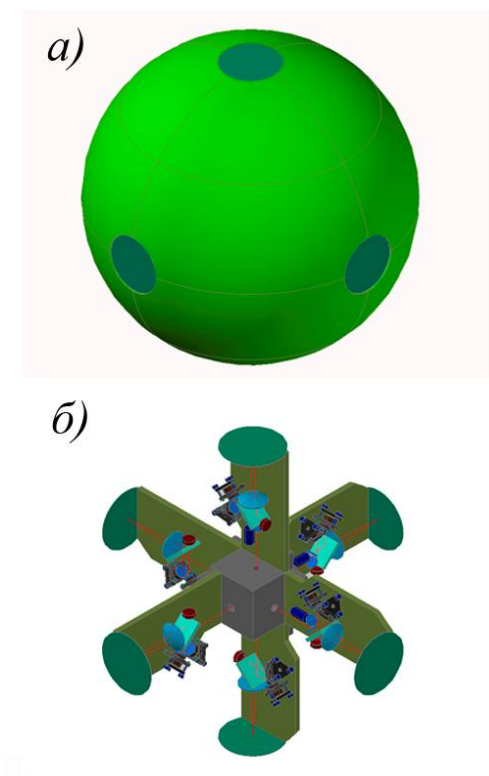


Рисунок 1.31 – Внешний вид макета лазерно-интерференционного приемника градиента давления.

На первом этапе создания лазерно-интерференционного приемника градиента давления был создан однокомпонентный приемник. Он выполнен в виде цилиндрического корпуса, внутри которого расположены оптическая система и цифровая система регистрации. На рис. 1.33 представлена блок схема разработанного устройства. Чувствительные элементы (1, 1') выполнены в виде мембран и установлены в боковых крышках прибора таким образом, что одна их сторона контактирует с водой, а другая, покрытая светоотражающим покрытием, обращена внутрь прибора и входит в состав его оптической части, выполненной на основе двух интерферометров Майкельсона. Интерферометры предназначены для измерения давления, воздействующего на подвижные отражатели (мембраны). При этом необходимо, чтобы измерительные характеристики обоих интерферометров были строго одинаковыми. Для этого они выполнены в виде точных копий друг друга и расположены в одной плоскости. Система регистрации (9) формирует выходные сигналы и управляет интерферометрами.

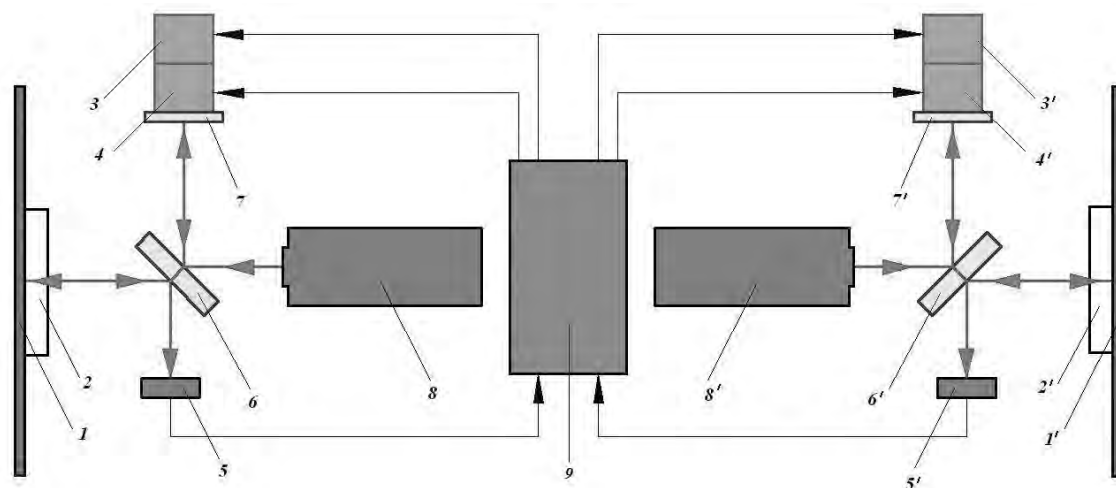


Рисунок 1.33 – Блок схема лазерно-интерференционного приемника градиента давления. 1, 1' – мембраны; 2, 2' – системы компенсации внешнего давления; 3, 3', 4, 4' – пьезокерамические преобразователи; 5, 5' – фотоприемники; 6, 6' – светоделители; 7, 7' – отражающие зеркала; 8, 8' – лазерные модули; 9 – система регистрации.

Прибор работает следующим образом. Вариации давления на мембране (1) смещают ее центр относительно положения равновесия, тем самым вызывая изменения яркости интерференционной картины. Это изменение регистрируется фотоприемником (7), который подключён к первому каналу системы регистрации (9). Анализируя это изменение, система регистрации формирует сигнал обратной связи и, подавая его на пьезокерамическое основание (3), возвращает интерференционную картину в начальный максимум яркости. При этом сигнал обратной связи пропорционален изменениям давления на мембране рассматриваемого

интерферометра и является выходным сигналом одного из двух каналов системы регистрации. Для измерений градиента давления используется другой интерферометр, связанный с другим каналом системы регистрации. Работа второго интерферометра идентична работе первого. Вычитанием сигнала одного интерферометра из сигнала другого интерферометра система регистрации формирует выходной сигнал пропорциональный градиенту гидросферного давления.

Известно [Гордиенко, 2007], что для обеспечения качественных измерений размер приёмников такого типа (расстояние от одной мембраны до другой) должен быть в десять раз меньше регистрируемой минимальной длины волны. Таким образом, при диаметре прибора 0.6 м верхняя граница его рабочего диапазона частот будет составлять величину порядка 250 Гц. Нижняя граница рабочего диапазона частот ограничена временем измерения.

Разработанный прибор имеет пороговую чувствительность порядка 10 мПа. При этом за счет применения более тонких мембран, стабилизированных по частоте излучения лазерных модулей и высокоразрядных цифроаналоговых преобразователей можно улучшить эту величину до десятков мкПа. Рабочий диапазон прибора от 0 (условно) до 250 Гц.

Список использованных источников

- 1 Айхлер Ю., Айхлер Г-И. Лазеры. Исполнение, управление, применение / Москва: Техносила. 2012. 495 с.
- 2 Андреева Е.Д. Упругие элементы приборов / Москва: «Машгиз», 1962. 456 с.
- 3 Баранов В.А. Применение микроконтроллеров AVR: схемы, алгоритмы, программы / Москва: Издательский дом «Додэка-XXI», 2006. 288 с.
- 4 Боуден К. Физическая океанография прибрежных вод / Москва: «Мир», 1988. 330 с.
- 5 Гордиенко В.А. Векторно-фазовые методы в акустике/ М.: Физматлит 2007.
- 6 Громов С.В., Родина Н.А. Физика: учебник / Москва: «Просвещение», 2002. 111 с.
- 7 Гуревич М.М. Фотометрия: теория, методы и приборы / Ленинград: Машиностроение, 1983. 268 с.
- 8 Долгих Г.И., Долгих С.Г., Ковалев С.Н., Швец В.А., Чупин В.А., Яковенко С.В. Лазерный измеритель вариаций давления гидросферы // Приборы и техника эксперимента. 2005. № 6. с. 137-138.
- 9 Долгих Г.И., Долгих С.Г., Плотников А.А., Чупин В.А., Яковенко С. В. Лазерный гидрофон на основе зеленого лазера LCM-S-11 // Приборы и техника эксперимента. 2013. №5. С.140-141.

- 10 Долгих Г.И., Ковалев С.Н. Швец В.А., Яковенко С.В. Цифровая система регистрации лазерно-интерференционных установок // Приборы и техника эксперимента. 2008. №5. С. 158-159.
- 11 Долгих Г.И. Лазерно-интерференционный комплекс // Сейсмические приборы. 2003. Вып. 39. С.13-27.
- 12 Долгих Г.И., Плотников А.А., Будрин С.С. Лазерно-интерференционный измеритель вариаций давления с учетом изменений температуры // Приборы и техника эксперимента. 2015. №5. С.149-150.
- 13 Долгих Г.И., Плотников А.А., Будрин С.С. Мобильный лазерный измеритель вариаций давления гидросферы // Приборы и техника эксперимента. 2011. №4. С. 161-162.
- 14 Долгих Г.И., Плотников А.А., Швец В.А. Лазерный гидрофон // Приборы и техника эксперимента. 2007. №1. С.159-160.
- 15 Долгих С.Г., Плотников А.А., Будрин С.С. Компенсация воздействия температуры на работу лазерных интерферометров // Приборы и техника эксперимента. 2016. №3. С.147-148.
- 16 Евстифеев, А.В. Микроконтроллеры AVR семейств Tiny и Mega фирмы «ATMEL» / Москва: Издательский дом «Додэка-XXI», 2004. 560 с.
- 17 Захарьевский А.Н. Интерферометры / Москва: Оборонгиз, 1952. 297 с.
- 18 Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. Теоретическая физика. Т. VII. Теория упругости. М.: Наука. 1987. 246 с.
- 19 Ландсберг Г.С. Оптика. М.: Наука. 1976. 926 с.
- 20 Пак П.Е., Привалов В.Е., Фофанов Я.А. Гелий-неоновый лазер (0,63 мкм), стабилизированный без девиации частоты // Оптика и спектроскопия. 1981. Т.51, №1. С.10-12.
- 21 Растрин Л. А. Системы экстремального регулирования / Москва: Наука, 1974. 624 с.
- 22 Швец В.А. Контроллер-детектор регистрирующей системы лазерного деформографа // Приборы и техника эксперимента. 2011. №1. С. 159-160.

2 Закономерности трансформации гидроакустических сигналов на границе «вода-дно»

Закономерности трансформации гидроакустических сигналов на границе «вода-дно» рассмотрим на примере регистрации береговыми лазерными деформографами сигналов, создаваемых в воде надводными судами и низкочастотными гидроакустическими излучателями.

2.1 Регистрация сейсмоакустических сигналов надводного судна

Впервые о возможности регистрации лазерными деформографами сейсмоакустических волн, создаваемых судами, указано в работе [Долгих и др., 1983], в которой анализируется запись 105-метрового лазерного деформографа равноплечего типа, установленного на острове Стенина залива Петра Великого Японского моря. В течение записи научно-исследовательское судно, развернувшись возле берега, удалялось от острова. Сигнал, создаваемый движущимся научно-исследовательским судном, модулировался поверхностным волнением. По изменению параметров модуляции можно оценивать изменение направления движения судна. В то время не было возможности качественно изучить спектральные характеристики сигналов из-за недостаточной разрешающей способности регистрирующей аппаратуры, но при этом были сделаны первые шаги в исследовании возможности использования лазерных деформографов при регистрации гидросферных процессов. В работе [Akai Tuncay and Jensen, 1987] было показано, что в области низких частот сейсмоакустические поверхностные волны становятся доминирующим механизмом переноса акустической энергии в мелководной шельфовой зоне моря. Экспериментальные исследования сравнительных уровней акустических шумов, регистрируемых гидрофонами и донными геофонами [Akai Tuncay and Jensen, 1987] показали, что на мелководном шельфе при частотах ниже 25 Гц в спектре записей гидрофонов наблюдается уменьшение, а в спектре записей геофонов - увеличение уровня спектральных составляющих. Дальнейшие исследования подтвердили большие возможности применения установленных на берегу лазерных деформографов различных конструкций для регистрации сейсмоакустических сигналов, создаваемых на границе «вода-дно» низкочастотными гидроакустическими излучателями [Давыдов и др., 1995; Долгих, 1998; Долгих и Чупин, 2005]. Экспериментальные исследования с применением гидроакустических излучателей, находящихся примерно в одних и тех же районах шельфа и излучающих сигналы примерно одинакового уровня (приведенный уровень гидроакустического излучения порядка 2 кПа) на частотах 360, 245 и 33 Гц показали, что в записях береговых лазерных деформографах практически отсутствуют сигналы на частотах 360 и 245 Гц, а сигналы на частоте 33 Гц имеют мощный уровень. Исследования, описанные в работе

[Долгих, 1998], показывают, что сигнал с частотой 32 Гц от низкочастотного гидроакустического излучателя до лазерного деформографа распространяется по цилиндрическому закону. Это значит, что в условиях глубокой воды гидроакустический сигнал распространяется по звуковому каналу, а на границе “вода-дно” в виде поверхностной волны рэлеевского типа. Эти же выводы подтверждаются результатами работ [Долгих и Чупин, 2005; Гуцин и др., 1981], в которых показывается, что для точечного источника излучения основная энергия на границе “вода-дно” переносится волной рэлеевского типа. Результаты, описанные в приведенных работах, подтверждают большие перспективы применения лазерных деформографов для регистрации сигналов, создаваемых в воде движущимися техническими объектами, особенно в инфразвуковой области спектра. Учитывая уникальную амплитудно-частотную характеристику лазерных деформографов и их направленные свойства [Долгих и Привалов, 2009; Долгих, 2011] можно предположить, что применение двухкоординатных приборов позволит определять с хорошей точностью направление на источники сигналов. В этой главе на примере регистрации сейсмоакустических сигналов двухкоординатным лазерным деформографом, расположенным на м. Шульца залива Петра Великого Японского моря, мы оценим эти возможности. В качестве источника сигналов использовался проходящий грузопассажирский паром, выполняющий регулярные перевозки по маршруту порт Сокчо (Южная Корея) – порт Зарубино.

2.1.1 Описание эксперимента

Двухкоординатный лазерный деформограф состоит из двух лазерных деформографов неравноплечего типа: 52.5-метрового лазерного деформографа “север-юг” и 17.5-метрового лазерного деформографа “запад-восток”. Лазерный деформограф “север-юг” длиной 52.5 м, рабочее плечо которого ориентировано относительно линии “север-юг” под углом 18° (198°), создан на основе неравноплечего интерферометра Майкельсона и частотно стабилизированного гелий-неонового лазера и находится на глубине 3-5 м. В 70 м от данной установки на глубине 3-4 м смонтирован лазерный деформограф “запад-восток” длиной 17.5 м, рабочее плечо которого ориентировано относительно линии “север-юг” под углом 110° (290°). Угол между рабочими осями лазерных деформографов составляет 92° . Применяемые методы интерферометрии позволяют регистрировать изменения длины рабочего плеча каждого деформографа с точностью 0.01 нм, т.е. точность каждого прибора по измерению изменения смещений устоев деформографа составляет величину 0.01 нм. При этом чувствительность лазерного деформографа с длиной рабочего плеча 52.5 м составит $\frac{\Delta L}{L} = \frac{0.01 \text{ нм}}{52.5 \text{ м}} = 0.19 \times 10^{-12}$, а лазерного деформографа с длиной рабочего плеча 17.5 м – 0.57×10^{-12} . Таким образом, при воздействии на каждый прибор какой-то

крупномасштабной динамической нагрузки (приливы, изменения температуры, изменения атмосферного давления и т.п.) амплитуда деформаций 52.5-метрового лазерного деформографа должна быть в 3 раза больше амплитуды деформаций 17.5-метрового лазерного деформографа, при условии, что они расположены на одинаковых породах. На практике это, как правило, не выполняется, поэтому для определения величины данного коэффициента были проведены дополнительные исследования при оценке воздействия крупномасштабных атмосферных процессов на показания двух лазерных деформографов.

Основной динамической нагрузкой, которая равномерно влияет на изменение длин измерительных плеч 52.5-метрового и 17.5-метрового лазерных деформографов, являются крупномасштабные вариации атмосферного давления, которые не имеют поляризационных свойств и поэтому одинаково влияют на деформации обеих установок, несмотря на то, что они расположены практически взаимно перпендикулярно. Для оценки данного воздействия на показания лазерных деформографов были обработаны месячные данные 52.5-метрового, 17.5-метрового лазерных деформографов и лазерного нанобарографа [Долгих и др., 2004]. На рис. 2.1 в качестве характерного примера приведено изменение атмосферного давления, зарегистрированное лазерным нанобарографом, и синхронные участки записей лазерных деформографов.

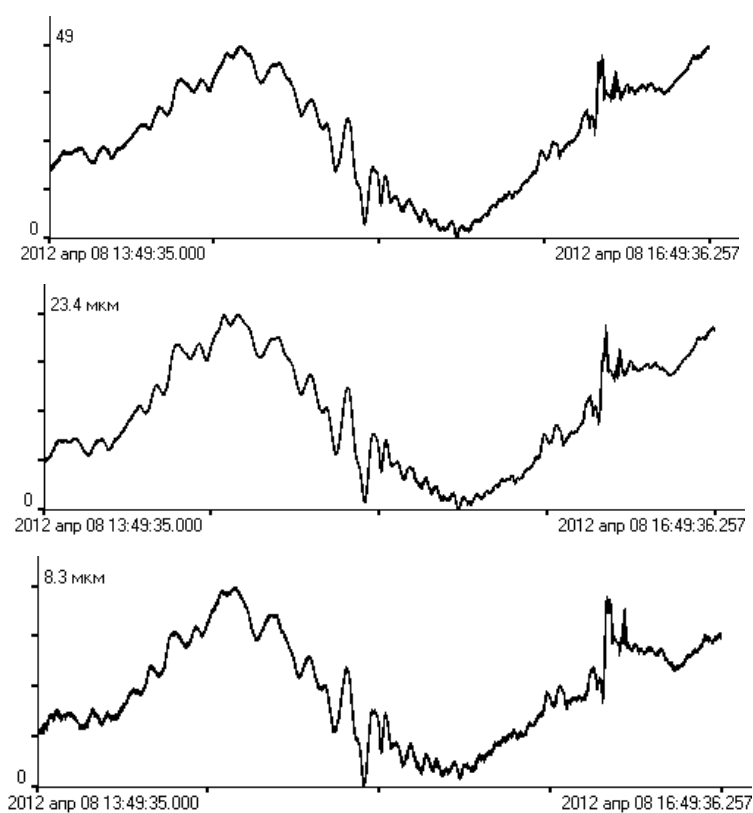


Рисунок 2.1 – Участки записей лазерного нанобарографа, 52.5-метрового лазерного деформографа и 17.5-метрового лазерного деформографа (сверху-вниз).

При сравнении амплитуд смещений лазерных деформографов “север-юг” и “запад-восток”, вызванных вариациями атмосферного давления установлено, что амплитуда смещения на лазерном деформографе с длиной плеча 52.5 м в 2.8 больше амплитуды смещения на лазерном деформографе с длиной плеча 17.5 м. Величина данного коэффициента (2.8) будет нам необходима для дальнейших расчётов.

При анализе данных с этих лазерных деформографов в конце 2013 - начале 2014 гг. было обращено внимание на периодически повторяющиеся в частотно-временных спектрограммах специфические частотные следы в виде спаренных линий - треков, разнесенных между собой на 0.3-0.4 Гц и изменяющихся в интервале частот от 18 до 22 Гц (см. рис.2.2). В некоторых записях эти же спаренные треки синхронно проявлялись и в других частотных диапазонах, например, около частоты 30 Гц. Анализ видеоданных Океанологической информационно-аналитической системы ДВО РАН [Фищенко и др., 2008] показал, что треки проявляются в моменты прохождения около м. Шульца пассажирского парома “New Blue Ocean” южнокорейской судоходной компании “Stena Daega Line”. По размещенным в сети Интернет данным мореведческой компании «Korean Register» паром построен в 1989 г. в Японии, его длина 160 м, ширина 25 м, осадка 6.3 м, водоизмещение 16490 т, грузоподъемность 4429 т.

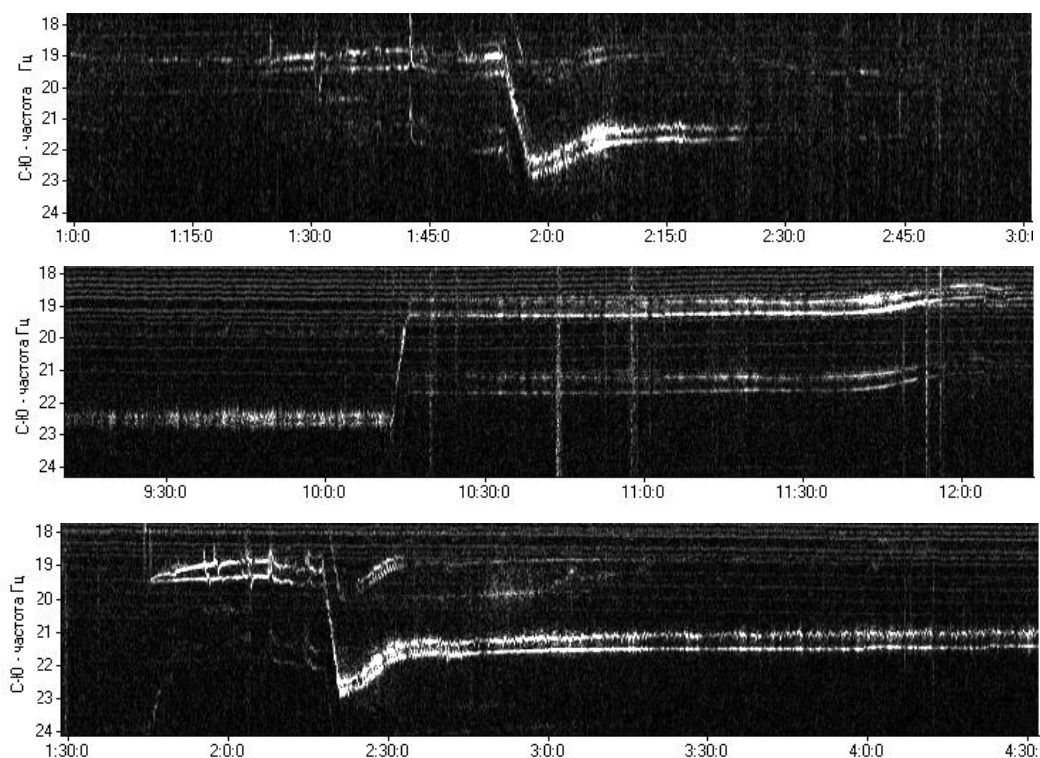


Рисунок 2.2 – Примеры наблюдения спаренных частотных треков в спектрограммах записей лазерного деформографа “север-юг” (диапазон анализируемых частот 18-24 Гц).

Паром оснащен двумя 4-тактными 8-цилиндровыми дизельными двигательными установками и двумя гребными винтами. С марта 2013 г. по июнь 2014 г. он два раза в неделю выполнял рейсы по маршруту “порт Сокчо (Южная Корея) – порт Зарубино”, перевозя туристов и грузы. Общая длина трассы 590 км, время в пути 18-19 ч, скорость движения 33-35 км/ч.

2.1.2 Обработка и анализ полученных данных

Исследование согласованных по времени данных с установленных на глубинах 12-20 м вблизи мыса лазерных гидрофонов, входящих в комплексную измерительную систему МЭС “м. Шульца” [Долгих и др., 2002; Долгих и др., 2007], показало, что в них отсутствуют какие-либо особенности на частотах вблизи 20 Гц, т.е. на данных глубинах сигнал от парама в воде не распространяется. Тот факт, что регистрируемые отклики проявляются в виде пары близких частотных компонент, обусловлен небольшими отличиями в работе двигателей либо систем управления ими. Детальный визуальный анализ треков в сигналах обоих деформографов, представленных на рис. 2.3 показывает, что базовые частоты треков изменяются не монотонно, а претерпевают небольшие систематические флуктуации с периодичностью 10-12 мин. Для более низкочастотного трека характер флуктуаций близок к гармоническому, а их размах составляет примерно 0.1 Гц. Для более высокочастотной компоненты характер флуктуаций близок к пилообразному – частота трека постепенно снижается, после чего резко возвращается к первоначальному положению. Размах этих частотных флуктуаций заметно меньше – около 0.05 Гц, что подтверждается и тем фактом, что в большинстве случаев в Фурье-спектрах сигналов деформографов ширина низкочастотной компоненты больше ширины высокочастотной компоненты (см., например, рис. 2.4). Скорее всего, описанные флуктуации обусловлены применением в системах управления каждым двигателем своей схемы автоматической стабилизации частоты вращения гребного вала и работа этих схем немного отличается.

Анализ данных деформографов и видеозаписей показал, что частотные треки вблизи 19 Гц проявляются при отходе парама от причальной стенки порта Зарубино. Далее, спустя некоторое время, уже при подходе к м. Шульца, паром на видео начинает заметно ускоряться в течение 3-4 мин, этот промежуток времени на спектрограмме совпадает с участком резкого изменения базовой частоты спаренного трека от 19 до 22 Гц. Подобный анализ с использованием видеозаписей проводился для случаев прихода парама в порт. Он показал, что, как правило, паром приближается к мысу Шульца на большой скорости (частота треков около 22 Гц), в непосредственной близости от мыса начинается процесс торможения (на спектрограмме проявляется в виде резкого уменьшения базовой частоты треков до 18-19 Гц), далее этот трек может проследиваться вплоть до момента швартовки парама в порту.

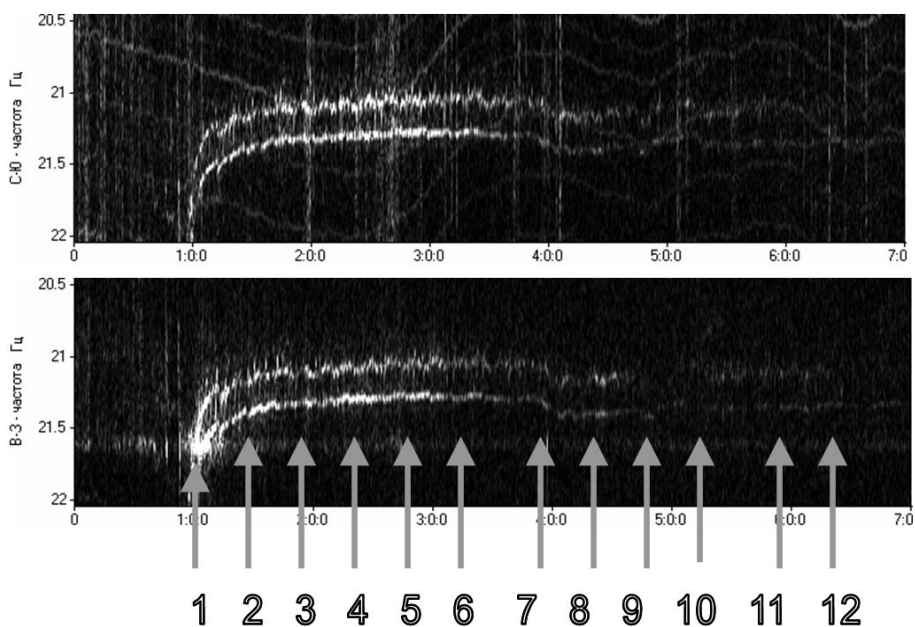


Рисунок 2.3 – К задаче определения направления на паром: 1 – маршрут парома с маркерными точками, полученными из AIS; 2 – спектрограммы сигналов с деформографов “север-юг” и “восток – запад”, указаны положения по оси времени тех же маркерных точек.

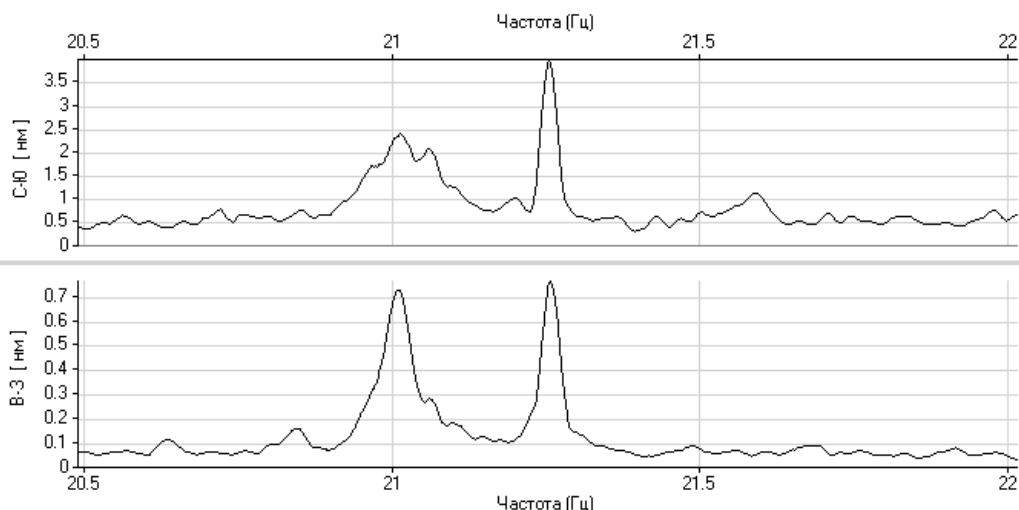


Рисунок 2.4 – Определение направления на паром при его нахождении в маркерной точке 6. Приведены амплитудные Фурье-спектры, рассчитанные по 5-минутным фрагментам сигналов деформографов, взятым вблизи временной отметки 11 ч 21 мин.

Зафиксировано несколько случаев аномально длинного частотного следа – до нескольких часов, что соответствует фиксации в записях лазерных деформографов частотных откликов, генерируемых паромом на больших удалениях от м. Шульца. Для детального исследования этих случаев была использована информация о траектории движения парома с web-сайта <http://www.marinetraffic.com>, представляющем в открытом доступе данные о положении всех судов, зарегистрированных в Автоматической Идентификационной Системе - AIS. Имеющиеся в системе данные позволили составить общую траекторию движения парома, а также подробно отследить его рейс 3 июня 2014 г., в течение которого в записях деформографов наблюдался очень длительный частотный трек.

Рассмотрим этот случай подробнее, решая две задачи: 1 - оценка возможности определения направления на известные местоположения парома при его движении от порта Зарубино в Сокчо на основе анализа данных двух деформографов “север-юг” и “запад-восток”, 2 – оценка максимальной дальности, на которой в данных деформографов еще будет заметен сдвоенный частотный трек от парома.

Паром отошел от причальной стенки порта в 8:20 UTC (19:20 по Владивостокскому времени), в 8:50 при подходе к м. Шульца начал ускоряться, в 9:00 по данным видеонаблюдения был очень близко от м. Шульца. В этот момент в AIS было зафиксировано первое сообщение с парома, содержащее текущие время, координаты и скорость его движения. После этого в течение 5 ч в AIS были получены еще 11 сообщений о времени и координатах судна. Эта информации позволила весьма точно отследить траекторию парома на начальной стадии перехода в Сокчо. На

рис. 2.3-1 на карте отображена траектория и 12 маркеров, показывающих местоположение судна в указанные рядом с номерами маркеров моменты времени. На рис. 2.3-2 показаны спектрограммы 12 ч записей сигналов с двух деформографов «север-юг» и «запад-восток» в диапазоне 20.5 - 22 Гц. Время на спектрограммах отсчитывается от начала записи – 8:00 UTC. Стрелками на спектрограммах указаны моменты времени, соответствующие положению судна в точках, помеченных на карте маркерами. Номера маркеров на карте и временных реперов на спектрограммах согласованы. Как видно по карте, в течение трех часов вплоть до маркерной точки 7 паром двигался почти прямолинейно, удаляясь от м. Шульца в сторону открытой части Японского моря, после чего на удалении около 100 км достаточно резко повернул на 40-45° и стал двигаться также прямолинейно вдоль берегов Северной Кореи, на удалении от них – 90-100 км. Частотные треки парома очень хорошо видны на спектрограммах обоих деформографов вплоть до точки поворота 7, после чего становятся менее контрастными, однако прослеживаются весьма уверенно вплоть до маркерной точки 9 – 12:00 UTC, соответствующей удалению судна от м. Шульца на 130 км.

Учитывая диаграмму направленности лазерных деформографов [Долгих и Привалов, 2009; Долгих, 2011] мы исследовали возможности двухкоординатного лазерного деформографа по определению направления на движущееся судно. С этой целью выполнили расчеты направления на паром для всех 12 маркерных точек, которые затем сравнили с реальным направлением на источник, определённый по карте (рис. 2.3-1). При выполнении расчетов, в соответствии с [Долгих, 1998; Долгих и Чупин, 2005] считалось, что основные смещения устоев деформографов вызваны поверхностными волнами рэлеевского типа. Так как частицы в волне Рэлея движутся по эллипсам, большая полуось которых перпендикулярна границе, а малая параллельна направлению распространения волны, то по синхронным данным двух лазерных деформографов можно найти угол направления на источник. При расчёте будем учитывать только составляющую волны, ориентированную вдоль направления распространения волны. Сначала расчёты проведём при условии, что угол направления на источник находится между осями лазерных деформографов «север-юг» и «запад-восток» (положение маркерной точки 1). Проекция составляющей, ориентированной по направлению распространения волны, на ось лазерного деформографа «север-юг» будет равна:

$$A(1,1) = A(1)\cos(\alpha_1 - \gamma_1), \quad (2.1)$$

где: γ_1 - угол направления на источник, отсчитываемый от направления на север по часовой стрелке, $A(1,1)$ - амплитуда на частоте анализируемого сигнала, полученная при спектральной обработке записи лазерного деформографа «север-юг» при нахождении парома в точке 1, $A(1)$ - «истинная» амплитуда смещения частиц среды, приведённая к длине базы лазерного

деформографа «север-юг» (52.5 м), при нахождении парома в точке 1, α_1 - угол между осью лазерного деформографа “север-юг” и направлением на север (198^0).

Проекция той же составляющей на ось лазерного деформографа «запад-восток» будет равна:

$$A(2,1) = A(2)\cos(\alpha_2 - \gamma_1), \quad (2.2)$$

где: γ_1 - угол направления на источник, отсчитываемый от направления на север, $A(2,1)$ - амплитуда на частоте анализируемого сигнала, полученная при спектральной обработке записи лазерного деформографа “запад-восток” при нахождении парома в точке 1, $A(2)$ - «истинная» амплитуда смещения частиц среды, приведённая к длине базы лазерного деформографа «запад-восток» (17.5 м), при нахождении парома в точке 1, α_2 - угол между осью лазерного деформографа “запад-восток” и направлением на север (290^0).

Учитывая то, что $A(1)/A(2) = 2.8$, и раскладывая косинусы в уравнениях (2.1) и (2.2), имеем:

$$\frac{A(1,1)}{2.8 \times A(2)} = \cos(\alpha_1)\cos(\gamma_1) + \sin(\alpha_1)\sin(\gamma_1), \quad (2.3)$$

где:

$$A(2) = \frac{A(2,1)}{\cos(\alpha_2)\cos(\gamma_1) + \sin(\alpha_2)\sin(\gamma_1)}. \quad (2.4)$$

Подставляя (2.4) в (2.3) и, после несложных преобразований, получаем:

$$\gamma_1 = \arctg \frac{\left\{ \frac{A(1,1)\cos(\alpha_2)}{2.8 \times A(2,1)} - \cos(\alpha_1) \right\}}{\left\{ \sin(\alpha_1) - \frac{A(1,1)\sin(\alpha_2)}{2.8 \times A(2,1)} \right\}}. \quad (2.5)$$

Далее проведём расчёты при условии, что угол направления на источник находится восточнее оси лазерного деформографа «север-юг» (положение маркерных точек 2-11). В этом случае проекция составляющей, ориентированной по направлению распространения волны, на ось лазерного деформографа «север-юг» будет равна:

$$A(1, i + 1) = A(1)\cos(\alpha_1 - \gamma_{i+1}), \quad (2.6)$$

где: γ_{i+1} - угол направления на источник, отсчитываемый от направления на север для $i + 1$ станции, $A(1, i + 1)$ - амплитуда на частоте анализируемого сигнала, полученная при спектральной обработке записи лазерного деформографа “север-юг” при нахождении парома в маркерной точке

$(i + 1)$, $A(1)$ - «истинная» амплитуда смещения частиц среды, приведённая к длине базы лазерного деформографа «север-юг» (52.5 м), при нахождении паррома в точке $i + 1$.

Проекция той же составляющей на ось лазерного деформографа «запад-восток» будет равна:

$$A(2, i + 1) = A(2) \cos(180^\circ - (\alpha_2 - \gamma_{i+1})), \quad (2.7)$$

где: γ_{i+1} - угол направления на источник, отсчитываемый от направления на север для $i + 1$ точки, $A(2, i + 1)$ - амплитуда на частоте анализируемого сигнала, полученная при спектральной обработке записи лазерного деформографа “запад-восток” при нахождении паррома в маркерной точке $(i + 1)$, $A(2)$ - «истинная» амплитуда смещения частиц среды, приведённая к длине базы лазерного деформографа «запад-восток» (17.5 м), при нахождении паррома в точке $i + 1$. Решая систему уравнений (2.6) и (2.7) и с учётом того, что $A(1) / A(2) = 2.8$, получаем:

$$\gamma_{i+1} = \arctg \left[- \frac{\left\{ \frac{A(1, i + 1) \cos(\alpha_2)}{2.8 \times A(2, i + 1)} + \cos(\alpha_1) \right\}}{\left\{ \frac{A(1, i + 1) \sin(\alpha_2)}{2.8 \times A(2, i + 1)} + \sin(\alpha_1) \right\}} \right]. \quad (2.8)$$

По формуле (2.5) проводили расчёты для первой маркерной точки, а по формуле (2.8) – для всех остальных маркерных точек.

Зная положение на оси времени по UTC каждой маркерной точки, мы выбирали из записей обоих лазерных деформографов синхронные участки небольшой длительности (5-10 мин) около этой точки и рассчитывали спектры Фурье на интервале частот 20.5 – 22 Гц. Как следовало ожидать, в спектрах синхронных участков лазерных деформографов “север-юг” и “запад-восток” видны характерные максимумы на одних и тех же частотах, величины которых варьировались от одной маркерной точки к другой в пределах 21.00-21.22 и 21.25-21.49 Гц. При этом частотный интервал между этими пиками от одной маркерной точки к другой варьировался в небольших пределах. На рис. 2.4 приведён пример спектров участков записей лазерных деформографов при нахождении паррома в маркерной точке 6.

Проанализируем результаты расчетов, приведённые в таблице 2.1. При этом рассмотрим два возможных случая распространения сигналов от паррома до лазерного деформографа: 1) Излучённый парромом сигнал захватывается звуковым каналом и распространяется по нему до глубин 35 м (примерно половина длины волны на частоте 21.5 Гц при скорости 1500 м/с), а далее сигнал до лазерного деформографа распространяется только по границе «вода-дно» в виде волны Рэлея поверхностного типа цилиндрической расходимости. Конечно, излучённый парромом сигнал на шельфе начинает взаимодействовать с дном раньше, но мы не знаем глубины расположение оси звукового канала, поэтому будем считать, что излучённый парромом сигнал распространяется по

границе «вода-дно» до лазерного деформографа начиная с глубин 35 м, а по воде не распространяется. 2) При отсутствии звукового канала сигнал, созданный паромом, по закону сферической расходимости распространяется до дна, а далее сигнал до лазерного деформографа распространяется по границе «вода-дно» в виде волны Рэлея поверхностного типа цилиндрической расходимости.

Далее в соответствии с работой [Заславский Ю.М. и Заславский В.Ю.], в которой содержатся элементарные ошибки, проведём анализ полученных результатов. От точки №2 до конечной точки №11 изменение уровня сигнала для лазерного деформографа «север-юг» с учётом направления на источник составило величину, примерно равную $\Delta L = 10 \lg \frac{11.4 / \cos 32^\circ}{1.39 / \cos 22^\circ} = 9.5$ дБ.

Если считать, что от точки №11 до лазерного деформографа сигнал распространяется по закону цилиндрической расходимости, то составляющая, описывающая фактор геометрической (цилиндрической) расходимости, составит величину $\Delta L_1 = 10 \lg \frac{\sqrt{155.72}}{\sqrt{16.26}} = 4.9$ дБ. Разница в 4.6 дБ может быть отнесена к средним диссипативным потерям в канале, сначала в водной среде, а затем на границе «вода-дно». Будем считать, что от точки №11 до глубин 35 м сигнал проходит путь длиной около 151 км в воде по звуковому каналу, а от глубин 35 м до лазерного деформографа сигнал проходит путь длиной около 5 км по границе «вода-дно», и немного по границе «земля-воздух». В соответствии с [Урик, 1978] будем считать, что для данного сигнала потери на распространение в морской среде будут иметь величину 0.0002 дБ/км. Поэтому на дистанции 151 км диссипативные потери составят ничтожно малую величину – 0.03 дБ. Остальные потери около 4.57 дБ составляют разницу потерь при распространении сигнала от точек №2 и №11 по границе «вода-дно», так как от данных точек до деформографов по шельфу сигнал движется разными путями. Разница может быть связана с тем, что осадки на данных участках имеют различные характеристики. Для построения адекватной модели необходимо изучить свойства осадков на всём шельфе при проведении дополнительных широкомасштабных экспериментальных исследований, что в настоящее время сделать невозможно.

Рассмотрим случай 2. Считаем, что от точки №2 сигнал до лазерного деформографа проходит по закону цилиндрической расходимости. От точки №11 сигнал проходит до дна по закону сферической расходимости, а далее по границе «вода-дно» - по закону цилиндрической расходимости. В этом случае можно записать разницу потерь на геометрическую расходимость в таком виде $\Delta L_1 = 10 \lg \frac{3.3 + \sqrt{155.72}}{\sqrt{16.26}} = 5.9$ дБ.

Таблица 2.1 – Данные эксперимента.

№	Время, UTC	Путь, км	Глубина моря (м)	Расстояние от деформог-рафов, км	Частота максиму-ма, Гц	Амплитуда деформографа “север-юг”, нм	Амплитуда деформографа “запад-восток”, нм	Вычисленное направление на паром от севера, градусы	Направление на паром от севера, градусы
1	9:00	0	16	2.72	21.49	16.20	0.81	207.9	249.14
					21.22	8.31	0.67	212.5	
2	9:29	16.18	80	16.26	21.35	11.40	0.79	189.0	165.87
					21.13	7.25	0.61	186.7	
3	9:51	28.73	358	28.51	21.31	6.21	1.21	170.9	161.74
					21.07	4.53	1.00	167.8	
4	10:24	48.41	2497	47.66	21.29	11.5	1.46	180.2	157.45
					21.09	7.03	1.69	165.4	
5	10:57	67.36	2901	65.77	21.28	5.15	1.27	164.7	155.81
					21.02	5.49	1.04	171.6	
6	11:21	82.59	3051	81.69	21.26	3.93	0.78	170.4	154.54
					21.01	2.37	0.72	158.7	
7	12:00:36		3309	101.20	21.39	2.19	0.26	181.3	155.46
					21.15	1.97	0.33	174.8	
8	12:30:06		3237	113.31	21.36	2.02	0.20	184.4	161.75
					21.12	3.13	0.37	181.5	
9	13:04:40		3282	129.41	21.30	1.17	0.30	164.0	168.07
					21.06	0.96	0.29	159.5	
10	13:30:13		3252	140.44	21.35	1.12	0.21	171.4	171.64
					21.13	1.76	0.25	178.2	
11	13:59:59		3339	155.72	21.33	1.39	0.22	175.4	175.38
					21.08	1.36	0.21	176.4	

Разница в 3.6 дБ может быть отнесена к средним диссипативным потерям при распространении сигнала по границе «вода-дно» на дистанции 139.46 км (155.72 км - 16.26 км). На этой дистанции потери на распространение составят величину около 0.026 дБ/км. По аналогии с [Заславский Ю.М. и Заславский В.Ю.] оценим коэффициент поглощения на данной дистанции.

Коэффициент поглощения найдём из выражения $20 \lg e^{-\alpha(r_2-r_{11})} = 3.6$ дБ, где α - коэффициент поглощения, r_2 и r_{11} - расстояния от точек №2 и №11 до лазерного деформографа. Откуда следует, что $\alpha \approx 0.000003 \text{ м}^{-1}$.

Отметим, что, приняв за основу сферическую расходимость, мы получим $\Delta L_1 = 10 \lg \frac{155.72}{16.26} = 9.8$ дБ, что больше ΔL , т.е. сигнал от точки №11 до точки №2 точно не распространяется только по сферическим законам.

Как видно из таблицы ошибка в определении направления на источник (паром) находится в пределах от 0.2% до 16.5%. При этом, как ожидалось, максимальные ошибки связаны с движением парома на мелкой воде (длина гидроакустической волны на частоте 20 Гц равна около 75 м). Снизить погрешность может применение третьей оси – вертикальной. Существенный вклад в ошибку вносят особенности трансформации гидроакустических волн на границе “вода-дно” и преобразования их энергии в энергию волн рэлеевского типа, распространяющихся по границе “вода-дно”, а также различных других волн (продольных и поперечных, волн Стоунли и Лява). Учёт всех особенностей возможен только при точном знании о структуре морского дна и характеристиках пород морского дна, угла наклона морского дна и т.п., чем на данный момент авторы не располагают. После проведения ряда экспериментальных работ по определению упругих параметров морского дна и построения его акустической модели можно более точно решить задачу по пеленгу надводного судна.

Тем не менее, мы можем утверждать, что: 1) сигнал, создаваемый в воде паромом, точно не распространяется до лазерного деформографа только по сферическим законам; 2), полученный очень малый коэффициент затухания ($\alpha \approx 0.000003 \text{ м}^{-1}$) при распространении сигнала по границе «вода-дно» для случая, когда сигнал от парома распространяется до дна по сферическим законам, а затем по границе «вода-дно» по цилиндрическим законам, показывает, что: а) основная энергия по границе «вода-дно» переносится, в основном, незатухающими волнами рэлеевского типа, б) данная модель распространения сигнала от парома до лазерного деформографа не совсем верна; 3) наиболее подходящей моделью распространения сигнала является модель №1 – распространение сигнала по звуковому каналу до шельфовой области моря, а затем по границе «вода-дно» в виде волны рэлеевского типа до лазерного деформографа.

Максимальные “дальности слышимости” парома в каналах деформографов “север-юг” и “запад-восток” составляют 170 и 150 км. Наибольшую дальность обеспечивает ориентированный по направлению “север-юг” маятниковый деформограф – до 290 км (см. рис. 2.3).

Представленные результаты убедительно демонстрируют перспективность применения двухкоординатных береговых лазерных деформографов для определения направления на источники низкочастотных сейсмоакустических колебаний. Использование более двух

пространственно разнесённых приборов, объединенных в синхронную измерительную систему, позволит определять координаты источников и осуществлять их пространственную селекцию.

2.2 Применение лазерных деформографов для диагностики морского дна

Как отмечалось ранее, в области низких частот сейсмоакустические поверхностные волны становятся доминирующим механизмом переноса акустической энергии в шельфовой зоне, что можно использовать при выполнении экспериментальных работ по изучению строения земной коры шельфовых зон различных морей. Учитывая, что частоты сигналов, излучаемых низкочастотными гидроакустическими излучателями, низкие, порядка 20-35 Гц, т.е. длины волн в воде около 75-40 м, а в твёрдой среде при скорости упругих волн порядка 3000 м/с около 150-100 м, то глубина проникновения данных сигналов в земную кору значительная. Любое зондирование слоёв осадков или слоёв водной среды проводят с использованием технологии излучения сигналов на выбранных частотах и их приёму различными приёмниками, желательно широкополосными. Широкополосные приёмные системы необходимо использовать для того, чтобы избежать возможного искажения принятой информации. Промежутки времени между моментом излучения и приёма необходимо измерять очень тщательно для точного определения размеров слоёв, что невозможно сделать при использовании гармонических или импульсных сигналов. Для выполнения данных исследований предпочтительно использовать сложные, фазоманипулированные сигналы (М-последовательности), применение которых в гидроакустических и сейсмоакустических томографических и инверсионных исследованиях позволяет определять времена прихода с высокой точностью. Кроме того, затухание сигнала не сильно влияет на результат обработки, так как основной этап обработки не связан со спектрально-временным изучением поведения сигнала, а связан со свёрткой принятого и излучённого сигналов. Это позволяет применять эффективно данную методику даже при значительном шуме, амплитуда которого может быть больше амплитуд принятых гидроакустических или сейсмоакустических сигналов.

С целью изучения указанных возможностей и отработки методики выполнения томографических исследований земной коры шельфовых областей летом 2012 года были выполнены экспериментальные работы на шельфе Японского моря с применением низкочастотного гидроакустического излучателя [Долгих и др., 2007б] и берегового лазерного деформографа неравноплечего типа [Долгих и др., 1998]. Излучение осуществлялось с помощью низкочастотного преобразователя электромагнитного типа, погружаемого в точки излучения на глубину 10 м, и развивающего эффективное звуковое давление до 1 кПа в полосе частот 25-40 Гц.

Излучение проводилось сгенерированными М-последовательностями с центральной частотой 33 Гц и тональным сигналом этой же частоты на каждой точке полигона. Лазерный деформограф расположен на базе ТОИ ДВО РАН МЭС «м. Шульца», на глубине 3-5 м под землей. Рабочее плечо деформографа, ориентированное по линии «север-юг», имеет длину 52.5 м. Данный лазерный деформограф входит в состав сейсмоакустико-гидрофизического комплекса [Долгих и др., 2002], основное назначение которого связано с задачами изучения природы вариаций микродеформаций земной коры, микроколебаний атмосферного и гидросферного давлений на границе раздела геосфер в широком частотном и динамическом диапазонах, закономерностей возникновения, развития и трансформации колебаний и волн инфразвукового и звукового диапазонов. На каждой станции излучался пакет сигналов, состоящий из тонального и сложного, фазоманипулированного сигналов. На рис. 2.5 представлена схема эксперимента.

Полученные данные были помещены в банк экспериментальных данных и в дальнейшем обработаны с применением современных средств спектрального и статистического оценивания. На первом этапе обработки были проанализированы записи лазерного деформографа на предмет наличия в них излучённых гидроакустических сигналов. В результате обработки было установлено, что лазерный деформограф зарегистрировал все сигналы, излученные низкочастотным гидроакустическим излучателем на шести станциях. На рис. 2.6 приведена динамическая спектрограмма записи лазерного деформографа, на котором прослеживается излучённый гидроакустическим излучателем сигнал на первой станции.

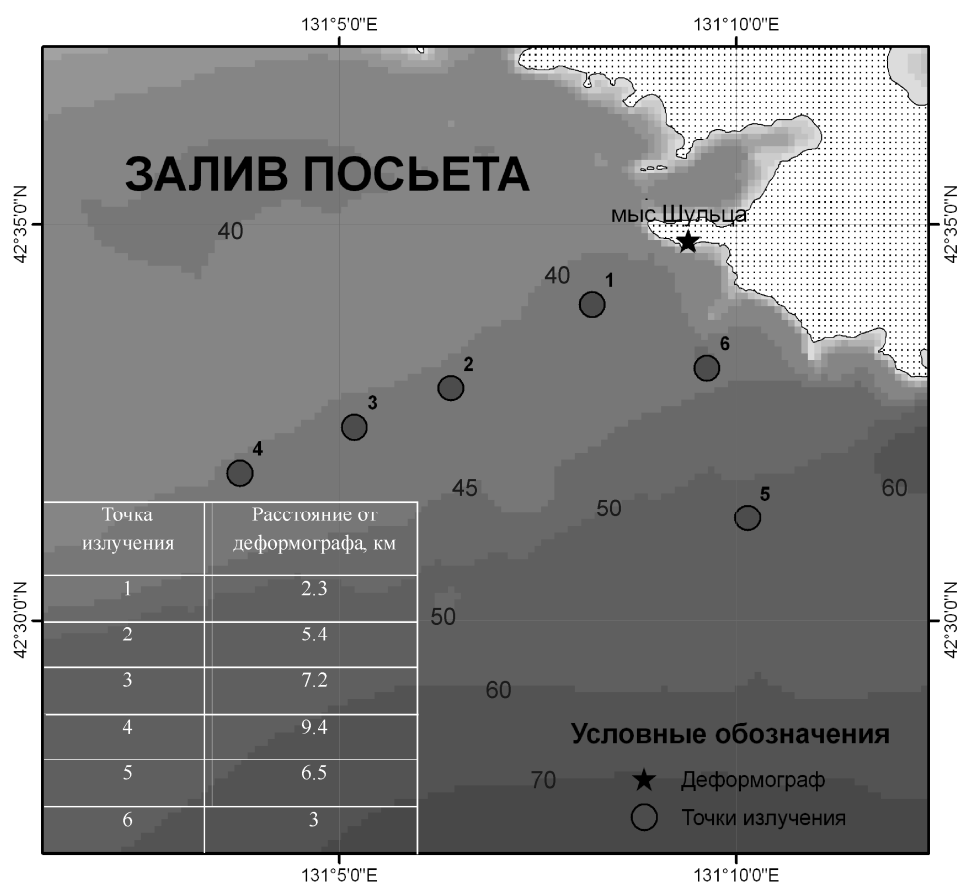


Рисунок 2.5 – Схема эксперимента.

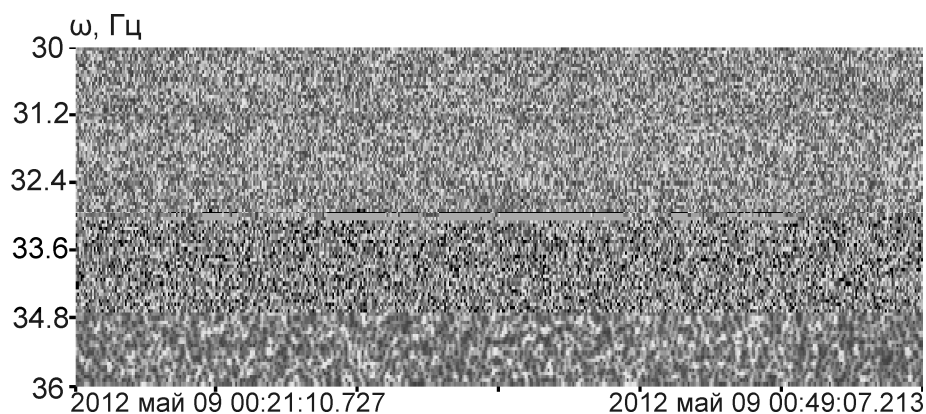


Рисунок 2.6 – Спектрограмма записи лазерного деформографа.

В дальнейшем была выполнена свёртка принятых лазерным деформографом сигналов с излучённым гидроакустическим фазоманипулированным сигналом. Полученные результаты для каждой станции приведены в таблице 2.2.

Проанализируем результаты томографического зондирования на шестой станции. Станция располагалась почти по оси лазерного деформографа, т.е. лазерный деформограф в данном направлении был наиболее чувствительным. Как видно из таблицы 2.2 при свёртке принятого и излучённого сигналов лазерным деформографом было зарегистрировано семь приходов сигналов M-последовательности. Записи лазерного деформографа проводятся с применением сигналов точного времени по GPS Trimble 5700, что позволяет записывать экспериментальные данные с точностью 1 мкс. К сожалению, на излучаемом судне не применялась система точного времени, что не позволяло объективно оценивать время распространения сигналов от места излучения до места расположения лазерного деформографа. Тем не менее, беря только данные лазерного деформографа, мы можем объективно судить о промежутках времени между приходами сигналов.

Таблица 2.2 – Результаты обработки данных. Свёртка.

Станция	Время начала излучения UTC	Время ожидания пика UTC +5:21	Max-1	delta t, c	Max	delta t, c	Max+1	delta t, c
1	0:40:20	0:45:41			4007075	0,697	4007772	0,375
2	1:13:20	1:18:41	5987098	0,302	5987400	0,662	5988062	0,801
3	1:38:20	1:43:41			7309008	0,613	7309621	0,545
4	2:05:20	2:10:41			8958070			
5	3:10:25	3:15:46	13018578	0,219	13018797			
6	3:43:45	3:49:06	15012867	0,336	15013203	0,782	15013985	0,12

Таблица 2.2 – Продолжение.

Станция	Max+2	delta t, с	Max+3	delta t, с	Max+4	delta t, с	Max+5	Время Max
1	4008147	0,796	4008943					00:46:03.075
2	5988863							01:19:03.400
3	7310166							01:41:05.008
4								02:08:34.070
5								03:16:14.798
6	15014105	0,361	15014466	0,176	15014642	0,3	15014942	03:49:29.204

Несмотря на то, что на излучающем устройстве не было системы точного времени, мы можем по литературным данным воспроизвести примерный состав и структуру верхнего слоя земной коры зоны излучения и приёма данных сигналов и определить наиболее вероятный путь первого прихода с определением времени его распространения от излучателя до лазерного деформографа. Далее с учётом результатов свёртки определить пути распространения каждого прихода сигналов. В настоящей главе мы такие расчёты проведём только для шестой станции, при работе излучателя на которой деформографом было зарегистрировано семь приходов. На рис. 2.7 приведён вертикальный разрез верхнего слоя земной коры по линии «м. Шульца – станция 5», построенный по данным [Марков, 1983; Самченко и др., 2013]. Определим возможные пути движения излучённых гидроакустических сигналов от станции №6 до деформографа, который расположен на м. Шульца. На начальном этапе вычислений для каждого слоя и границ разделов слоёв по [Марков, 1983; Самченко и др., 2013] и по известным соотношениям между скоростями волн различной природы были определены скорости продольных и поперечных волн, волн Лява, затухающих и не затухающих волн Рэлея, волн Стоунли. Для определения первого прихода было рассмотрено 17 возможных, даже маловероятных, путей сигналов от места излучения до лазерного деформографа. После сопоставления полученных расчётов с результатами свёртки и дальнейших вычислений мы остановились на одном из лучших, на наш взгляд, вариантов прохождения сигналов.

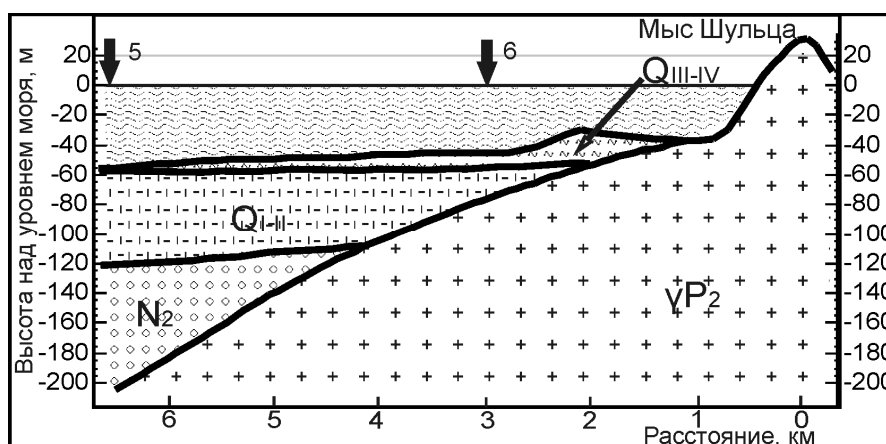


Рисунок 2.7 – Вертикальный разрез верхнего слоя земной коры по линии «м. Шульца – станция 5»

Вероятный путь движения первого прихода: излучённый сигнал пересекает все слои, попадает на границу осадочного слоя нижнего-среднего плейстоцена (Q_{I-II}) и полупространства сложенного гранитоидами познепермского возраста (γP_2), по границам $Q_{I-II}-\gamma P_2$ и $Q_{III-IV}-\gamma P_2$ проходит волна Лява, по границам слоёв γP_2 -вода и γP_2 -воздух распространяется затухающая волна Рэлея, которая достигает лазерного деформографа. При выполнении данных расчётов были приняты следующие скорости волн: скорость звука в воде – 1500 м/с, скорость волны продольного типа в осадочном слое познеплейстоцено-голоценового возраста (Q_{III-IV}) – 1740 м/с, скорость волны продольного типа в слое Q_{I-II} – 1880 м/с, скорость волны Лява – 3790 м/с, скорость затухающей волны Рэлея на границах γP_2 -вода и γP_2 -воздух – 2970 м/с. Время движения по данному пути примерно составит 0.897 с.

Время второго прихода $0.897+0.336=1.233$ (с). При этом вероятный путь второго прихода: излучённый сигнал пересекает воду, пересекает слой Q_{III-IV} , вдоль слоя Q_{I-II} распространяется волна продольного типа, по границе слоя Q_{I-II} и полупространства γP_2 проходит волна Лява, по границам слоёв γP_2 -вода и γP_2 -воздух распространяется затухающая волна Рэлея, которая достигает лазерного деформографа. При выполнении данных расчётов были приняты следующие скорости волн: скорость звука в воде – 1500 м/с, скорость волны продольного типа в слое Q_{III-IV} – 1740 м/с, скорость волны продольного типа в слое Q_{I-II} – 1880 м/с, скорость волны Лява – 3790 м/с, скорость затухающей волны Рэлея на границах γP_2 -вода и γP_2 -воздух – 2970 м/с.

Время третьего прихода $1.233+0.783=2.016$ (с). При этом вероятный путь третьего прихода: излучённый сигнал пересекает воду, вдоль слоя Q_{III-IV} распространяется волна продольного типа, по границе γP_2 -вода распространяется незатухающая волна Рэлея и по границе γP_2 -воздух затухающая волна Рэлея достигает лазерного деформографа. При выполнении данных расчётов были приняты следующие скорости волн: скорость звука в воде – 1500 м/с, скорость волны продольного типа в слое Q_{III-IV} – 1740 м/с, скорость незатухающей волны Рэлея на границе γP_2 -вода – 1540 м/с, скорость затухающей волны Рэлея на границе γP_2 -воздух – 2970 м/с.

Время четвёртого прихода $2.016+0.120=2.136$ (с). При этом вероятный путь четвёртого прихода: излучённый сигнал пересекает воду, по границе Q_{III-IV} -вода распространяется затухающая волна Рэлея, по границе γP_2 -вода распространяется незатухающая волна Рэлея и по границе γP_2 -воздух затухающая волна Рэлея достигает лазерного деформографа. При выполнении данных расчётов были приняты следующие скорости волн: скорость звука в воде – 1500 м/с, скорость затухающей волны Рэлея на границе Q_{III-IV} -вода – 1890 м/с, скорость незатухающей волны Рэлея на границе γP_2 -вода – 1540 м/с, скорость затухающей волны Рэлея на границе γP_2 -воздух – 2970 м/с.

Время пятого прихода $2.136+0.361=2.497$ (с). При этом вероятный путь пятого прихода: излучённый сигнал пересекает воду, по границе Q_{III-IV} -вода распространяется незатухающая волна

Рэлея, по границе γP_2 -вода распространяется затухающая волна Рэлея и по границе γP_2 -воздух затухающая волна Рэлея достигает лазерного деформографа. При выполнении данных расчётов были приняты следующие скорости волн: скорость звука в воде – 1500 м/с, скорость незатухающей волны Рэлея на границе Q_{III-IV} -вода – 900 м/с, скорость затухающей волны Рэлея на границе γP_2 -вода – 2970 м/с, скорость затухающей волны Рэлея на границе γP_2 -воздух – 2970 м/с.

Время шестого прихода $2.497+0.176=2.673$ (с). При этом вероятный путь шестого прихода: излучённый сигнал пересекает воду, пересекает слой Q_{III-IV} , по границе Q_{III-IV} - Q_{I-II} распространяется волна Стоунли, по границе слоя Q_{I-II} и полупространства γP_2 проходит волна Лява, по границе γP_2 -вода распространяется затухающая волна Рэлея и по границе γP_2 -воздух затухающая волна Рэлея достигает лазерного деформографа. При выполнении данных расчётов были приняты следующие скорости волн: скорость звука в воде – 1500 м/с, скорость волны продольного типа в слое Q_{III-IV} – 1740 м/с, скорость волны Стоунли – 410 м/с, скорость волны Лява – 3790 м/с, скорость затухающей волны Рэлея на границах γP_2 -вода и γP_2 -воздух – 2970 м/с.

Время седьмого прихода $2.673+0.300=2.973$ (с). При этом вероятный путь седьмого прихода: излучённый сигнал пересекает воду, пересекает слой Q_{III-IV} , по границе Q_{III-IV} - Q_{I-II} распространяется волна Стоунли, по границе слоя Q_{I-II} и полупространства γP_2 проходит волна Лява, по границе γP_2 -вода распространяется незатухающая волна Рэлея и по границе γP_2 -воздух затухающая волна Рэлея достигает лазерного деформографа. При выполнении данных расчётов были приняты следующие скорости волн: скорость звука в воде – 1500 м/с, скорость волны продольного типа в слое Q_{III-IV} – 1740 м/с, скорость волны Стоунли – 410 м/с, скорость волны Лява – 3790 м/с, скорость незатухающей волны Рэлея на границах γP_2 -вода – 1540 м/с, скорость волны Рэлея на границе γP_2 -воздух – 2970 м/с.

Проведённые вычисления базируются на ранее полученных экспериментальных и расчётных данных, которые могут не совсем адекватно описывать существующее геологическое строение места проведения эксперимента. Тем не менее, выполнение дальнейших геолого-геофизических экспериментальных работ позволит уточнить скорости различных волн и провести заново вышеуказанные вычисления с более точным описанием сценариев распространения излучённого сигнала к лазерному деформографу. Кроме того, проведённые первые экспериментальные работы указывают на необходимость совершенствования методики проведения эксперимента и его аппаратно-программного оснащения: для выполнения работ на больших полигонах необходимо увеличить мощность излучаемого сигнала до 10 кПа, обеспечить синхронизацию работ с точностью до 1 мкс.

Тем не менее, проведённые первые экспериментальные работы по изучению возможности использования береговых лазерных деформографов для регистрации сложных фазоманипулированных сигналов (М-последовательностей), показали перспективность

выполнения данных исследований в интересах решения томографических и инверсионных задач с целью изучения структуры и состава земной коры шельфовых областей морей и океанов.

2.3 Развитие технологии диагностики морского дна с помощью низкочастотных гидроакустических излучателей и береговых лазерных деформографов

В связи с бурным освоением Мирового океана активно разрабатываются контактные и бесконтактные методы, направленные на оценку минеральных и сырьевых ресурсов, способные проводить работы в шельфовых и глубоководных областях. Злободневность данных исследований особенно актуальна в настоящее время в связи с задачами, которые стоят перед Россией по освоению Арктики. Учитывая то, что значительная часть Арктики покрыта льдом, данные методы должны быть ориентированы на выполнение изыскательских работ без разрушения ледяного покрова и с наименьшим экологическим воздействием на окружающую среду. В последние годы развиваются методы, направленные на решение томографических и инверсионных задач при изучении структуры и состава морского дна, на основе использования низкочастотных гидроакустических излучателей и различных приёмных систем. Несколько лет назад в ТОИ ДВО РАН начаты работы в этом направлении, основные задачи которых связаны не только с изучением структуры и состава верхнего слоя земной коры, но и с созданием работающей геоакустической модели шельфовой области Японского моря. Часть исследований выполняется с целью разработки новых, бесконтактных методов определения структуры и состава верхнего слоя морской земной коры на основе использования низкочастотных гидроакустических излучателей и береговых лазерных деформографов. В первых исследованиях, описанных в предыдущем разделе статьи, использовался маломощный низкочастотный гидроакустический излучатель с несущей частотой 33 Гц, и береговой 52.5-меровый лазерный деформограф. На ранее созданной модели близлежащего к м. Шульца участка морской земной коры были отработаны первые этапы по разработке методики диагностики морского дна на основе использования низкочастотных гидроакустических излучателей, генерирующих сложные фазоманипулированные сигналы, и береговых лазерных деформографов. В ходе обработки полученных экспериментальных данных были определены скорости затухающих и не затухающих волн рэлеевского типа, продольных волн, волн Стоунли и Лява. В заключении определено, что для эффективного выполнения поставленных задач в экспериментах необходимо использовать более мощные и широкополосные низкочастотные гидроакустические излучатели, что выполнено в настоящей работе. В эксперименте использовался более мощный низкочастотный гидроакустический излучатель с несущей частотой 22 Гц, но, к сожалению, не такой широкополосный, какой хотелось бы.

Как было сказано выше экспериментальные исследования выполнялись на основе использования низкочастотного гидроакустического излучателя и берегового 52.5-метрового лазерного деформографа неравноплечего типа. Гидроакустическая излучающая система (рис.2.8), созданная в 2013 г. на основе разработок конца XX века, предназначена для генерации гидроакустических сигналов различной сложности в полосе частот порядка 1 Гц при центральной частоте полосы в диапазоне 19 - 26 Гц (в зависимости от глубины погружения излучателя). Амплитуда объемных колебательных смещений излучателя - до 0.0123 м^3 . На частоте 20 Гц, в безграничном водном пространстве это соответствует излучаемой акустической мощности 1000 Вт.



Рисунок 2.8 – Гидроакустическая излучающая система.

Для приёма излучённых сигналов использовался сейсмоакустико-гидрофизический комплекс, основу которого составляет лазерно-интерференционный комплекс, состоящий из двухкоординатного лазерного деформографа, лазерного нанобарографа и лазерно-интерференционных гидросферных приёмных систем. Основным инструментальным средством приёма сейсмоакустических волн, сгенерированных на границе «вода-дно», является двухкоординатный лазерный деформограф, который состоит из двух лазерных деформографов неравноплечего типа: 52.5-метрового лазерного деформографа «север-юг» и 17.5-метрового лазерного деформографа «запад-восток».

Излучение обеспечивалось с гидрографического судна Тихоокеанского военно-морского флота России «Маршал Геловани» (рис. 2.8).



Рисунок 2.8 – ГС «Маршал Геловани» в б. Витязь перед экспериментом.

Для отработки технологии диагностики морского дна с помощью низкочастотных гидроакустических излучателей и береговых лазерных деформографов были выбраны две станции излучения (рис. 2.9). Так как при работе на любой глубине излучатель и противофазный ему мнимый источник совместно образуют антенну, минимум характеристики направленности, которой лежит в горизонтальной плоскости, для получения максимума характеристики, направленной вертикально вниз, было выбрано расположение излучателя на глубине, близкой к 17 м (четверти длины излучаемой волны).

Станция 1 находится на расстоянии 17 км от берегового приемника в шельфовой области Японского моря с постепенно увеличивающейся глубиной моря до 90 м, с толщиной осадочных пород от 25 м в прибрежной зоне до 360 м в точке излучения [6]. Станция 2 расположена на расстоянии 16 км от деформографа с практически 30% перекрытием трассы распространения сигнала гранитными породами береговой и прибрежной части п-ова Гамова. Пакет излучённого сигнала имел следующий вид: период тонового излучения и два периода фазоманипулированного сигнала разной длительности, с паузами между ними.

На рис. 2.10 приведена динамическая спектрограмма записи лазерного деформографа при работе излучателя на станции 1, на котором виден приходящий сигнал в виде одного участка тонового излучения и двух последовательных участков М-последовательности.



Рисунок 2.9 – Схема расположения станций гидроакустического излучения 1 и 2 относительно лазерного деформографа (ЛД).

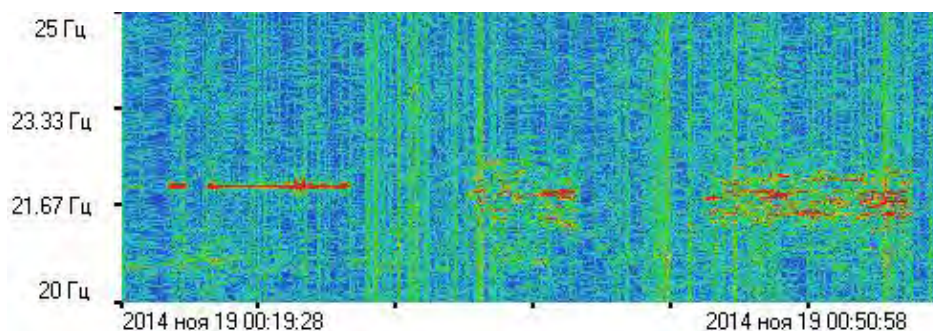


Рисунок 2.10 – Динамическая спектрограмма участка записи лазерного деформографа при работе гидроакустического излучателя на несущей частоте 22 Гц.

Для определения времени прихода излученных акустических сигналов на береговые станции данные были обработаны методом свертки с записями контрольного гидрофона каждой станции излучения. На рис. 2.11 приведены результаты свертки первой М-последовательности излучаемого сигнала при работе излучателя на станциях 1 и 2. В процессе обработки выявлено от 5 до 7 максимумов прихода сложного фазоманипулированного сигнала (М-последовательности). Исследованы времена прихода каждого максимума первой М-последовательности сигнала излучения на станции 1. Последовательность распространения каждого прихода М-последовательности можно описать в соответствии с геологическими особенностями морского дна в шельфовой области Японского моря возле п-ова Гамова. В ходе эксперимента скорость звука в воде изменялась в диапазоне от 1459 м/с у поверхности моря до 1452 м/с у дна.

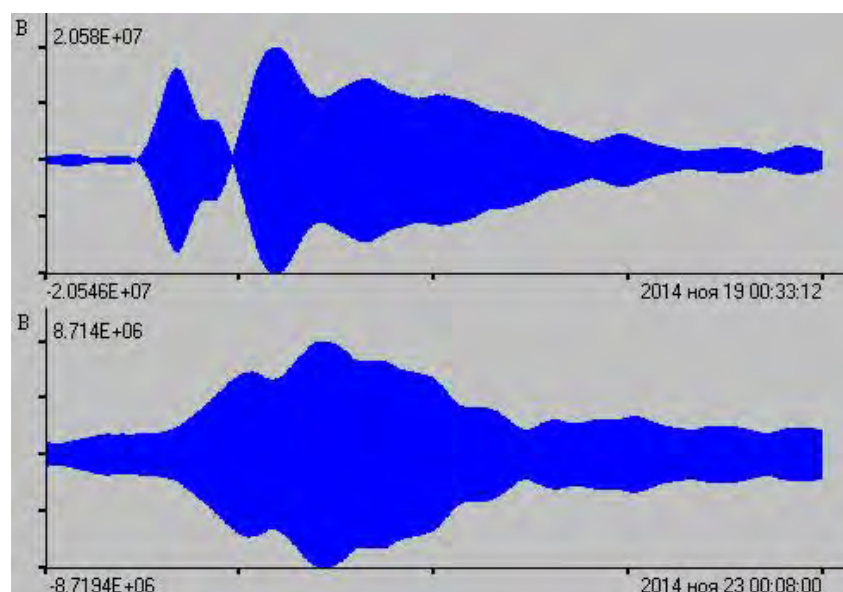


Рисунок 2.11 – Результат свертки первой M-последовательности с данными лазерного деформографа при работе на станции 1 (вверху) и на станции 2 (внизу).

Проанализируем времена регистрации максимумов излучения на станции 1. Расстояние между станцией излучения 1 и береговой станцией равно 17.3 км. Учитывая факт работы излучателя на глубине в четверть длины излучаемой волны, можно считать, что вдоль поверхности воды сигнал не распространяется, а сразу переходит в дно. Сигнал распространяется от станции 1 в водной среде максимум от излучателя до дна. Среднее время его распространения в воде при глубине моря 91 м и глубине погружения излучателя 18 м составляет 0,05с.

Рассмотрим результаты регистрации максимумов приходов сигнала на компоненту лазерного деформографа «север-юг». Используем известные расчетные данные о скоростях распространения акустических сигналов в коренных и осадочных слоях морского дна и в пограничных областях прибрежной зоны п-ва Гамова, полученных нами при проведении подобных работ с использованием низкочастотного гидроакустического сигнала с центральной частотой излучения на 33 Гц, описанные в предыдущем разделе главы. Первый приход сигнала со станции 1 зарегистрирован через 2.9 с. Вероятный путь сигнала: пересекает все слои и попадает в полупространство γP_2 , сложенное гранитоидами, на глубине 350 м от поверхности моря. Пусть скорости затухающей волны Рэлея на границах γP_2 –вода и γP_2 –воздух будут равны 2970 м/с. Тогда после расчета скорость волны продольного типа первого прихода в полупространстве γP_2 составляет 5650 м/с.

Время второго прихода составляет 4.2 с. Вероятный путь второго прихода: сигнал проходит в дно и после пересечения верхних осадочных слоев, движется дальше по границе полупространства γP_2 и слоев N_2 , Q_{I-II} и Q_{III-IV} в виде волны Лява, затем по границам γP_2 –вода и

γP_2 -воздух достигает лазерного деформографа в виде затухающей волны Рэлея. Скорости затухающей волны Рэлея на границах γP_2 -вода и γP_2 -воздух примем равными 2970 м/с. При расчётах получим, что скорость распространения волны Лява на границе слоев равна 3680 м/с.

Третий приход сигнала зарегистрирован через 6.5 с. Вероятный путь третьего прихода после пересечения водного слоя и верхних осадочных слоев: распространение продольной волны в слое N_2 и далее в виде затухающих волн Рэлея на границах γP_2 -вода и γP_2 -воздух. При расчете приняты известные скорости распространения затухающей волны Рэлея 2970 м/с. Тогда расчетная скорость продольной волны в осадочном слое N_2 составляет 2380 м/с.

Четвёртый приход сигнала зарегистрирован через 9.6 с. Путь этого прихода вероятнее всего после пересечения водного слоя, проходит в виде продольной волны в осадочном слое Q_{III-IV} со скоростью 1700 м/с и в виде затухающей волны Рэлея на слоях γP_2 -вода и γP_2 -воздух при скорости распространения 2970 м/с.

Пятый приход сигнала зарегистрирован через 12.5 с. Такое время близко к скорости распространения сигнала в воде. Но вероятнее всего излученная волна пересекает водный слой, по границе, сначала Q_{I-II} -вода, а затем вдоль границы Q_{III-IV} -вода распространяется незатухающая волна Рэлея, по границе γP_2 -вода распространяется незатухающая волна Рэлея, по границе γP_2 -воздух затухающая волна Рэлея достигает лазерного деформографа. Тогда при расчете, скорость затухающей волны Рэлея на границах Q_{I-II} -вода составит 1400 м/с. Скорость затухающей волны Рэлея на границах γP_2 -вода и γP_2 -воздух составляет 2970 м/с.

Полученные результаты распространения акустического сигнала хорошо согласуются с используемыми литературными источниками.

После анализа времен максимумов прихода сигналов обнаружено, что при регистрации излучаемого сигнала на станции 2 сигнал по трассе доходит быстрее, чем с предыдущей станции. Время прихода первого максимума составляет 2.6 с. Расстояние между станцией 2 и береговой станцией составляет 16.2 км. Разность скорости распространения гидроакустического сигнала, трансформирующегося в дно, зависит от строения дна по каждой из трасс распространения. Заметим, что на восточном берегу Гамовского каньона, где находится станция 2, замечены свежие следы тектонической активности, также третья часть акустической трассы расположена в зоне отсутствия осадочных донных пород.

Акустическая трасса распространения сигнала от станции 2 имеет довольно сложный рельеф. Расстояние до берега от станции излучения составляет не более 10 км. В районе станции излучения примерно на глубине 460 м от поверхности воды находится полупространство γP_2 гранитоидов. Над ним не более 1 км в сторону берега лежит нижний более плотный осадочный слой N_2 , толщиной не более 20 м. Далее на расстояние 7 км лежит слой осадочных пород Q_{I-II}

толщиной 380 м. Оставшиеся 6 км акустическая трасса проходит до береговой станции по гранитоидам морского дна и суши, а также их границам с водой и воздухом.

Время первого прихода после начала излучения на станции 2 составляет 2.6 с. Опишем возможный путь первого прихода. В соответствии с геологической моделью, принятой в предыдущем разделе главы, сигнал, после пересечения водного слоя и осадочного слоя Q_{1-II} , распространяется в виде продольной волны в полупространстве γP_2 и в последней фазе распространения на границе γP_2 –воздух в виде затухающей волны Рэлея с известной скоростью 2970 м/с. Тогда расчетная скорость распространения в полупространстве γP_2 составит 7000 м/с.

Последующие максимумы сигнала имеют разницу прихода от 2 и более секунд, всего приходов от станции 2 7. Их оценка имеет некоторую сложность вследствие возможных переотражений сигнала в условиях описанной геологической модели. Тем не менее, при знании основных геологических параметров земной коры, совершенствуя методику экспериментальных работ, можно рассчитать все приходы сигнала. А также на основе выполненных наблюдений и расчетов, можно усовершенствовать знания о составе земной коры в шельфовой области моря.

2.4 Особенности трансформации излучённых гидроакустических сигналов на шельфе убывающей глубины

При проведении различных комплексных экспериментов по генерации гидроакустических сигналов на различных частотах и их приёму береговыми лазерными деформографами установлено, что: 1) с понижением частоты всё большая часть гидроакустической энергии трансформируется в сейсмоакустическую энергию; 2) при определённой стратификации вод Японского моря излучённые гидроакустические сигналы на частоте 32-33 Гц распространяются на шельфе, на свале глубин и за свалом глубин по законам цилиндрической расходимости; 3) основная часть распространяющихся по шельфу гидроакустических волн трансформируется в сейсмоакустические волны рэлеевского типа. В работах [Давыдов и др., 1995; Долгих, 1998; Долгих и Чупин, 2005] оценивалась величина гидроакустической энергии, трансформированной в сейсмоакустическую энергию. Величину гидроакустической энергии оценивали по данным контрольного гидрофона, который закреплялся в 1 м от излучателя. При этом не изучалось действительное распределение излучённой гидроакустической энергии вблизи излучателя по всей глубине моря. Не исследовались особенности распределения данной энергии по шельфу убывающей глубины. Перед выполнением экспериментальных исследований, результаты которых приведены в данной главе, ставились следующие задачи: 1) экспериментально определить пространственное распределение энергии, излучаемой излучателем; 2) определить величину

излучённой излучателем энергии, которая трансформируется в энергию гидроакустических волн, распространяющихся по шельфу; 3) определить предельную глубину, при которой энергия распространяющихся по шельфу гидроакустических волн почти вся переходит в энергию сейсмоакустических волн; 4) определить величину энергии распространяющихся по шельфу гидроакустических волн, трансформированной в энергию сейсмоакустических волн, регистрируемых береговым лазерным деформографом. Данные исследования актуальны для решения различных прикладных и фундаментальных задач. Они особенно актуальны для задач, связанных с определением первоисточника различных процессов низкочастотного звукового и инфразвукового диапазонов.

В эксперименте были задействованы: низкочастотный гидроакустический излучатель, гидрофоны Brüel & Kjær 8104 и 8103, береговой 52.5-метровый лазерный деформограф, научно-исследовательское судно «Малахит», маломерный катер, вспомогательная аппаратура.

Низкочастотный гидроакустический излучатель предназначен для генерации сигналов различной сложности в частотном диапазоне 30-40 Гц при глубинах погружения от 2 до 25 м. Эффективное звуковое давление, которое создаёт излучатель в его рабочем диапазоне частот, может достигать величину 3700 Па (191 дБ/1 мкПа). В состав излучающей системы входит излучатель с электромагнитным преобразователем, источник питания, рама для установки излучателя на грунт, контрольный гидрофон, кабель-шланг с манометром и двумя ниппелями и комплект соединительных проводов. Излучатель состоит из жесткого цилиндрического корпуса и двух излучающих поршней. Поршни колеблются в противоположных направлениях и создают синфазные потоки объемной колебательной скорости. Колебания возбуждаются преобразователем электромагнитного типа с П-образными наборными половинами сердечника и четырьмя катушками. Края поршней соединены между собой набором цилиндрических пружин, а с фланцами корпуса – резинотканевыми воротниками. Предварительное сжатие достигается путем понижения, примерно на 0.2 атмосферы, давления в полости излучателя относительно гидростатического давления на глубине погружения. Компенсация гидростатического давления производится путем накачки воздуха в полость излучателя с помощью насоса. Источник питания содержит сетевой блок питания, защитные цепи и устройства: мостовой ключевой усилитель, компенсирующую батарею конденсаторов емкостью 220 мкФ и дроссель индуктивностью 30 мГн для развязки цепей питания переменного и постоянного тока. Источник питания подключается к однофазной сети напряжением 220 В и частотой 50 Гц, или к нескольким последовательно соединенным аккумуляторным батареям напряжением по 12 В. На вход источника подают сигнал стандарта TTL или прямоугольный сигнал с размахом напряжения 5-10 В и с частотой, равной частоте излучения.

Гидрофон Bruel & Kjaer 8103 применялся для вертикального зондирования гидроакустического поля вблизи излучателя.

Гидрофон Bruel & Kjaer 8104 был помещён на мобильной капсуле, внутри которой находились: предусилитель гидрофона, аналого-цифровой преобразователь, автономное записывающее устройство.

52.5-метровый лазерный деформограф находится на м. Шульца. Научно-исследовательское судно (НИС) «Малахит» водоизмещением 40 т использовалось для обеспечения режима излучения.

Маломерный катер использовался для транспортировки капсулы с гидрофоном Bruel & Kjaer 8104 и зондирования распространяющихся по шельфу гидроакустических сигналов.

Вспомогательная аппаратура состоит из системы точного времени, аналого-цифрового преобразователя, станции бесперебойного питания, метеостанции ANDERRA, записывающего компьютера.

Схема эксперимента приведена на рис. 2.12. Во время эксперимента судно стояло на якоре в бухте «Витязь» Японского моря в точке 1. С борта судна низкочастотный гидроакустический излучатель опускался на глубину 15 м. Он непрерывно излучал гармонический сигнал с частотой 33 Гц. С борта судна с помощью гидрофона Bruel & Kjaer 8103 проводилось вертикальное зондирование от поверхности моря до дна. Зондирование выполнялось через каждые 1 м по вертикальной линии, ближайшая точка которой находилась на расстоянии 1 м от излучателя. На рис. 2.13 приведён график изменения давления, полученный при выполнении зондирования, которое можно описать уравнением:

$$S_r(z) = 2.9057602 \times 10^{-6} \times z^8 - 4.0551861 \times 10^{-4} \times z^7 + 0.0226453 \times z^6 - 0.64531 \times z^5 + 9.9131816 \times z^4 - 80.1690784 \times z^3 + 312.0636008 \times z^2 - 363.744199 \times z + 55.4440566 \quad (2.9)$$

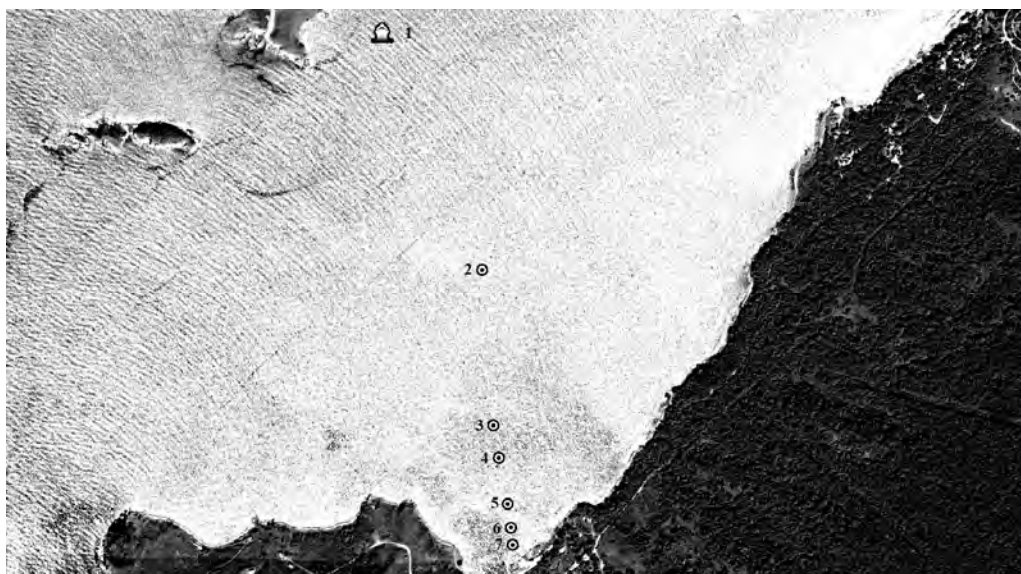


Рисунок 2.12 – Схема эксперимента.

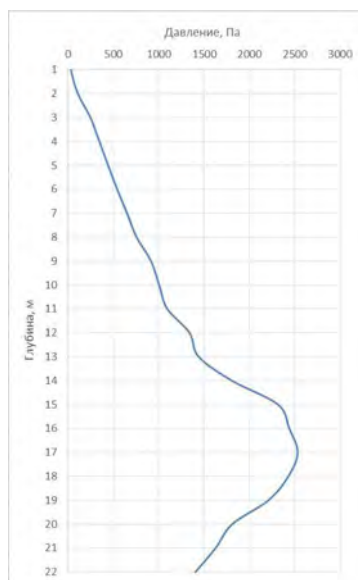


Рисунок 2.13 – Распределение давления вблизи судна по вертикальному разрезу.

В точках №2-№6 с помощью мобильной капсулы с гидрофоном Bruel & Kjaer 8104 проводилось вертикальное зондирование давления, создаваемого распространяющимися по шельфу гидроакустическими волнами. В таблице 2.3 приведены экспериментальные данные, а на рис. 2.14-рис.2.16 – профили изменения вариаций гидросферного давления, полученные при вертикальном зондировании в точках 3, 4 и 5. В первом столбце таблицы – номер станции, во втором столбце таблицы – глубина моря на станции, в третьем столбце – расстояние от станции до излучателя, в четвёртом столбце - уравнение кривой вертикального распределения давления на станции, в пятом столбце – амплитуда смещения на частоте излучённого сигнала, полученная при спектральной обработке данных лазерного деформографа.

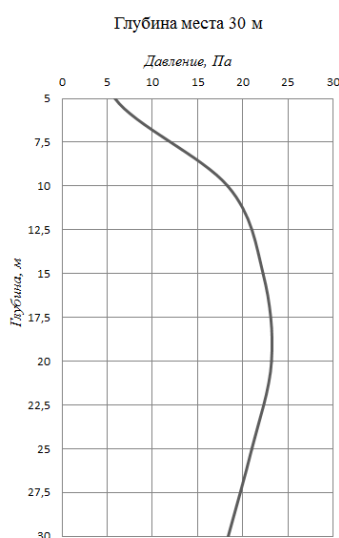


Рисунок 2.14 – Распределение давления на станции 3 по вертикальному разрезу.

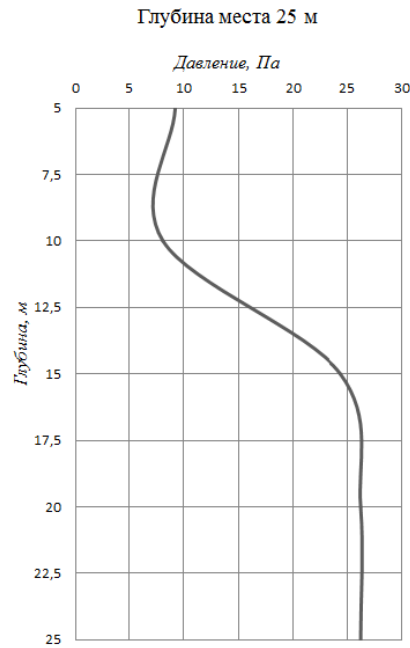


Рисунок 2.15 – Распределение давления на станции 4 по вертикальному разрезу.

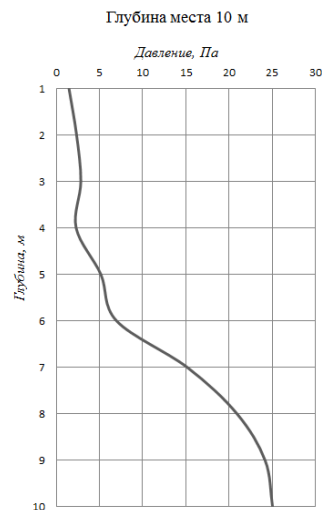


Рисунок 2.16 – Распределение давления на станции 5 по вертикальному разрезу.

Таблица 2.3 – Экспериментальные данные

	Глубина места h, м	Расстояние от точки излучения R, м	Уравнение кривой	Амплитуда смещения, нм
Точка №2	35	768	$S_{35}(z) = 1.6453027 \times 10^{-4} \times z^4 - 0.0121622 \times z^3 + 0.2546217 \times z^2 - 0.7244586 \times z + 8.3907788$	6.8
Точка №3	30	1240	$S_{30}(z) = 3.6746868 \times 10^{-4} \times z^4 - 0.0238797 \times z^3 + 0.4488056 \times z^2 - 1.4875667 \times z + 6.4259367$	7.3
Точка	25	1343	$S_{25}(z) = -9.0611405 \times 10^{-5} \times z^4 - 0.0036628 \times z^3 + 0.253201 \times z^2 - 2.0504237 \times z + 11.5526048$	7.6

№4				
Точка №5	10	1564	$S_{10}(z) = -0.0349266 \times z^4 + 0.6964281 \times z^3 - 4.1046993 \times z^2 + 9.2574611 \times z - 4.4423333$	6.3
Точка №6	5	1616	$S_5(z) = 0.0976667 \times z^4 - 1.233 \times z^3 + 5.3223333 \times z^2 - 8.727 \times z + 5.822$	6.0

В дальнейших расчётах будем использовать следующие данные: $\rho_w = 1000 \text{ кг/м}^3$ (плотность воды), $c_w = 1500 \text{ м/с}$ (скорость звука в воде), $\rho_b = 2600 \text{ кг/м}^3$ (плотность пород дна, верхнего слоя земной коры), $c_b = 2970 \text{ м/с}$ (скорость волны рэлеевского типа на границах «дно-вода» и «земная кора – воздух»), $f = 33 \text{ Гц}$ (частота), $\theta = 8^\circ$ (угол между осью лазерного деформографа и линией «излучатель – станции 2-6»), $\omega = 2\pi f$.

Далее рассчитаем плотность энергии, излучаемой излучателем, по формуле:

$$E_r = \int_0^{30} \frac{(S_r(z))^2}{2\rho_w c_w^2} dz. \quad (2.10)$$

Аналогично рассчитаем плотность энергии гидроакустических волн, распространяющихся по шельфу, по уравнениям, приведённым в таблице 2.1, для глубин 35, 30, 25, 10 и 5 м по формуле:

$$E_r = \int_0^h \frac{(S_h(z))^2}{2\rho_w c_w^2} dz, \quad (2.11)$$

где $S_h(z)$ - уравнение кривой при глубине моря h .

Предполагаем, что излучённый низкочастотным гидроакустическим излучателем сигнал доходит до лазерного деформографа в виде волн поверхностного типа. При этом основной вклад в смещения земной коры вносят затухающие поверхностные волны рэлеевского типа. Амплитуда данных волн экспоненциально затухает с глубиной земной коры. Поэтому плотность упругой энергии поверхностных волн рэлеевского типа можно подсчитать по следующему уравнению:

$$E_r = \int_0^{\lambda_b} \frac{\rho_b \omega^2 u^2 \exp(-4\pi z / \lambda_b)}{2 \cos(\theta)^2} dz, \quad (2.12)$$

где: u - амплитуда смещения на частоте излучённого сигнала, зарегистрированная лазерным деформографом, λ_b - длина волны рэлеевского типа на границе «вода-дно» или «воздух – земная кора».

Распространяющаяся в воде по шельфу гидроакустическая волна и распространяющаяся по границам раздела сред затухающая волна рэлеевского типа имеют цилиндрическую расходимость.

В этом случае с учётом расстояния от источника (гидроакустического излучателя) можно оценить величину плотности энергии гидроакустического излучателя, которая преобразовывается в плотность энергии гидроакустических волн с частотой 33 Гц, которая, в свою очередь, трансформируется в плотность энергии зарегистрированных лазерным деформографом затухающих волн рэлеевского типа. В таблице 2.4 приведены приведённые к расстоянию R от излучателя значения указанных в предыдущем предложении плотностей энергий.

Таблица 2.4 – Плотности энергий излучателя, гидроакустических волн, рэлеевских волн.

Глубина, м	Плотность энергии излучателя	Плотность энергии гидроакустической волны с частотой 33 Гц	Плотность энергии рэлеевских волн с частотой 33 Гц
5	1.167x10 ⁻²	8.7x10 ⁻⁶	1.29x10 ⁻³
10		5.84x10 ⁻⁴	1.42x10 ⁻³
25		2.74x10 ⁻³	2.07x10 ⁻³
30		2.77x10 ⁻³	1.92x10 ⁻³
35		2.28x10 ⁻³	1.66x10 ⁻³

По приведённым в таблице 2.4 результатам можно сделать следующие выводы:

- 1) При глубинах $h \geq \lambda/2$, где $\lambda = \frac{1500 \text{ м/с}}{33 \text{ Гц}} \approx 45 \text{ м}$, в среднем около 22% энергии гидроакустического излучателя трансформируется в энергию гидроакустических волн, распространяющихся по шельфу.
- 2) При глубинах $h \leq \lambda/2$ энергия гидроакустических волн трансформируется в энергию затухающих волн рэлеевского типа, распространяющихся на границах «вода-дно» и «воздух – земная кора».
- 3) Около 72% энергии гидроакустических волн трансформируется в энергию затухающих волн рэлеевского типа.
- 4) Около 78% излучённой гидроакустическим излучателем энергии трансформируется в энергию объёмных волн. Данные волны уходят в земную кору и не регистрируются лазерным деформографом.

2.5 Изучение закономерностей трансформации низкочастотных звуковых и инфразвуковых сигналов импульсной и волновой природы на границе системы «вода-дно»

2.5.1 Экспериментальные работы

Для экспериментального изучения сезонной зависимости коэффициента трансформации гидроакустических волн в сейсмоакустические волны была использована программно-аппаратная база сейсмоакустико-гидрофизического комплекса ТОИ ДВО РАН [19], основу которого составляет лазерно-интерференционный комплекс [20], состоящий из двухкоординатного лазерного деформографа [21], лазерного нанобарографа [22] и лазерно-интерференционных гидросферных приёмных систем [23, 24]. В данном разделе анализируются данные, полученные на 52.5-метровом лазерном деформографе (лазерный деформограф «север-юг») (см. рис. 2.17), созданном на основе неравноплечего интерферометра Майкельсона и частотно стабилизированного гелий-неонового лазера, который структурно входит в состав двухкоординатного лазерного деформографа [21]. Измерительное плечо лазерного деформографа «север-юг» ориентировано под углом 198° к линии «север-юг» и находится на глубине 3-5 м от поверхности земли. Ближайшая к воде часть конструкции лазерного деформографа «север-юг» (углоковый отражатель) расположена на расстоянии 120 м от уреза воды на высоте 67 м над уровнем моря.

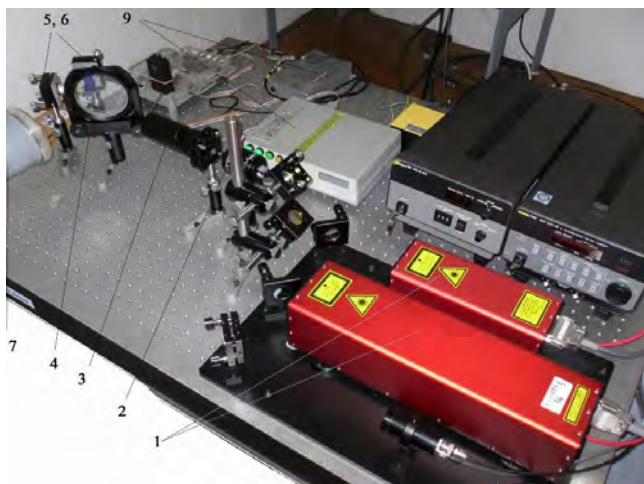


Рисунок 2.17 – Центральные узлы интерферометров лазерного деформографа с плечами 52.5 м (слева) и 17.5 м (справа). 1 – лазер; 2 – оптический затвор; 3 – коллиматор; 4 – полупрозрачная плоскопараллельная пластина; 5,6 – плоскопараллельные юстировочные зеркала на пьезокерамических цилиндрах; 7 – световод; 8 – углоковый отражатель; 9 – система регистрации.

В качестве генератора низкочастотных гидроакустических сигналов в эксперименте использовалась низкочастотная излучающая система с электромагнитным преобразователем, предназначенная для генерации гармонических и фазоманипулированных гидроакустических

сигналов на частоте 33 Гц (рис. 2.18), которая может работать на глубинах погружения от 2 до 25 м и выдавать максимальное эффективное звуковое давление величиной до 3700 Па (191 дБ/1 мкПа) [25].



Рисунок 2.18 – Гидроакустическая излучающая система (33 Гц).

Для измерения гидрофизических параметров морской среды на трассе распространения гидроакустических колебаний использовался профилометр Valeport miniSVP, представляющий собой 24-битовый профилирующий регистратор температуры, скорости звука и давления.

Обработка экспериментальных данных выполнялась средствами пакета прикладных программ «Deformograph», в котором имеются всевозможные программы спектрального и статистического характеров.

При выполнении поставленных в работе задач необходимо было обеспечить выполнение следующих условий: 1) станции излучений должны быть во всех экспериментах одними и теми же с строгой привязкой к координатной сетке; 2) глубина погружения излучателя и его режим работы должны быть одинаковыми при проведении экспериментов в разные сезоны года на одной и той же станции; 3) оптико-электронная часть лазерного деформографа должна быть неизменной. Все эти условия были выполнены.

В соответствии с существующей теорией [26], утверждающей, что при расположении источника звука близко к поверхности воды, т.е. при $h/\lambda < 0,5$ (где h – заглубление источника, λ – длина гидроакустической волны), его поле соответствует полю диполя и амплитуда звукового давления тем меньше, чем меньше h , была выбрана оптимальная глубина рабочего погружения излучателя 15 м, при которой наблюдается наибольший уровень сигнала. Во всех точках излучения обеспечивалась постоянная мощность излучения, амплитуда которого контролировалась гидрофоном, расположенным на расстоянии 1 м от геометрического центра излучателя.

Далее мы остановимся на анализе данных лазерного деформографа «север-юг», полученных при работе низкочастотного гидроакустического излучателя на станциях №1-№3 (см. рис. 2.19).



Рисунок 2.19 – Карта-схема проведения экспериментальных работ.

Ближайшая к лазерному деформографу точка излучения (станция №1) находилась на расстоянии около 2 км от береговой линии м. Шульца, следующая точка излучения (станция №2) располагалась на расстоянии около 2 км от станции №1, а самая удалённая точка (станция №3) находилась на расстоянии около 6 км от береговой линии м. Шульца. Экспериментальные работы по генерации низкочастотных гидроакустических сигналов низкочастотным гидроакустическим излучателем на указанных станциях были выполнены в октябре 2012 г., а также в июне 2013 г. Излучаемый гидроакустический сигнал имел следующую форму: тональное излучение – 300 с, пауза – 20 с, излучение М-последовательности – 84 с.

На рис. 2.20а приведена динамическая спектрограмма, полученная при обработке записи контрольного гидрофона, который применялся с целью определения мощности излучённого сигнала, времени начала и окончания работы излучателя. Как видно из динамической спектрограммы излучатель работал в двух режимах: гармоническом (3/4 левой части динамической спектрограммы) и фазоманипулированном (последняя четвёртая часть динамической спектрограммы). При анализе данных контрольного гидрофона установлено, что величина излучённого сигнала на станции №3 при проведении экспериментов в октябре 2012 г., а также в июне 2013 г. была одинаковой. Это же было обеспечено при работе низкочастотного гидроакустического излучателя на станциях №1 и №2. На рис. 2.20б – 2.20г приведены динамические спектрограммы, полученные при обработке записей лазерного деформографа

«север-юг» при удалении источника излучения на 6, 4 и 2 км, соответственно, на которых то же видны сигналы, полученные при работе низкочастотного гидроакустического излучателя в непрерывном и фазоманипулированном режимах работы.

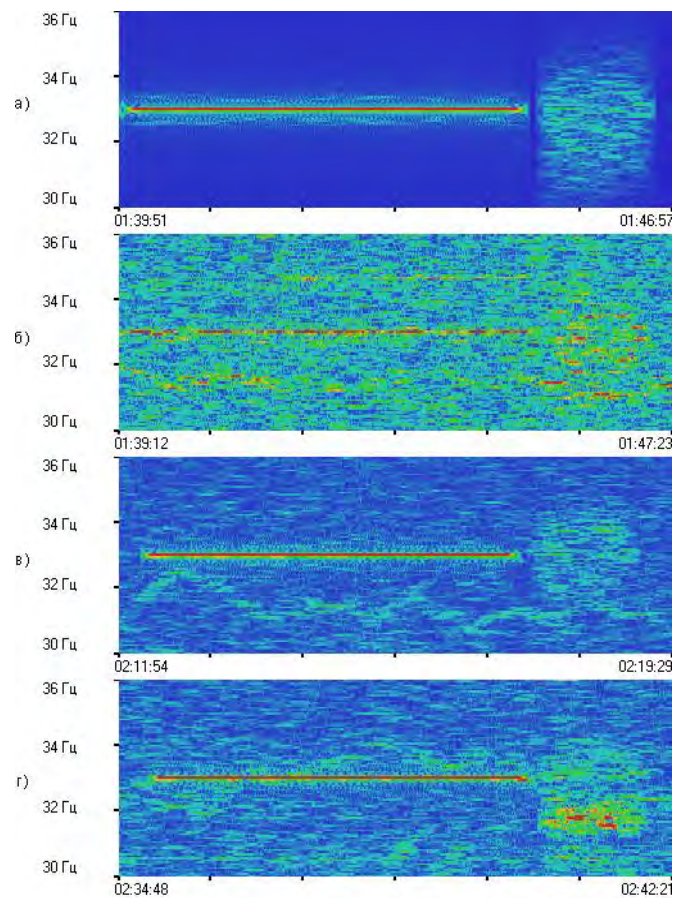


Рисунок 2.20 – Динамические спектрограммы при работе гидроакустического излучателя: а) контрольный гидрофон, б) лазерный деформограф при удалении от источника около 6 км, в) лазерный деформограф при удалении от источника около 4 км, г) лазерный деформограф при удалении от источника около 2 км. 10 июня 2013 г.

На рис. 2.21а и 2.21б приведены графики распределения температуры в октябре 2012 г. и в июне 2013 г., соответственно, полученные с помощью профилометра Valeport miniSVP.

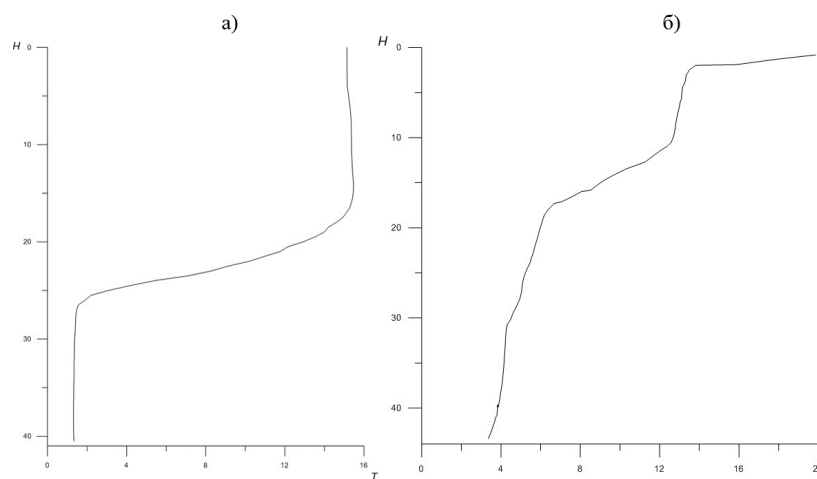


Рисунок 2.21 – Распределение температуры на трассе распространения гидроакустического сигнала в заливе Посьета Японского моря в 21 октября 2012 г. (а) и 10 июня 2013 г. (б).

2.6 Анализ полученных экспериментальных данных

Далее сравним результаты обработки экспериментальных данных лазерного деформографа «север-юг», полученных при работе гидроакустического излучателя на одних и тех же станциях в разные сезоны года.

На рис. 2.22 приведены графики вариаций амплитуд, зарегистрированных лазерным деформографом сейсмоакустических сигналов на частоте излучения 33 Гц, полученных в результате трансформации гидроакустических сигналов на границе «вода-дно», при работе гидроакустического излучателя на станции №3 21 октября 2012 г., 09 июня 2013 г., 10 июня 2013 г., соответственно, в непрерывном режиме. Можно утверждать, что 21 октября 2012 г. максимальная величина принятого сигнала равна 2.3 нм с усреднённым значением около 0.9 нм. 09 июня 2013 г. максимальная величина принятого сигнала равна 0.9 нм с усреднённым значением около 0.4 нм. 10 июня 2013 г. максимальная величина принятого сигнала равна 1.0 нм с усреднённым значением около 0.3 нм.

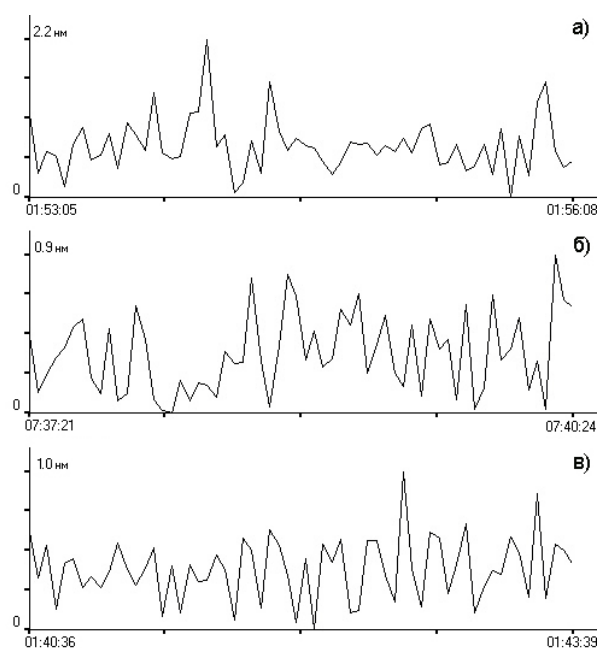


Рисунок 2.22 – Вариации амплитуды сигнала, принятого лазерным деформографом при работе гидроакустического излучателя на станции № 3: а) 21 октября 2012 г., б) 09 июня 2013 г., в) 10 июня 2013 г.

На рис. 2.23 приведены графики вариаций амплитуд, зарегистрированных лазерным деформографом сейсмоакустических сигналов на частоте излучения 33 Гц, полученных в результате трансформации гидроакустических сигналов на границе «вода-дно», при работе гидроакустического излучателя на станции №2 21 октября 2012 г., 09 июня 2013 г., 10 июня 2013 г., соответственно, в непрерывном режиме. Можно утверждать, что 21 октября 2012 г. максимальная величина принятого сигнала равна 2.7 нм с усреднённым значением около 1.4 нм. 09 июня 2013 г. максимальная величина принятого сигнала равна 0.8 нм с усреднённым значением около 0.3 нм. 10 июня 2013 г. максимальная величина принятого сигнала равна 1.2 нм с усреднённым значением около 0.4 нм.

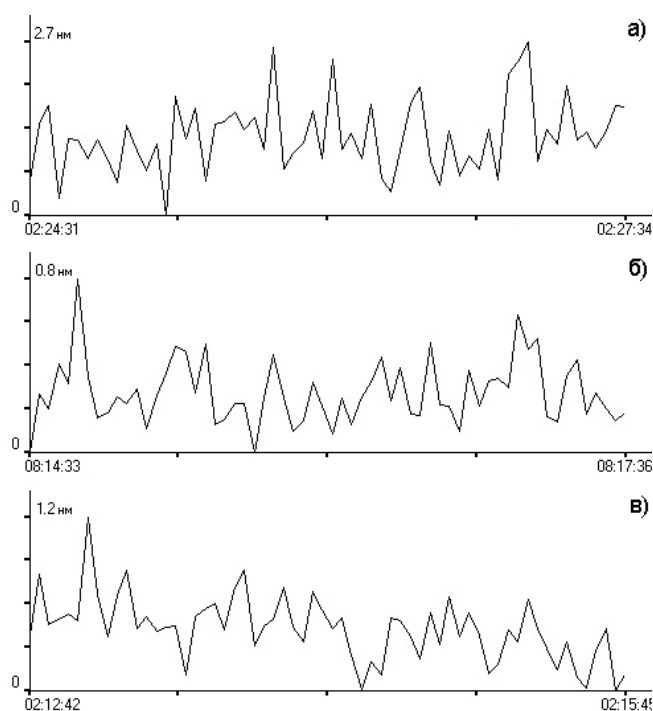


Рисунок 2.23 – Вариации амплитуды сигнала, принятого лазерным деформографом при работе излучателя на станции № 4: а) 21 октября 2012 г., б) 09 июня 2013 г., в) 10 июня 2013 г.

На рис.2.24 приведены графики вариаций амплитуд, зарегистрированных лазерным деформографом сейсмоакустических сигналов на частоте излучения 33 Гц, полученных в результате трансформации гидроакустических сигналов на границе «вода-дно», при работе гидроакустического излучателя на станции №1 21 октября 2012 г., 09 июня 2013 г., 10 июня 2013 г., соответственно, в непрерывном режиме. Можно утверждать, что 21 октября 2012 г. максимальная величина принятого сигнала равна 1.9 нм с усреднённым значением около 0.9 нм. 09 июня 2013 г. максимальная величина принятого сигнала равна 0.9 нм с усреднённым значением около 0.4 нм. 10 июня 2013 г. максимальная величина принятого сигнала равна 1.0 нм с усреднённым значением около 0.5 нм.

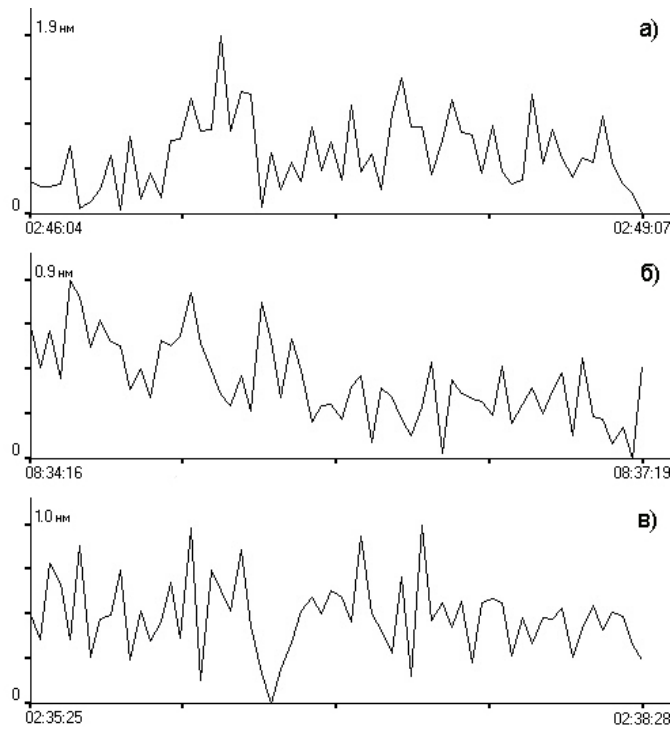


Рисунок 2.24 – Вариации амплитуды сигнала, принятого лазерным деформографом при работе излучателя на станции № 5: а) 21 октября 2012 г., б) 09 июня 2013 г., в) 10 июня 2013 г.

Далее проанализируем изменение коэффициента трансформации гидроакустической энергии в сейсмоакустическую энергию, который мы определили выше как отношение («сейсмоакустическая энергия», W_c)/ («гидроакустическая энергия», W_2), т.е.:

$$k = (W_c / W_2).$$

Для летнего периода наблюдения данное отношение выразим так:

$$k_1 = (W_{c1} / W_2).$$

Для осеннего периода наблюдения данное отношение выразим так:

$$k_2 = (W_{c2} / W_2).$$

Нас будет интересовать только отношение k_2 / k_1 . Учитывая то, что излучаемая гидроакустическая энергия была во всех экспериментах одинаковой, а упругие свойства пород дна практически не менялись, можно написать, что:

$$k_2 / k_1 = (W_{c2} / W_{c1}) \cong (A_{c2} / A_{c1})^2,$$

где A_{c2} - амплитуда сейсмоакустической волны в осенний период, A_{c1} - амплитуда сейсмоакустической волны в летний период.

Таким образом, данное отношение с учётом усреднений будет равно:

$$k_2 / k_1 \cong 6.$$

Рассмотрим возможные причины такого сильного изменения коэффициента трансформации. Такое поведение может быть связано с сезонными температурными изменениями слоёв водной среды шельфовой области моря. Как видно из рис. 2.21 в осенний период, в отсутствие активных циклонов в Японском море, верхний слой воды достаточно нагрет, резкий слой скачка начинается с глубины 20 м. При этом излучённый сигнал захватывается звуковым каналом и проходит «водный» путь до зоны трансформации, расположенной на границе «вода-дно» на глубине $\lambda/2$ (где λ - длина гидроакустической волны), равной примерно 23 м, по закону цилиндрической расходимости, что ранее было установлено и в работе [27]. Данная глубина находится на расстоянии примерно 300 м от крайней точки лазерного деформографа. До деформографа доходит волна Рэлея, которая предпоследние 180 м (меньше глубин 23 м) распространяется по границе «вода-дно», а последние 120 м – по границе «земля-воздух». В летний период такого скачка не наблюдается и излучённый сигнал сразу достигает дна и при углах падения больше критического до лазерного деформографа доходит в виде волны Рэлея. Учитывая малую глубину воды с некоторым приближением можно считать, что от станции №3 до деформографа сигнал проходит путь по границе «вода-дно» равный примерно 5880 м, а последние 120 м по границе «земля-воздух», от станции №2 до деформографа сигнал проходит путь по границе «вода-дно» равный примерно 3880 м, а последние 120 м по границе «земля-воздух», от станции №1 до деформографа сигнал проходит путь по границе «вода-дно» равный примерно 1880 м, а последние 120 м по границе «земля-воздух».

Оценим потери на дистанции «станция №3 – деформограф» в летний и осенний периоды. 21 октября – 10 июня потери суммарные составят:

$$\Delta L = 10 \lg \frac{2.3}{0.9} = 4.1 \text{ dB},$$

или $4.1 \text{ dB} / 5.7 \text{ км} = 0.72 \text{ dB/км}$.

В соответствии с [28] считаем, что в морской среде потери на распространение имеет ничтожную величину (0.0002 dB/км). Т.е. на дистанции 5.7 км составят 0.001 dB . Учитывая то, что потери в летний и осенний периоды на последних 300 м будут одинаковыми считаем потери в грунте только на расстоянии 5.7 км. Т.е. можно считать, что диссипативные потери в канале для волн Рэлея составят:

$$10 \lg e^{-\alpha(l_2-l_1)} = 4.1 \text{ dB},$$

где $l_2 = 300 \text{ м}$, $l_1 = 6000 \text{ м}$.

Откуда $\alpha = 0.00017 \text{ м}^{-1}$.

21 октября – 10 июня.

Суммарные потери составят 3.6 dB или 0.63 dB/км , $\alpha = 0.00015 \text{ м}^{-1}$.

Станция №2.

21 октября – 9 июня.

Суммарные потери составят 5.28 dB или 1.4 dB/км, $\alpha = 0.00033\text{м}^{-1}$.

21 октября – 10 июня.

Суммарные потери составят 3.5 dB или 0.95 dB/км, $\alpha = 0.00022\text{м}^{-1}$.

Станция №1.

21 октября – 9 июня.

Суммарные потери составят 3.2 dB или 1.88 dB/км, $\alpha = 0.00043\text{м}^{-1}$.

21 октября – 10 июня.

Суммарные потери составят 2.78 dB или 1.64 dB/км, $\alpha = 0.00038\text{м}^{-1}$.

Список использованных источников

- 1 Долгих Г.И., Копвиллем У.Х., Павлов А.Н. Наблюдение периодов собственных колебаний Земли лазерным деформометром // Изв. АН СССР. Физ. Земли. 1983. №2. С.15-20.
- 2 Akal Tuncay, Jensen F.B. Ocean seismo-acoustic propagation // Progr. Congr. Acoust. Symp. Underwater Acoust. Halifax. London. 1987. P.493-500.
- 3 Давыдов А.В., Долгих Г.И., Кабанов Н.Ф. Применение лазерных деформографов в гидроакустике // Акуст. журн. 1995. Т.41. №2. С.235-239.
- 4 Долгих Г.И. Некоторые результаты экспериментального исследования сейсмоакустических сигналов, возбуждаемых низкочастотным гидроакустическим излучателем // Акуст. журн. 1998. Т.44. №3. С.358-361.
- 5 Долгих Г.И., Чупин В.А. Экспериментальная оценка преобразования гидроакустического излучения в сейсмоакустическую волну // Акуст. журн. 2005. Т. 51. №5. С.628-632.
- 6 Гушин В.В., Докучаев В.П., Заславский Ю.М., Конюхова И.Д. О распределении мощности между различными типами излучаемых волн в полубезграничной упругой среде. – В кн.: Исследование Земли невзрывными сейсмическими источниками / М.: Наука. 1981. С. 113-118.
- 7 Долгих Г.И., Привалов В.Е. Лазеры. Лазерные системы. Владивосток: Дальнаука, 2009. 202 с.
- 8 Долгих Г.И. Принципы построения однокоординатных лазерных деформографов // Письма в ЖТФ. 2011. Т.37. Вып. 5. С. 24-30.

- 9 Заславский Ю.М., Заславский В.Ю. Спектральные характеристики гидроакустических сигналов речных судов // Вестник ННГУ. 2014. №6 (1). С. 63-69.
- 10 Долгих Г.И., Долгих С.Г., Ковалев С.Н., Корень И.А., Новикова О.В., Овчаренко В.В., Окунцева О.П., Швец В.А., Чупин В.А., Яковенко С.В. Лазерный нанобарограф и его применение при его изучении баро–деформационного взаимодействия // Физ. Земли. 2004. №8. С.82–90.
- 11 Фищенко В.К., Голик А.В., Антушев С.Г. О проекте корпоративной океанологической информационно-аналитической системы ДВО РАН и задаче развертывании глобальной GRID-инфраструктуры Отделения // Открытое образование. 2008. № 4. С. 47-64.
- 12 Долгих Г.И., Батюшин Г.Н., Валентин Д.И., Долгих С.Г., Ковалёв С.Н., Корень И.А., Овчаренко В.В., Яковенко С.В. Сейсмоакустико-гидрофизический комплекс для мониторинга системы "атмосфера-гидросфера-литосфера" // ПТЭ. 2002. №3. С.120-122.
- 13 Долгих Г.И., Плотников А.А., Швец В.А. Лазерный гидрофон // ПТЭ. 2007а. №1. С.159-160.
- 14 Урик Р. Дж. Основы гидроакустики. Судостроение. Л.: 1978. С. 129.
- 15 Долгих Г.И., Ярошук И.О., Пенкин С.И., Швырев А.Н. Низкочастотная широкополосная гидроакустическая излучающая система // ПТЭ. 2007б. № 5. С. 163-164.
- 16 Долгих Г.И., Ковалев С.Н., Корень И.А., Овчаренко В.В. Двухкоординатный лазерный деформограф // Физика Земли. 1998. №11. С.76-81.
- 17 Марков Ю.Д. Южноприморский шельф Японского моря в позднем плейстоцене и голоцене. Владивосток: ДВНЦ АН СССР. 1983. 128 с.
- 18 Самченко А.Н., Карнаух В.Н., Аксентов К.И. // Тихоокеанская геология. 2013. Т. 32. № 1. С. 65-75.
- 19 Долгих Г.И., Батюшин Г.Н., Валентин Д.И., Долгих С.Г., Ковалёв С.Н., Корень И.А., Овчаренко В.В., Яковенко С.В. Сейсмоакустико-гидрофизический комплекс для мониторинга системы "атмосфера-гидросфера-литосфера" // Приборы и техника эксперимента. 2002. Т. 45. № 3. С. 120–122.
- 20 Долгих Г.И. Лазерно-интерференционный комплекс // Сейсмические приборы. 2003. Выпуск 39. С.13-27.
- 21 Долгих Г.И., Ковалев С.Н., Корень И.А., Овчаренко В.В. Двухкоординатный лазерный деформограф // Физика Земли, 1998. № 11. С. 76–81.
- 22 Долгих Г.И., Долгих С.Г., Ковалев С.Н., Корень И.А., Новикова О.В., Овчаренко В.В., Окунцева О.П., Швец В.А., Чупин В.А., Яковенко С.В. Лазерный нанобарограф и его применение при его изучении баро–деформационного взаимодействия // Физика Земли. 2004. №8. С.82–90.

- 23 Долгих Г.И., Долгих С.Г., Ковалев С.Н., Швец В.А., Чупин В.А., Яковенко С.В. Лазерный измеритель вариаций давления гидросферы // Приборы и техника эксперимента. 2005. №6. С.137-138.
- 24 Долгих Г.И., Плотников А.А., Швец В.А. Лазерный гидрофон // Приборы и техника эксперимента. 2007. №1. С.159-160.
- 25 Долгих Г.И., Ярощук И.О., Пивоваров А.А., Пенкин С.И., Швырёв А.Н. Низкочастотная широкополосная гидроакустическая излучающая система // Приборы и техника эксперимента. 2007. № 5. С.163-164.
- 26 Долгих Г.И. Некоторые результаты экспериментального исследования сейсмоакустических сигналов, возбуждаемых низкочастотным гидроакустическим излучателем // Акустический журнал. 1998. Т.44, №3. С.358-361.
- 27 Урик Р. Дж. Основы гидроакустики. Судостроение. Л.: 1978. С. 129.

Опубликованные работы по теме

- 1 Громашева О.С., Щербинина И.А. Методы локализации в подводной акустической сенсорной сети // Транспортное дело России. 2016. № 5. С. 177-185.
- 2 Громашева О.С., Щербинина И.А., Каменная Е.В., Леонтьева Н.А. Обзор возможностей применения подводной акустической сенсорной сети и предлагаемых архитектурных решений реализации // Транспортное дело России. 2016. № 2. С. 201-204.
- 3 Долгих Г.И., Будрин С.С. Некоторые закономерности в динамике периодов морских ветровых волн // ДАН. 2016. Т. 468, № 3. С. 332-335.
- 4 Долгих Г.И., Будрин С.С., Долгих С.Г., Плотников А.А., Чупин В.А., Швец В.А., Яковенко С.В. Собственные колебания уровня воды в бухтах залива Посьета Японского моря // Метеорология и гидрология. 2016. № 8. С. 57-63.
- 5 Долгих Г.И., Привалов В.Е. Лазерная физика. Фундаментальные и прикладные исследования. Владивосток: ООО «Рея», 2016. 351 с. ISBN 978-5-91849-116-4.
- 6 Dolgikh G., Dolgikh S., Chupin V., Yu-Hung Hsiao. On The Nature of «Infra-Gravitational Earth Noise» // International Journal of Modern Sciences and Engineering Technology (IJMSET). 2016. V. 3, Issue 11. P. 1-5. ISSN 2349-3755.
- 7 Долгих С.Г., Будрин С.С., Плотников А.А. Компенсация воздействия температуры на работу лазерных интерферометров // Приборы и техника эксперимента. 2016. № 3. С. 147-148. (0,5)

- 8 Долгих Г.И., Плотников А.А. Лазерно-интерференционный приёмник градиента давления // Приборы и техника эксперимента. 2016. № 6. С. 125-126. (0,5)**
- 9 Dolgikh G.I., Chupin V.A., Fishchenko V.K. Registration and determining the bearing of sources of low-frequency hydroacoustic oscillations // POMA. 2016. V. 24, Issue 1. D-15-00099.**

3 Разработка облика систем звукоподводной связи и навигации, их комплексирование с системами контроля изменчивости гидрофизических параметров. Экспериментальная апробация разработанных комплексов навигации и связи при обеспечении миссий подводных аппаратов

В открытой печати идей развития технологии по созданию высокоточной гидроакустической навигационно-командной сети (ГАНКС) не отмечено, но в целом ряде экспериментов (в том числе международных) просматривается завуалированная цель создания ГАНКС. Например, эксперименты по распространению звука при излучении с Гавайских островов и приеме у побережья Камчатки (совместный эксперимент США и РФ) могли преследовать цель создания канала дальнего управления подводными объектами и устройствами. Французской группой акустических исследований и технологий разработан акустический излучатель, способный генерировать сигналы в частотной полосе 450-550 Гц с амплитудой 200dB (относительно 1мкПа на расстоянии 1м). Целью создания аппарата является проведение исследований в области подводных коммуникаций на дальних (более 1000 километров) дистанциях. В условиях глубокого моря (глубины более 4000м) был проведен тестовый эксперимент по оценке возможной скорости передачи данных по подводному каналу связи. Вышеописанный излучатель и двадцатиканальная антенная решётка были погружены на глубину ПЗК (порядка 1000 метров) в 1000 км друг от друга. Авторы заявляют, что, применяя метод обращения времени, им удалось обеспечить стабильную передачу данных между корреспондирующими точками на скорости 100 бит/с. В сентябре 1989 г. при участии исполнителей проекта был проведен эксперимент по исследованию распространения низкочастотного звука в северо-западной части Тихого океана вдоль трассы длиной 3972 км, пересекающей зону раздела субтропических и субарктических водных масс под малым углом (Бондарь Л.Ф., Захаров В.А., Косырев Б.А. Моргунов Ю.Н. Исследование особенностей распространения низкочастотного звука вдоль протяженной трассы в Тихом океане // Акуст. журн., 1994, т.40, № 2, с.1-5). Анализ полученных данных дает возможность выявить влияние специфики условий распространения звука в этом регионе и проверить адекватность теоретических представлений. Методика проведения эксперимента предусматривала излучение с дрейфующего (приблизительно в одной точке океана в периоды всех сеансов) судна с горизонта оси ПЗК 100 м тональных сигналов с частотами 111, 232 и 315 Гц и прием на оси ПЗК в 6 точках на различных удалениях. Было отмечено, что как бы не менялись глубины оси ПЗК на столь протяженной трассе из-за влияния фронтов и вихрей, сигналы в случайно выбранных 6 точках были надежно приняты. Наиболее близким к теме проекта является эксперимент в субтропической зоне Тихого океана у Гавайских островов, проведенный американскими специалистами. Источник сигналов был

размещен на шельфе, а приемные системы на оси ПЗК (около 1000 м) на разных удалениях. Было отмечено, что акустическая энергия из шельфа «сползала» на ось ПЗК в глубоком море и распространялась на большие расстояния. Этот эффект был назван акустическим «оползнем» и был успешно подтвержден авторами проекта в 2006 году для условий Японского моря (Безответных В.В., Буренин А.В., Моргунов Ю.Н., Половинка Ю.А. Экспериментальные исследования особенностей распространения импульсных сигналов из шельфа в глубокое море // Акуст. журн. 2009. Т. 55, № 3, С. 374–380). Таким образом, все перечисленные работы подтверждают общую идею использования замечательных свойств ПЗК для решения многих прикладных задач подводной акустики.

Особо рассмотрим работу по проекту «Система позиционирования для глубоководной океанической навигации (Positioning System for Deep Ocean Navigation - POSYDON)», проводимую с марта 2016 года лабораторией Draper Labs по заказу агентства передовых оборонных исследовательских проектов США (DARPA). Цель программы — «революция подводной навигации так же, как GPS перевернул индустрию навигации на суше». Об этом заявил Нил Адамс — глава подразделения по работе с оборонными системами в Draper Labs. Одно из потенциальных решений — размещение под водой системы антенн, которые будут передавать точные данные при помощи акустических волн. Звуковые волны могут преодолевать расстояния в тысячи километров под водой, выполняя, по сути, ту же функцию, что и GPS на поверхности. Программа POSYDON направлена на создание подводной, в масштабе океанов, системы, которая может использоваться вместо поверхностных буев (основная задача) для получения коррекции с GPS. Решения должны иметь возможность реализации, как для глубоководных районов океана, так и для континентального шельфа, а также содержать описание степени применимости в прибрежных акваториях с техническим описанием пути использования в береговой зоне. Платформы, представляющие интерес, включают автономные подводные аппараты всех типов, хотя DARPA также поощряет решения, которые могут быть использованы для других платформ и подводных систем. Предложения должны содержать информацию о применимости решений для конкретных условий окружающей среды и видах платформ, а также содержать другие специализированные концепции операций, предусматривающие ограничения осуществления деятельности, необходимых для успешного функционирования в рассматриваемых условиях. Отмечено, что подводное распространение акустических сигналов в каналах сопряжено с рядом проблем:

- Изменяющиеся во времени многолучевое распространение сигналов и задержки при распространении по лучам;
- Искажения сигналов из-за эффекта Доплера в результате движения платформы относительно акустического источника(ов) и из-за движения океанической среды;

- Ограничения полосы пропускной способности сигналов;
- Зоны конвергенции;
- Томографические калибровки региона для учета изменчивости среды.

Таким образом, разрабатываемый в Draper Labs технический комплекс предполагает умение измерять и интерпретировать на борту АНПА комплексную структуру акустических приходов и разделять пространственно-временные изменения в структуре скорости звука от изменений позиции платформы. Предложения должны содержать описание модели параметров среды, которые должны периодически обновляться в целях достижения или поддержания требуемой точности, а также способа автономно передавать эти параметры подводным пользователям.

Столь детальное описание целей и задач, решаемых специалистами лаборатории Draper Labs, приведено для того, чтобы подчеркнуть актуальность и «продвинутость» исследований, проведенных в рамках проекта. Многие задачи и вопросы, поставленные в программе POSYDON, нами решены ранее в рамках научного задела, а также решались при выполнении задач, поставленных в плане НИР ТОИ ДВО РАН на 2013-2016 г.г.

3.1 Математическая модель распространения низкочастотных импульсных сигналов применительно к задачам разработка облика систем звукоподводной связи и навигации и их комплексирования с системами контроля изменчивости гидрофизических параметров

В основу решения задач проекта по созданию технологии высокоточной навигации и связи положены следующие физические и технические предпосылки:

- а) размещение источников навигационных и связных сигналов (ИНС) вблизи побережья на шельфе;
- б) создание условий дальнего распространения сигнальной информации по кратчайшей, близкой к прямолинейной, траектории в придонном звуковом канале на шельфе с переходом в подводный звуковой канал в глубоком море;
- в) применение сложных псевдослучайных сигналов для получения импульсного отклика в точке приема с последующей корреляционной обработкой сигнальной информации;
- г) разработка математической модели распространения импульсных сигналов в сложных гидрологических и батиметрических условиях для выбора мест установки ИНС и оптимизации алгоритмов обработки сигнальной информации.

Решение задач математического моделирования процессов распространения низкочастотного звука на дистанции в сотни и тысячи километров с использованием широко

распространенных вычислительных программ требует их существенной доработки и адаптации применительно к задачам излучения и приема навигационных и связных сигналов. Следует отметить, что наиболее простой случай для моделирования относится к зимним условиям гидрологической обстановки с наличием приповерхностного звукового канала (ППЗК) во всех рассматриваемых в работе морях. Размещение ИНС на малых глубинах на шельфе в данном случае является положительным аспектом, т.к. акустическая энергия, распространяющаяся под малыми, близкими к нулевым углами плавно переходит в приповерхностный канал и может эффективно, по кратчайшей, близкой к прямолинейной, траектории распространяться в приповерхностном слое волновода. Это важно для достижения высоких точностей решения задач дальнометрии и навигации. Риски с достижением предельных дальностей приема сигналов могут быть связаны с влиянием морского волнения, но снижение рабочей частоты может их снизить.

Более сложный случай для решения навигационных и связных задач в летних гидрологических условиях, когда в глубоком море формируется подводный звуковой канал (ПЗК) с осью на глубинах 50-150 метров в северных широтах и на 800-1000 метров в южных широтах. Размещение ИНС вдали от берега на оси канала требует большого расхода кабеля и, что важно, может привести к формированию зон тени на трассе распространения из-за нестабильного по глубине положения оси ПЗК вблизи побережья. В НИР рассмотрен и предложен для внедрения метод, основанный на эффекте «оползня», позволяющий обойти эти проблемы.

Новый эффект распространения в горизонтально-неоднородной среде имеет место, когда источник находится на дне в мелком море с профилем скорости звука, задающим преломление вниз и звуковые волны распространяются по склону вниз в глубокое море. При этих условиях, звуковые волны скользят вдоль наклонного дна под малыми углами от излучателя до тех пор, пока они не достигнут оси звукового канала в глубоком море, где они отделяются от наклонного дна и продолжают распространяться далее около оси звукового канала. Причиной такого поведения является то, что минимум скорости звука в водной толще мелкого моря располагается около дна. Так как морское дно хорошо отражает волны с малыми углами скольжения, а проникновение является отражением преломленных вверх от осадков из-за градиента скорости, поэтому волны малых углов, захваченные в ловушку волновода, направляются по наклонному вниз профилю дна по направлению к глубокой воде. Волны, которые имеют более крутые углы скольжения, сильнее затухают от поглощения при взаимодействии с дном и не двигаются ниже по направлению вниз из-за локализации минимума скорости звука.

В то время как звуковые волны малых «донных» углов опускаются по склону, градиент скорости звука $g = dc/dz$ уменьшает свое значение до тех пор, пока не обратится в ноль при достижении оси звукового канала глубокого моря. Около этой глубины, звуковые волны

оказываются не подверженными влиянию градиента скорости звука, и они отрываются от дна и свободно распространяются вдоль оси звукового канала без дальнейшего взаимодействия с дном.

Термин эффект «оползня» употребляется для того, чтобы описать этот эффект распространения звука в горизонтально-неоднородной среде. Это название выбрано из-за наглядной аналогии (не физической) с подводными оползнями или гравитационными течениями, вызванными водными осадками, содержащими взвеси, которые опускаются по склону к среде с меньшей плотностью воды. Этот процесс длится до тех пор, пока эти массы достигнут глубины нейтральной плавучести и где водная масса осадков горизонтально сдвигается в глубокое море. Выше приведенное описание подводного акустического эффекта «оползня» указывает на то, что он уместен и количественно предсказуем в реальных морских условиях. Ожидается, что данный эффект будет иметь широкое использование в акустике океана. Тем не менее, точность, предсказания уровня звукового давления, диапазон глубин рядом с осью, временной диапазон (растяжение сигнала) из-за многолучевости, и т.д. требуют более детального исследования правильности воспроизведения акустической модели в горизонтально-неоднородной среде.

Ниже приводится описание математических моделей, позволяющих:

- производить оценку возможности применения эффекта «оползня» для решения задач проекта в зависимости от гидрологических и батиметрических условий на шельфе;
- производить имитационное моделирование распространения импульсных сигналов на трассах, включающих шельф и глубокое море, для анализа и использования в алгоритмах обработки на борту АНПА амплитудно-временных и угловых характеристик сигналов в точках приема;
- учитывать изменение эффективной скорости звука на трассе, соединяющей ИНС с приемной системой АНПА;
- производить расчеты дальности обеспечения навигационных и связных задач в различных гидрологических условиях.

3.1.1 Лучевая модель распространения звука вдоль наклонного дна

Одной из важных характеристик волновода, рассматриваемого для применения эффекта «оползня» в задачах высокоточной навигации, является угол наклона дна на шельфовом участке акустической трассы, который может обеспечить плавный переход из придонного звукового канала в подводный с минимальным увеличением времени распространения для лучей с малыми углами скольжения. В таком случае при расчетах расстояний можно считать распространение сигналов на шельфе и в ПЗК по прямолинейным траекториям.

Приведенное физическое описание может быть частично подтверждено следующим идеализированным лучевым теоретическим анализом, основывающемся на параболической аппроксимации в первом приближении и зеркально отражающей границей от наклонного дна.

Будем пользоваться традиционными обозначениями, глубина z увеличивается по направлению ко дну, а углы скольжения θ принимают положительное значение при повороте вниз (от поверхности ко дну). Предположим, что градиент скорости звука в мелком море постоянен и является преломляющим вниз, $dc/dz = g = const$, где $g < 0$ и что профиль дна имеет постоянный наклон $z_b = z_r + sr$, где $s > 0$. Если угол выхода $\theta_0 < s$ и луч выходит из морской поверхности $r = 0$ и $z = z_0$, то может быть показано, что максимальная высота луча над дном постоянна и равняется:

$$h = \frac{c_0}{2|g|}(s - \theta_0)^2$$

Физически, это указывает на тот факт, что эти лучи двигаются по наклону в сторону более глубокой воды. Похожие вычисления дают время распространения ПДО (преломление-дно-отражение) лучей после N отражений от дна.

$$t = \frac{r}{c_0} - \frac{N}{3|g|}(s - \theta_0)^3$$

Если $N \approx (|g|r/2c_0)/(s - \theta_0)$, то это приводит к тому, что время преодоления дистанции r приближенно равно:

$$t \approx \frac{r}{c_0} \left[1 - \frac{1}{6}(s - \theta_0)^2 \right]$$

Это указывает на то, что увеличение времени распространения из-за многолучевости для лучей с малыми углами скольжения ($\theta \sim 0$) пренебрежимо мало и может не учитываться при измерениях времени распространения сигналов в задачах дальнометрии.

3.1.2 Имитационная математическая модель

Применение сложных фазоманипулированных сигналов для решения задач в области навигации и связи позволяет применить эффективные методы обработки сигнальной информации, основанные на корреляционном анализе с элементами адаптации к изменяющимся условиям распространения акустической энергии. Необходимость проведения оценочных расчетов амплитудно-временных и угловых характеристик сигналов для выбора мест установки ИНС и

оптимизации алгоритмов обработки информации, потребовала разработать математическую модель, адекватно описывающую процессы распространения импульсных сигналов в различных гидрологических и батиметрических условиях. Нами была выбрана модель, позволяющая производить вычисления аппроксимированного (приближенного) решения полного волнового уравнения в диапазоне расстояний в тысячи километров. Она была разработана для решения томографических задач в океанических масштабах. На основе этой модели была разработана вычислительная программа RAY, которая была написана для точного вычисления трасс акустических лучей через океанический звуковой канал с учетом изменяющихся гидрологии и рельефа дна с расстоянием (описание вычислительной программы приведено в работе: Bowlin J.B., Spiesberger J.L., Duda T.F., Freitag L.E. Ocean acoustical ray-tracing software RAY / Woods Hole Oceanographic Technical Report, WHOI-93-10, 1993). Ключевой частью этой программы, которая позволяет эффективно решать задачи проекта, является прогрессивное моделирование многолучевости в заданном волноводе с получением на выходе импульсной характеристики. Данное моделирование предсказывает амплитуды, времена и углы приходов отдельных импульсов к приёмнику.

Для эффективного проведения имитационного моделирования был разработан интерфейс пользователя, состоящий из отдельных окон, позволяющий визуализировать процесс формирования лучевой структуры акустического поля в зависимости от рельефа дна и вертикального распределения скорости звука на трассе распространения импульсного сигнала. Отдельные окна созданы для анализа импульсной характеристики волновода и углов прихода отдельных импульсов.

Но, экспериментальное тестирование программы в натуральных условиях с заданными параметрами излучения на рабочей частоте 400 Гц, показало, что программа требует доработки под задачи проекта. Расчеты лучевой структуры поля и импульсных характеристик при задании реальных профилей скорости звука с высокими градиентами по глубине (ПЗК, ППЗК и т.п.) показывают хорошее соответствие с экспериментом. Но наличие небольших по градиентам неоднородностей скорости звука на трассе и попадания в них источников или приемников звука приводит к существенным изменениям лучевой структуры вплоть до появления зон тени, которые в эксперименте не фиксируются. Пример такого эксперимента будет рассмотрен в разделе 3.2.

Т.к. этого следовало ожидать при использовании лучевой программы, мы адаптировали и апробировали в натуральных условиях для таких случаев методику с применением модифицированных сглаженных профилей скорости звука, применение которых позволяет не учитывать влияние малых градиентов скорости звука на пространственную структуру поля, но при этом сохраняется зависимость скорости звука от расстояния на трассе. А это является основным

необходимым условием для корректных расчетов расстояния между источником и приемником звука.

Таким образом, выбранная и адаптированная нами математическая модель позволяет осуществлять имитационное моделирование для широкого спектра гидрологических и батиметрических условий и на его основе определять эффективные алгоритмы обработки сигналов и оценивать возможности навигационного покрытия различных морских акваторий.

3.1.3 Упрощенная математическая модель для расчетов эффективной скорости звука на трассах с температурными неоднородностями

В наших исследованиях методически и технически все направлено на достижение и применение эффектов распространения сигналов в различных подводных каналах (придонный на шельфе, ПЗК и ППЗК) для реализации в расчетах кратчайших, практически прямолинейных, траекторий, позволяющих эффективно решать задачи навигации. Но, необходимость навигационного покрытия районов с размерами в сотни и тысячи километров может привести к появлению на трассах распространения сигналов температурных неоднородностей различного происхождения и, соответственно, к изменению эффективных скоростей распространения звука от ИНС до приемников АНПА. Как показывает практика, наиболее динамичными в плане изменчивости являются мелководные участки трасс на шельфе, которые в летний период имеют большую температуру (скорость звука), чем на оси ПЗК, а в зимний период более низкие поверхностные температуры, чем в глубоком море. В проекте предложена методика и технический вариант реализации мониторинга изменчивости скорости звука на шельфе с применением метода акустической томографии с последующей передачей этих данных на АНПА. В зимние месяцы в зонах фронтальных разделов на космических ИК снимках могут регистрироваться заходы более теплых вод, скорость звука в которых должна быть учтена в расчетах эффективной скорости при пересечении трасс ИНС – АНПА. Т.к. в данных случаях размеры неоднородностей могут быть измерены, то может быть предложена простая модель для расчетов, которая реализуется следующей формулой:

$$C_{эф} = \frac{\sum_{i=1}^n C_i \cdot R_i}{D},$$

$$D = \sum_{i=1}^n R_i,$$

где: C_i - скорость звука на i -ом участке трассы; R_i - длина i -го участка трассы с постоянной скоростью.

3.1.4 Модель для прогнозных оценок зон связи и навигации

Модель распространения звука принята на основе лучевой теории, позволяющей получить объективный результат в звуковом диапазоне частот.

Для оценки ожидаемой дальности связи в рамках НИР разработана программа оценки зон связи. В программе производится расчет параметров звукового поля на основе определения импульсной характеристики канала, где определяется количество лучей, и прогнозируются траектории их движения с учетом отражения от дна и поверхности.

В основе расчета используется модель горизонтально-стратифицированного волновода с плоскими частично отражающими границами. При этом для описания параметров волновода используется вертикальное распределение скорости звука (ВРСЗ), коэффициент пространственного затухания и зависимости отражения звука от дна и поверхности.

Численные значения параметров должны уточняться для исследуемого района и вводятся в качестве исходных данных.

При проведении прогнозных оценок зон связи учитывается способ приема сигнала. Некогерентный прием подразумевает энергетический прием сигнала по одному сигнальному лучу, имеющему максимальную амплитуду. Когерентный прием предполагает анализ приемником лучевой структуры сигнала, и совместную обработку лучей для повышения соотношения сигнал/помеха в точке приема. Учитывая особенности когерентного приема, кроме зоны наличия и отсутствия приема, отображается зона возможного неуверенного приема.

Под зоной связи понимается гипотетическая плоскость, одной стороной которой является горизонтальная дальность, другой – глубина.

Расчет производится следующим образом. Плоскость разбивается на дискретные области с заданным шагом по дистанции и глубине. Для каждой точки пространства производится определение числа лучей, их амплитуда и запаздывание. Далее для каждой точки пространства выполняется оценка с учетом особенностей сигнала и шумовой обстановки в точке приема.

В зоне уверенного приема, данные о импульсной характеристике канала могут использоваться для точного определения времени распространения сигнала, необходимого для расчета дистанции. В зоне неуверенного приема оценка дистанции может привести к значительным ошибкам.

При расчетах предполагается, что вновь создаваемая система связи имеет возможность когерентной обработки входящих лучей не хуже чем у серийно выпускаемой аппаратуры.

3.2 Сравнение экспериментальных данных с численными расчетами процесса распространения навигационных и связанных сигналов для гидрологических условий Японского моря

В данном разделе представлено сопоставление результатов численного моделирования и экспериментальных данных для гидрологических условий Японского моря. Эксперименты проводились в рамках проекта в 2014 и 2016 годах практически по одному и тому же сценарию и захватили все сезоны года: зима, весна, лето и осень. Результаты сравнивались с подобными, полученными в экспериментах предыдущих годов.

Отличие проведенных в рамках данной НИР экспериментов заключается в следующем: с 2006 по 2012 г источник находился в точке географическими координатами N 42'34.515, E 131'09.144 (450 метров от берега, глубина места 40 метров), после реконструкции 2013 года его переместили в точку N 42'34.6870, E 131'09.2280 (150 метров от берега, глубина места 34 метра).

В таблице 3.1 представлены основные данные, характеризующие особенности экспериментов в разные годы.

Таблица 3.1 – Особенности экспериментов в разные годы

Год	F ₀ , Гц	N, символ	R, км					
2006	360	511	56	113	169	224	279.5	365
	600							
2014	500	511	27	83	144			
	1000							
2016	500	255	26	82	139	194		

В таблице 3.1: N – длина M-последовательности; F₀ – несущая частота сложного сигнала;

R – расстояние от источника до точки приема, округлено до целых километров.

Технически и методически эксперименты были схожи и проводились на одной трассе (рис. 3.1). Излучение и прием сложных фазоманипулированных сигналов (M-

последовательностей, 4 периода несущей частоты на символ) в каждой из точек на трассе осуществлялся в течение нескольких часов.

С приемного судна в заданных точках на исследуемой трассе осуществлялась постановка радиогидроакустического буйа с гидрофоном. Гидрофон заглублялся приблизительно до оси ПЗК, местоположение которой определялось при измерении вертикального распределения скорости звука гидрологическим зондом CTD-1000 с яхты. Приборная точность измерения скорости звука составляла 0,01 м/с, глубины – 0,1 м. Буй с гидрофоном после постановки в заданной точке дрейфовал. Во время каждого сеанса приема осуществлялась запись сигнальной информации и меток с системы единого времени на персональный компьютер (ПК). Системы единого времени включались в излучающие и приемные системы и запускались перед началом эксперимента.

Обработка информации заключалась в вычислении взаимной корреляционной функции между принятыми сигналами и маской излученного сигнала.

Ниже приведено описание отличий гидрологических условий в разные сезоны года (рис. 3.2).

Летне-осенние гидрологические условия (август – сентябрь 2006г) на мелководном участке трассы характеризуется наличием отрицательного градиента скорости звука от поверхности до дна ($\sim -1.5 \text{ с}^{-1}$), а в глубоком море наличием оси подводного звукового канала (ПЗК), заглубление которой увеличивается от 100 до 220 метров при удалении от берега на юг.



Рисунок 3.1 – Схема эксперимента (x – точки измерений 2014и 2016г.; кружки – 2006 г)

Весенние гидрологические условия (апрель 2014г) на шельфовом участке трассы и в верхнем слое глубоководной части моря характеризуются наличием относительно слабого ($\sim -0.35 \text{ c}^{-1}$) отрицательного вертикального градиента скорости звука. В глубоководной части трассы в апреле отмечается наличие ПЗК с не столь ярко выраженной верхней границей как в августе.

Зимние гидрологические условия (март 2016г) на шельфовом участке трассы и в верхнем слое глубоководной части моря характеризуются наличием относительно слабого ($\sim 0.02 \text{ c}^{-1}$) приповерхностного звукового канала.

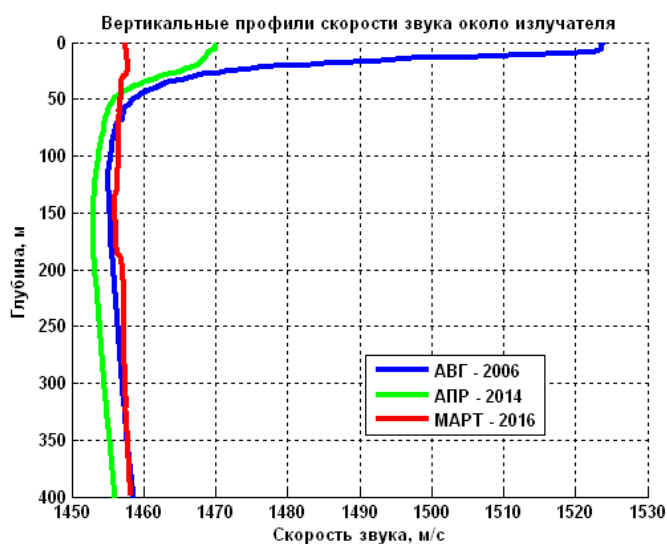
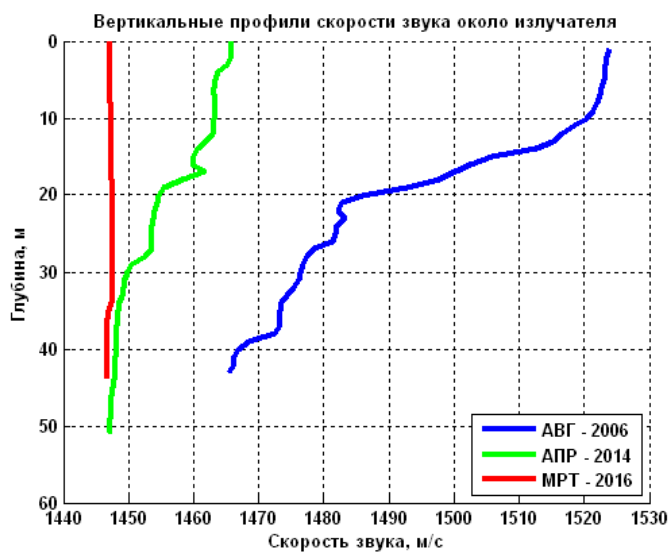


Рисунок 3.2 – ВРСЗ в Японском море: (вверху) измеренные в мелком море вблизи излучателя; (внизу) в глубоком море.

3.3 Результаты сравнения численных и экспериментально полученных импульсных характеристик волноводов

2006 год (лето, осень)

На импульсных характеристиках волноводов во всех шести точках фиксировалось в основном два прихода акустической энергии с разницей во времени 15–30 мс. (рис. 3.3) Самый поздний и максимальный по амплитуде импульс идентифицировался как прошедший вблизи оси ПЗК, так как он распространялся с минимальной скоростью звука.

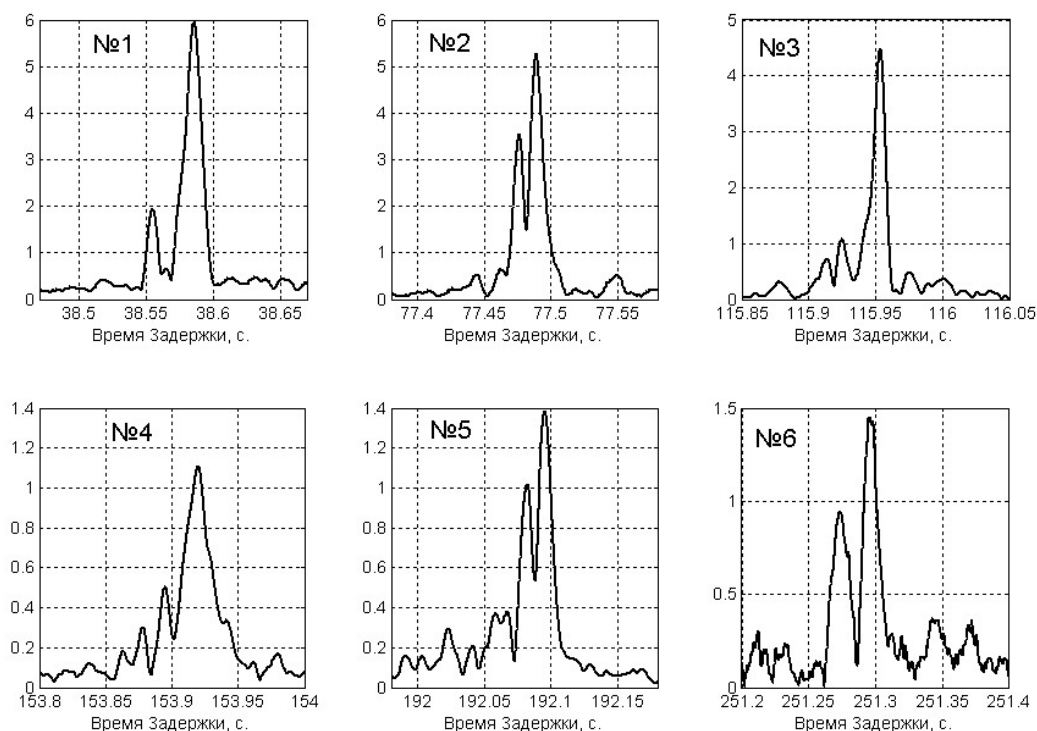


Рисунок 3.3 – Импульсные характеристики волновода на различных удалениях от излучателя (точка №1 – 56 км, точка №2 – 113 км, точка №3 – 169 км, точка №4 – 224 км, точка №5 – 279.5 км, точка №6 – 368 км).

Численное моделирование процесса распространения акустической энергии по лучевым траекториям для условий 2006 г (рис. 3.4) было выполнено с использованием разработанной в рамках проекта программы RAY, которая успешно применялась при анализе схожих результатов российско-корейско-американского эксперимента в Японском море. Следует отметить, что в расчетах мы рассматривали только лучи вышедшие под углами менее 10 градусов, как наиболее информативные при заданных условиях и целях экспериментов. Ниже приведены результаты расчетов для наиболее удаленных от излучателя точек приема.

Расчеты, проведенные для летних условий 2006 года, показывают, что в шельфовой зоне лучевые траектории формируют узкий придонный звуковой канал. При выходе в глубокое море эти лучи попадают на ось ПЗК и далее распространяются вдоль нее, независимо от ее колебаний по глубине (рис. 3.4a). Это качественное описание физики процесса распространения акустической энергии подтверждается численными расчетами, результаты которых приведены на рис. 3.4b и 3.4c. Действительно, расчеты импульсной характеристики (рис. 4c) и углов скольжения траекторий импульсов (рис.3.4b) для условий приема на систему, расположенную на расстоянии 113 км от излучателя, показывают, что максимальная энергия принятого сигнала сосредоточена в импульсе, прошедшем под углом скольжения, близким к нулю по оси ПЗК. Правильность сделанных выводов подтверждается хорошим соответствием импульсных характеристик, полученных экспериментально и численно (рис. 3.4c).

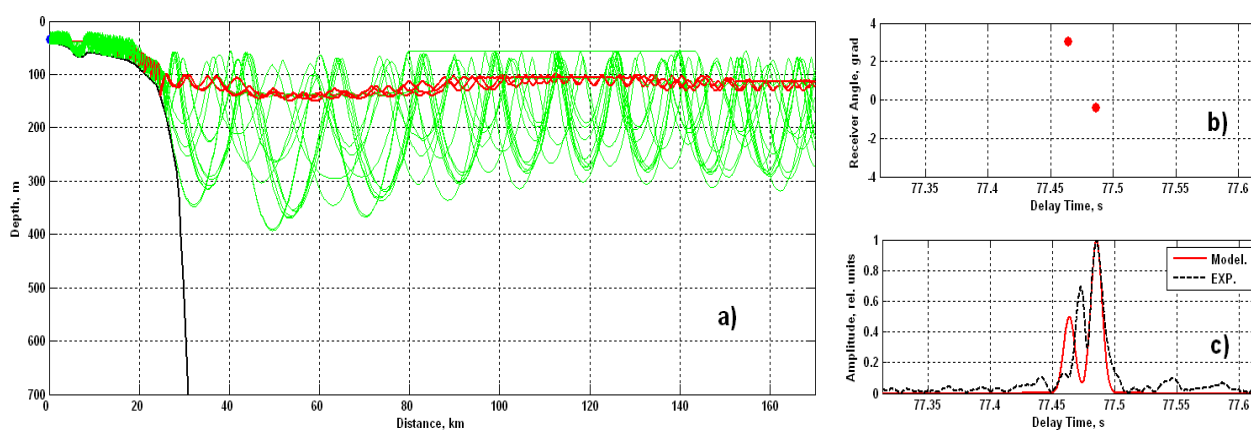


Рисунок 3.4 – Сравнение результатов численного моделирования с данными эксперимента 2006 г. а) лучевая картина распространения; б) углы прихода; в) импульсные характеристики волновода.

2014 год (весна)

На рис. 3.5 приведены 20-минутные фрагменты импульсных характеристик, полученные в трех точках трассы. Можно отметить стабильную, с хорошим превышением над помехой структуру импульсных сигналов. По изменению времен приходов можно судить, что в точках № 1 и № 2 буй с приемной системой дрейфовал перпендикулярно трассе источник–приемник, а в третьей удалялся от источника. В первой точке, расположенной над свалом глубин, импульсная характеристика обусловлена приходом одного сигнала, т.к., по-видимому, удалось поместить приемный гидрофон точно на оси ПЗК. Во второй точке наблюдается от двух до четырех приходов сигналов, распространяющихся по лучевым траекториям вблизи оси ПЗК, но максимальные значения стабильно отмечаются на двух приходах с разницей во времени около 30 мс. Более сложная структура из семи приходов, растянутых по времени до 100 мс, фиксируется в

третьей точке. Здесь имеются те же два–четыре прихода сигналов, распространяющихся вблизи оси ПЗК, и за ними более мощный, распространяющийся по оси ПЗК. За этой группой отмечаются более слабые приходы сигналов, распространяющихся по удаленным от оси ПЗК траекториям.

Разброс во времени приходов импульсов, которые могут быть приняты за максимальные при расчете расстояний в точках № 2 и № 3, могут составлять до 30–40 мс. Это может приводить к ошибкам определения расстояний в 60–70 метров.

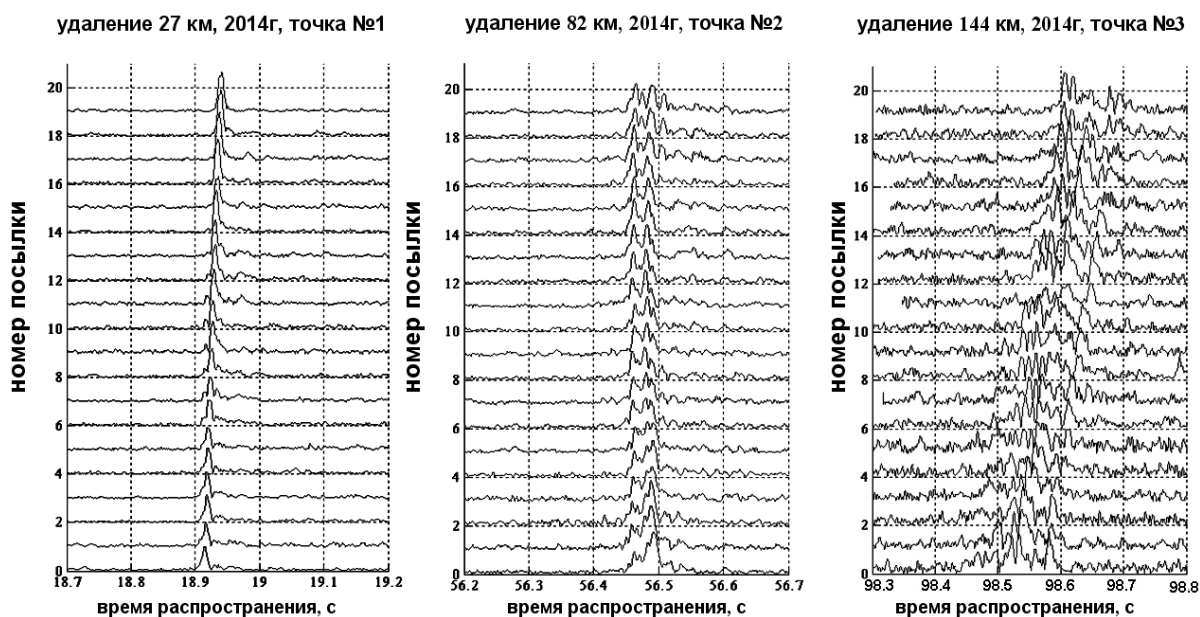


Рисунок 3.5 – Импульсные характеристики волновода.

Более сложная лучевая картина наблюдается для весенних условий 2014 года (рис. 3.6). В этом случае, из-за меньшего градиента скорости звука по глубине, на шельфе основная энергия распространяется в более широком водном слое и под большими углами. При выходе в глубокое море эта группа лучей формирует вокруг оси ПЗК 50-ти метровый слой с высокой концентрацией лучевых траекторий акустической энергии (рис.3.6а), распространяющейся со скоростью звука, близкой к скорости на оси ПЗК. Расчеты импульсных характеристик (рис. 3.6в) и углов скольжения траекторий принятых импульсов (рис. 3.6б) на приемной системе, расположенной на расстоянии 144 км от излучателя, показывают, что основная энергия сосредоточена в группе импульсов, прошедших вблизи оси ПЗК под углами скольжения в пределах 1 градуса. Более ранние и меньшие по амплитуде приходы акустической энергии, прошедшие по траекториям с большими скоростями звука, соответствуют углам скольжения от 2 до 3 градусов. Следует отметить хорошее соответствие рассчитанной и полученной экспериментально временной структуры импульсной характеристики (рис. 3.6в). Таким образом, представленные результаты

2014 года позволяют сделать важный вывод. В 50-ти метровом слое воды, окружающей ось ПЗК, формируется сплошной канал акустической освещенности, в котором максимальные по амплитуде значения импульсной характеристики занимают временной интервал от 15 мс (точка №1) до 40 мс (точки №2 и №3). Это позволит реализовать точности дальнометрии в сотые доли процента.

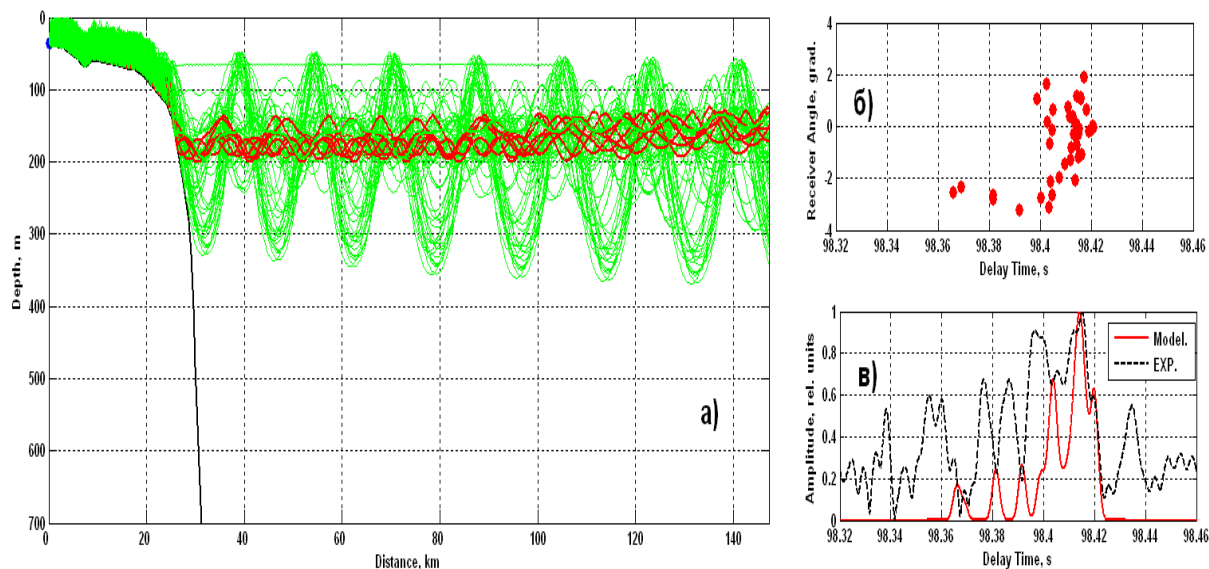


Рисунок 3.6 – Сравнение результатов численного моделирования с данными эксперимента 2014 г. а) лучевая картина распространения; б) углы прихода; в) импульсные характеристики волновода.

2016 год (зима)

На рис.3.7 приведены 20-ти минутные фрагменты импульсных характеристик, полученные в четырех точках трассы в марте 2016 года.

Можно отметить стабильную, с хорошим превышением над помехой структуру импульсных приходов во всех точках трассы в течение длительного времени измерений. Анализ экспериментально полученных импульсных характеристик показывает, что во всех точках фиксируется максимальный по амплитуде первый приход акустической энергии. Это свидетельствует о том, что на данном горизонте первыми принимаются импульсы, прошедшие по кратчайшему расстоянию и под малыми, близкими к нулю, углами. Этот факт позволяет рассчитывать на хорошие точности расчетов расстояний между корреспондирующими точками при решении навигационных задач, т.к. нет необходимости учитывать искривление лучевых траекторий.

Рисунок 3.8а иллюстрирует формирование лучевой структуры, которая соответствует классическому описанию сплошной зоны освещенности при распространении импульсных сигналов в приповерхностном звуковом канале. Импульсный отклик канала характеризуется

наличием целого ряда приходов сигналов, претерпевших разное количество отражений от поверхности (рис. 3.6в). Можно предположить, что расчет расстояния по максимальному первому приходу сигнала, претерпевшего минимальное количество отражений от поверхности и распространяющегося по траектории с углом скольжения, близким к нулю градусам (рис.3.8б), позволяет рассчитывать на хорошие точности, т.к. в это время года температурный режим водной среды обычно стабилен на больших акваториях. Но при этом следует учитывать большее, чем в весенние и летние сезоны, затухание звука, которое будет зависеть от состояния поверхности моря и частоты зондирующего сигнала.

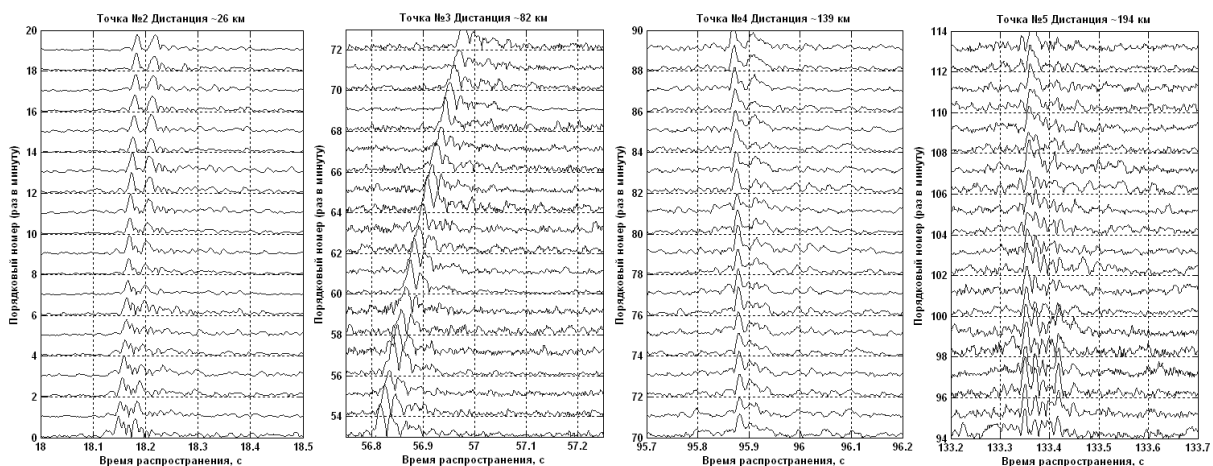


Рисунок 3.7 – Импульсные характеристики в точках приема.

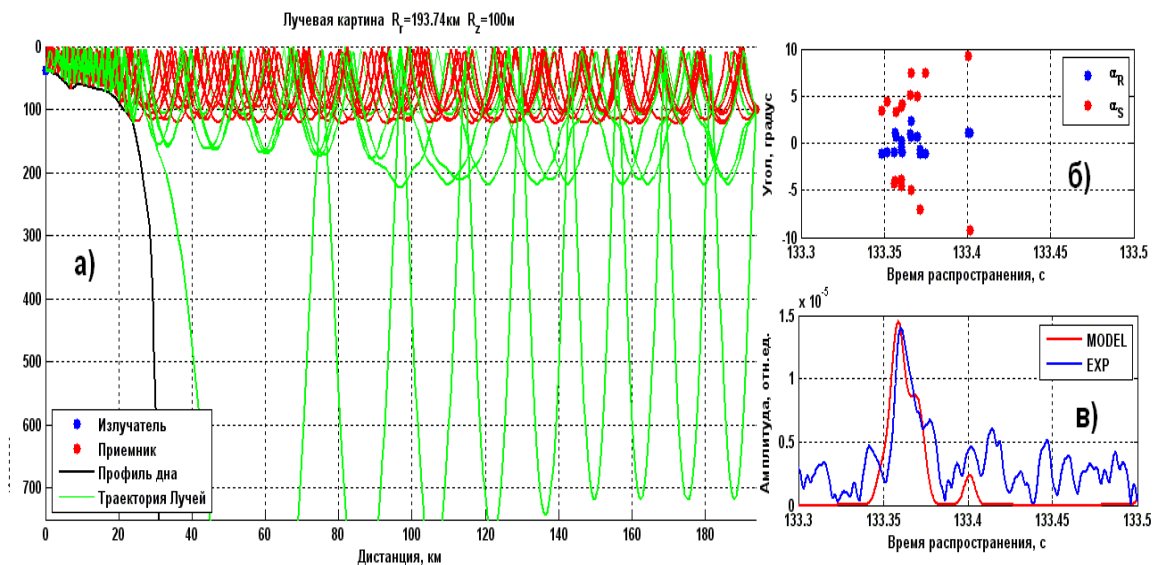


Рисунок 3.8 – а) Рельеф дна и пример лучевой картины для данной акустической трассы; б) угловая структура поля в точке приема; в) импульсная характеристика поля в точке

Рисунок 3.8а иллюстрирует формирование лучевой структуры, которая соответствует классическому описанию сплошной зоны освещенности при распространении импульсных сигналов в приповерхностном звуковом канале. Импульсный отклик канала характеризуется наличием целого ряда приходов сигналов, претерпевших разное количество отражений от поверхности (рис. 3.6в). Можно предположить, что расчет расстояния по максимальному первому приходу сигнала, претерпевшего минимальное количество отражений от поверхности и распространяющегося по траектории с углом скольжения, близким к нулю градусов (рис.3.8б), позволяет рассчитывать на хорошие точности, т.к. в это время года температурный режим водной среды обычно стабилен на больших акваториях. Но при этом следует учитывать большее, чем в весенние и летние сезоны, затухание звука, которое будет зависеть от состояния поверхности моря и частоты зондирующего сигнала.

3.4 Результаты сравнения численных расчетов и экспериментальных данных для реализации дальномерной задачи на акустической трассе при зимних гидрологических условиях и наличии вихревого образования

Одним из перспективных направлений развития методов и технических средств акустической дальнометрии и навигации большого радиуса действия является использование особенностей распространения низкочастотных импульсных псевдослучайных сигналов из шельфа в глубокое море. Это связано с возможностью применения эффекта акустического «оползня», который заключается в фокусировке акустической энергии в придонном слое на шельфе и переходе ее на ось подводного звукового канала (ПЗК) в глубоком море. В работах авторов проекта экспериментально показано, что применение этого эффекта в летне-осенних и весенних гидрологических условиях Японского моря позволяет эффективно решать задачи акустической томографии неоднородностей морской среды, звукоподводной связи и навигации. Особенно актуальны эти результаты для обоснования и разработки измерительных комплексов для обеспечения позиционирования и управления автономными подводными аппаратами на расстояниях в сотни километров. Так как подобные комплексы должны функционировать круглогодично, возникла необходимость исследовать особенности распространения широкополосных импульсных сигналов в зимних гидрологических условиях, когда в морской среде вместо ПЗК формируется приповерхностный звуковой канал.

Ниже обсуждаются результаты эксперимента, проведенного в Японском море в марте 2016 на акустической трассе протяженностью 194 км, включающей мелководный шельфовый участок около 20 км. Исследования проводились в течение пяти суток и заключались в приеме сложных фазоманипулированных сигналов, излучаемых источником расположенном на шельфе, и

измерении вертикального профиля температуры (скорости звука), в четырех точках на удалении ~ 1, 26, 82, 139 и 194 км. Методика проведения эксперимента была следующая. В 150 метрах от береговой черты на глубине 34 метра был установлен на грунт широкополосный пьезокерамический излучатель и соединен кабелем с береговым постом управления. Один раз в минуту излучались сложные фазоманипулированные сигналы (М-последовательности, 255 символов, 4 периода несущей частоты на символ) с центральной частотой 500 Гц. Длительность сеансов излучения варьировалась от 20 до 120 минут. Для приема сигналов использовался радиогидроакустический буй, внутри которого размещаются радиопередатчик, модуль GPS, система единого времени (СЕВ) для синхронизации излучающей и приемной систем, усилитель акустических сигналов, источник питания. При помощи кабеля осуществляется соединение надводной части буя с гидрофоном, заглубленным ориентировочно до 100 м. В центр анализа данных, расположенного на судне, по радиоканалу осуществлялась передача поступающей с гидрофона акустической информации и данных с GPS о местоположении дрейфующего буя. Далее производилось вычисление функций взаимной корреляции принятых сигналов, с репликами излученных, для получения импульсных откликов канала распространения.

На рис.3.9 приведены 20-ти минутные фрагменты импульсных характеристик, полученные в четырех точках трассы.

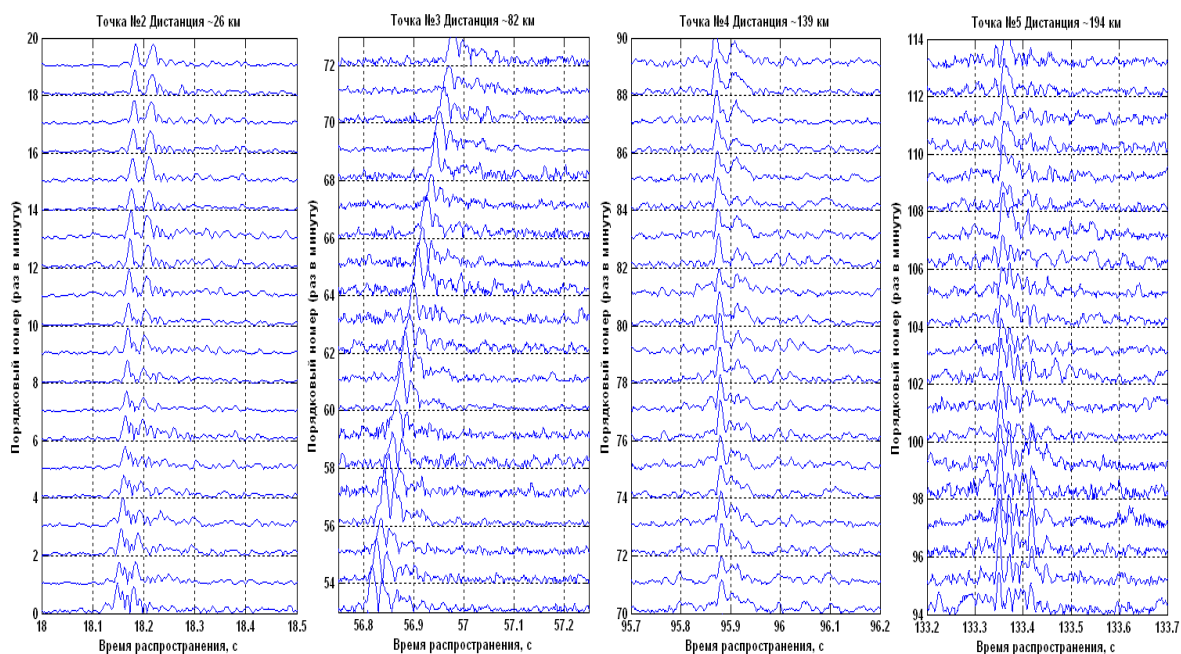


Рисунок 3.9 – Импульсные характеристики

Можно отметить стабильную, с хорошим превышением над помехой структуру импульсных приходов, формирующую сплошную зону освещенности во всех точках трассы в течение длительного времени измерений. Анализ экспериментально полученных импульсных

характеристик показывает, что во всех точках фиксируется максимальный по амплитуде первый приход. Это свидетельствует о том, что на данном горизонте первыми принимаются импульсы, прошедшие по кратчайшему расстоянию и под малыми, близкими к нулю, углами. Этот факт позволяет рассчитывать на хорошие точности расчетов расстояний между корреспондирующими точками при решении навигационных задач, т.к. нет необходимости учитывать искривление лучевых траекторий. Но, при этом подразумеваются малые изменения температуры (скорости звука) в приповерхностном слое воды на трассе распространения сигналов. В нашем случае это условие не соблюдается, т.к. измеренные вертикальные распределения скорости звука (ВРСЗ) в точках приема существенно отличаются (рис. 3.10 слева). В марте гидрологические условия на шельфовом участке трассы и в верхнем слое глубоководной части моря характеризовались наличием положительного вертикального градиента скорости звука, кроме точки 4, вблизи которой температура повышается почти до 3 градусов и фиксируется небольшой ($0,023 \text{ c}^{-1}$) отрицательный градиент ВРСЗ. Для анализа гидрологической ситуации на диагностируемой акватории был привлечен инфракрасный (ИК) снимок поверхностной температуры моря, полученный со спутника NOAA-18 в Центре регионального спутникового мониторинга ДВО РАН (рис. 3.10 справа). Видно, что акустическая трасса вблизи точки 4 пересекает периферию синоптического вихря, где температура воды повышается почти до 3°C . В более удобной для расчетов форме эта информация представлена на рис.3.11 в виде зависимостей поверхностной температуры и скорости звука от расстояния. Следует отметить хорошее соответствие данных о температуре, полученных со спутника и с СТД.

Попытка вычисления расстояний между корреспондирующими точками путем умножения измеренных времен распространения импульсов на скорости звука, измеренные СТД-зондом в точках приема (рис. 3.10 слева) показала значительные ошибки по сравнению с обсервацией по GPS. (6 столбец в таблице 3.2).

Таблица 3.2 – Вычисление расстояний между корреспондирующими точками

№ точки	RGPS, м	t, с	C, м/с	R, м	$\Delta R, м$	СЭФФ, м/с	R, м	$\Delta R, м$
2	26234	18.13	1451	26306	72.6	1448	26252	18
3	82357	56.81	1452	82488	131.12	1450.4	83397	40.2
4	139209	95.88	1462	140176	967.5	1452.7	139285	75.8
5	193729	133.35	1455	194024	295	1452.9	193744	15

Наибольшие ошибки в точках 4 и 5 могут быть объяснены повышением поверхностной температуры в точке 4 и, следовательно, непредсказуемом изменении эффективной (средней) скорости звука на трассе, т.к. размеры этой температурной неоднородности неизвестны. Таким образом, результаты эксперимента показывают, что для нашего случая распространения низкочастотных импульсных сигналов с малыми углами скольжения через вихревую систему с малым ($0,023 \text{ с}^{-1}$) отрицательным градиентом ВРСЗ лучевые траектории не претерпевают заметных изменений, т.к. влияние вихря мало повлияло на формирование временной структуры импульсного отклика волновода на всей трассе. Но изменение скорости звука на трассе должно быть учтено при расчетах средней (эффективной) скорости звука, которая является основным параметром для расчета расстояния между корреспондирующими точками. Для этого была разработана математическая модель для расчетов эффективной скорости звука на трассе между ИНС и АНПА. На зависимости скорости звука от расстояния, представленной на рисунке 3.3, выделяем следующие участки: 0км -26 км со средней скоростью звука 1448 м/с; 26 км – 115 км со средней скоростью 1452 м/с; 115 км – 150 км со средней скоростью 1562 м/с; 150 км – 194 км со средней скоростью 1455 м/с. Далее, используем выражение для расчета эффективной скорости звука:

$$C_{эф} = \frac{\sum_{i=1}^n C_i \cdot R_i}{D},$$

$$D = \sum_{i=1}^n R_i,$$

где: C_i - скорость звука на i -ом участке трассы; R_i - длина i -го участка трассы с постоянной скоростью.

Таким образом, анализ зависимостей поверхностной температуры от расстояния, полученный с космических снимков позволяет с большой точностью определить размеры температурных неоднородностей на трассе и учесть их вклад в среднюю скорость пропорционально размерам. В таблице в столбце №6 приведены скорректированные значения скоростей для всех точек приема, умножение которых на измеренные времена приходов импульсов позволяет более точно рассчитать расстояния и существенно снизить ошибки (столбец №8).

Но, попытка проведения расчетов импульсных характеристик с использованием хорошо зарекомендовавшей себя в наших предыдущих подобных работах программы RAY, показала наличие существенной зоны тени на горизонте приема при включении в расчетный блок измеренных вертикальных распределений скорости звука (ВРСЗ) в точках приема, что расходится с данными эксперимента. Этот факт можно объяснить результатами анализа гидрологической

обстановки в районе исследований (рис. 3.10 слева) и ИК-снимка изображения поверхностной температуры, полученного со спутника NOAA-18 (рис. 3.10 справа). Наличие неоднородности ВРСЗ в точке 4 приводит к искривлению лучевых траекторий и появлению зоны тени на горизонте приема. Так как в эксперименте зафиксирована сплошная зона освещенности во всех точках в течение длительных промежутков времени измерений, то можно предположить, что в данном случае, при незначительном отрицательном градиенте ВРСЗ ($0,023 \text{ c}^{-1}$), низкочастотные сигналы, вышедшие из шельфа под углами, близким к нулевым, распространяются и далее практически прямолинейно

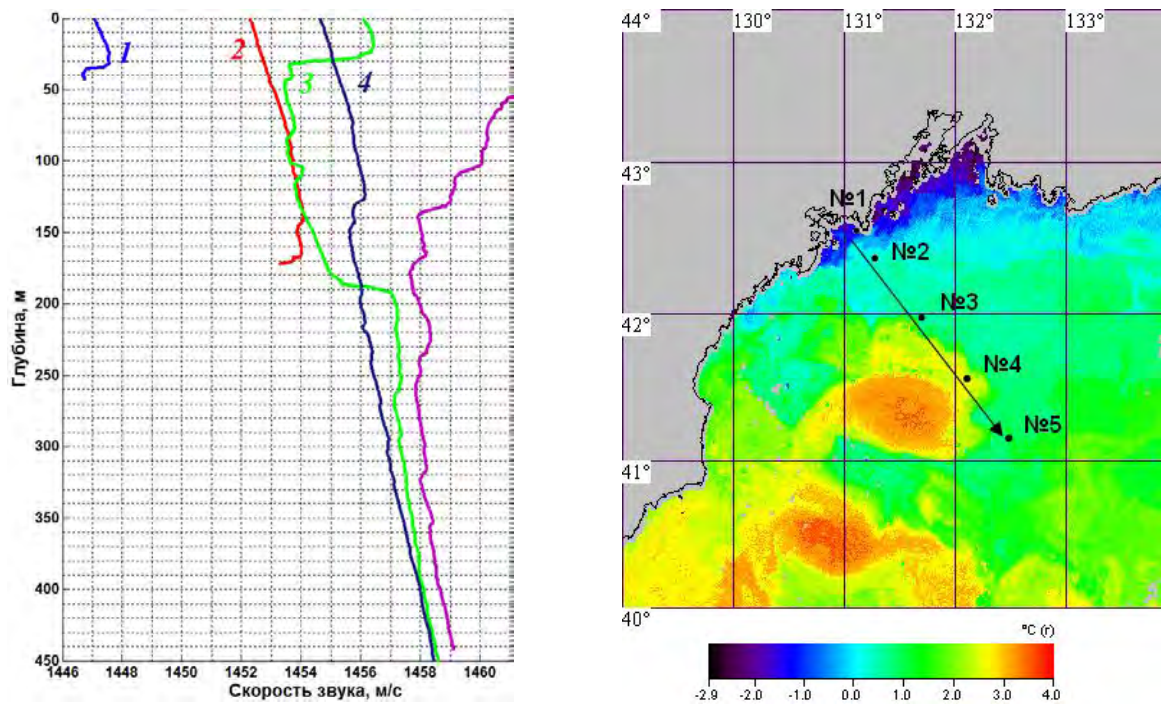


Рисунок 3.10 – Гидрологическая обстановка на акватории:

(слева) Вертикальные профили температуры вблизи излучателя и в точках приема (расстояние от источника: 1 – 1 км, 2 – 26 км, 3 – 82 км, 4 – 139 км, 5 – 192 км);

(справа) ИК снимок поверхностной температуры.

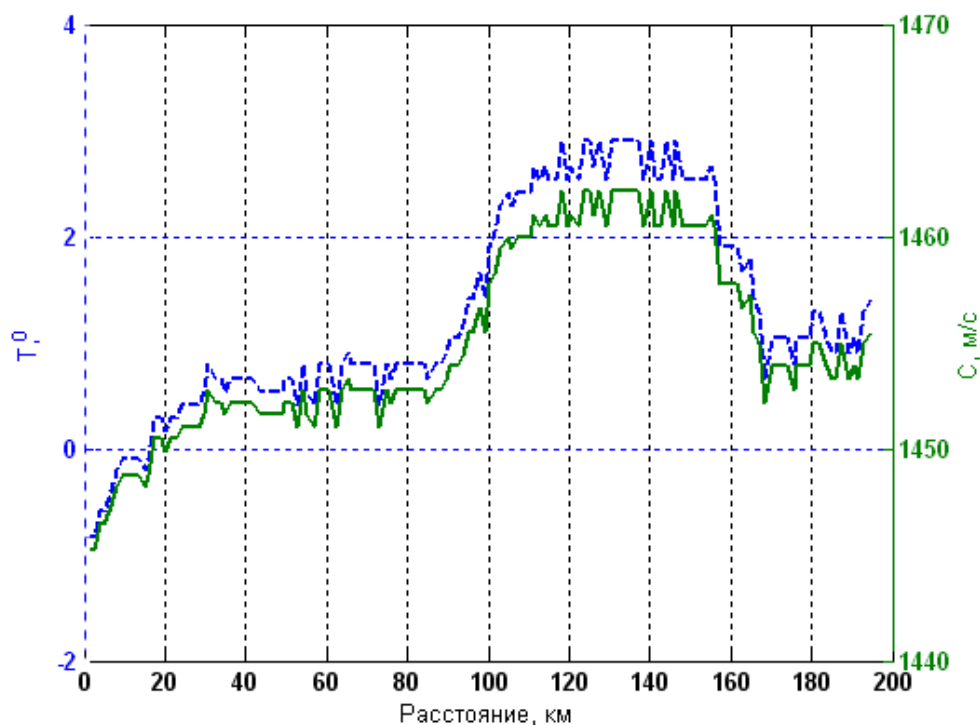


Рисунок 3.11 – Зависимость поверхностной температуры ($T, ^\circ\text{C}$) и скорости звука ($C, \text{м/с}$) от расстояния на акустической трассе по спутниковым данным

Это подтверждают результаты расчета импульсного отклика данного волновода с использованием программы RAY, в которых вертикальные профили скорости звука были модифицированы из физических соображений (рис 3.12а). Т.е. в точках 3 и 4 отрицательные градиенты скорости звука были заменены на положительные. Это позволило обеспечить в расчетах сплошную зону освещенности в приповерхностном канале, зафиксированную в эксперименте. При этом была сохранена основная информация о меняющейся температуре (скорости звука) на различных участках трассы, важная для определения эффективной скорости звука, которая используется при расчете расстояний между корреспондирующими точками. На рисунке 3.12г приведен результат расчета импульсной характеристики волновода на расстоянии 194 км с учетом модифицированных ВРСЗ и зависимости изменения скорости звука на трассе от расстояния, приведенной на рис. 3.11. Анализ показывает, что результаты расчета импульсной характеристики довольно точно совпадают с экспериментом. Это свидетельствует о возможности включения в расчетный блок измерения расстояний на АНПА зависимостей скоростей звука на трассе распространения, полученных по космическим данным поверхностной температуры при допущении положительных градиентов изменения скорости звука в точках приема.

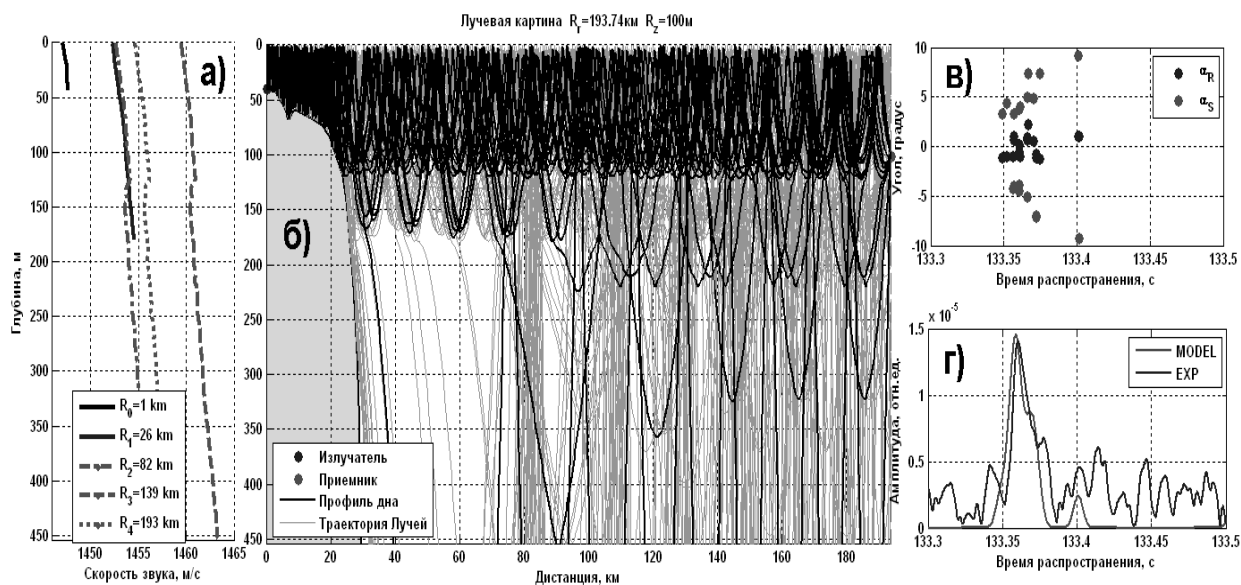


Рисунок 3.12 – а) Модифицированные вертикальные профили скорости звука вблизи излучателя и в точках приема;
 б) рельеф дна и пример лучевой картины для данной акустической трассы;
 в) угловая структура поля в точке приема; г) импульсная характеристика поля в точке приема.

3.5 Разработка облика систем звукоподводной связи и навигации

В основу разработки облика систем звукоподводной связи и навигации был положен мобильный навигационный комплекс (Мобильный измерительный комплекс для исследований в области акустической навигации удаленных подводных аппаратов. В. В. Безответных, А. В. Буренин, Е.А. Войтенко, Ю. Н. Моргунов, А. А. Тагильцев. Приборы и техника эксперимента. - 2011. - № 6, с. 89–94), в котором в качестве источника навигационных сигналов используется автономная излучающая система, в качестве приемника – имитатор автономного подводного аппарата на базе радиогидроакустического бую, Кроме того, в состав комплекса входит центр анализа навигационных сигналов, находящийся на берегу или на плавсредстве, где обеспечивается прием и обработка поступающих данных с вычислением географических координат и отображением траектории движения имитатора на акватории. При небольших скоростях движения имитатора подводного аппарата (режим дрейфа) в качестве навигационных использовались сложные фазоманипулированные сигналы типа М-последовательностей. В автономной излучающей системе комплекса программно генерировался сигнальный фрейм, который поступал на усилитель мощности под управлением логического устройства, функции которого

синхронизированы с другими устройствами навигационного комплекса импульсами системы единого времени. Основным модулем, определяющим логику работы автономной излучающей системы, являлась плата на основе FPGA Cyclone II фирмы Altera. В качестве излучателя использовался пьезокерамический свободнозаполненный кольцевой преобразователь с частотой резонанса 2500 Гц.

Недостатком комплекса является незначительная дальность действия ввиду его предназначения, и связанных с этим ограничений: недостаточно низкой несущей частотой излучающей системы, невысокой дальностью уверенного приема радиосигнала от имитатора подводного аппарата (в пределах 10–15 км).

Увеличить дальность действия систем навигации и связи (СНС) возможно за счет использования сигналов низкочастотного диапазона, работы приемного модуля платформы в пассивном режиме и технической реализации эффективных способов выделения полезного сигнала на фоне помех. Кроме того, устройство СНС должно обладать функциональными характеристиками, допускающими его эксплуатацию в наиболее оптимальных условиях.

Перечисленным условиям отвечает разработанное в рамках НИР устройство СНС, которое функционирует по заданной программе с использованием системы единого времени для источников и приемника навигационного сигнала, причем реализация пассивного режима работы приемных модулей обеспечивает их энергоэкономичность, многоадресность СНС, и допускает использование на подводных платформах малогабаритных гидроакустических приемных антенн или гидрофонов.

Как было показано выше, взаимодействие гидроакустических и гидрофизических полей в слоистой водной среде при сложном рельефе дна может приводить к возникновению теоретически непредсказуемых особенностей и эффектов при формировании пространственно-временной структуры акустических полей. Данная проблема требует в важных для практики случаях проведения специальных экспериментов, направленных на выявление таких особенностей, которые могут повлиять на эффективность функционирования гидроакустических комплексов и систем на подводных объектах. Использование эффекта «оползня» и ПЗК для повышения дальности действия разработанного облика систем звукоподводной связи и навигации предусмотрено при его эксплуатации и предполагает размещение источников навигационных сигналов в придонной области, где температура среды и скорость звука минимальны, и возможен переход акустической энергии от источника энергии в придонном слое по склону на горизонт ПЗК, вблизи оси которого предпочтительно находиться антенне приемного модуля подводной платформы при определении собственных координат. В состав приемного модуля подводной платформы включен измеритель скорости звука, который необходим для выявления оси ПЗК. Сведения о положении оси ПЗК могут быть в результате получены с помощью измерителя

скорости звука во время нахождения подводной платформы в районе позиционирования. В случае невозможности размещения измерителя скорости звука на платформе, сведения о положении оси ПЗК заносятся в память бортового вычислительного оборудования заранее из базы гидрологических данных. С целью достижения максимальной дальности действия СНС акустическая антенна (гидрофон) приемного модуля платформы должен при позиционировании находиться вблизи оси ПЗК. На рис. 3.13 представлена общая схема размещения элементов СНС на акватории.

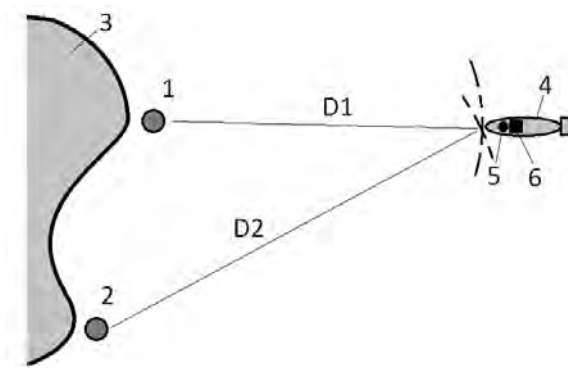


Рисунок 3.13 – Общая схема размещения элементов СНС: 1, 2 – источники навигационных сигналов, 3 – участок побережья, 4 – подводная платформа, 5 – акустическая приемная антенна (гидрофон), 6 – приемный модуль, D1 и D2 – измеряемые дистанции.

В соответствии с выбранным способом навигации, источники навигационных сигналов размещаются вблизи побережья на глубинах шельфа, предпочтительно на участках его пологого склона. Источники сигналов могут функционировать в рабочем режиме по заданной программе или непрерывно в режиме гидроакустических маяков. Координаты источников и программа (расписание) их работы вводятся в память вычислительного устройства подводной платформы на этапе ее подготовки к выполнению работ на акватории. Собственные координаты подводной платформы определяются бортовым вычислительным устройством при поступлении на гидрофон навигационных сигналов с учетом определения не менее двух дистанций до источников навигационных сигналов. Неоднозначность, возникающая при определении подводной платформой собственных координат относительно двух источников сигнала, устраняется условием размещения источников у береговой черты и нахождением подводной платформы мористее положения источников сигнала.

Сущность и состав устройства предлагаемого облика СНС поясняется структурной схемой, приведенной на рис. 3.14.

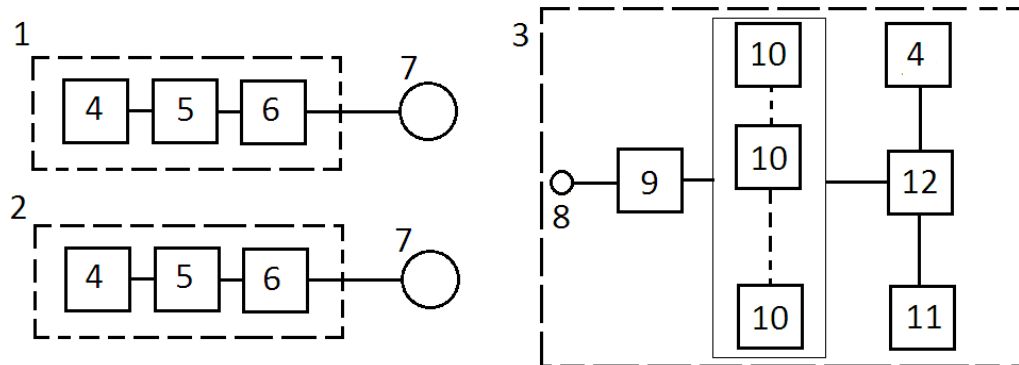


Рисунок 3.14 – Структурная схема навигационной системы.

СНС включает: не менее двух гидроакустических источников навигационных сигналов 1 и 2, а также приемный модуль 3, находящийся на подводной платформе. Каждый из источников навигационных сигналов включает блок генерации сигналов 5 с системой единого времени 4 для синхронизации работы блока генерации и приемного модуля, усилитель мощности 6 и низкочастотный гидроакустический широкополосный излучатель 7. Приемный модуль включает гидрофон 8 с полосовым усилителем 9, блок корреляционной обработки навигационных сигналов 10, систему единого времени 4, измеритель скорости звука 11 и блок вычисления координат 12. Каждый из источников навигационных сигналов излучает свой программно сформированный и ортогональный другим сложный сигнал (например, модулированный M-последовательностью максимальной длины), что позволяет распознать в процессе корреляционной обработки работающий источник по его уникальному сигналу. Маски (электронные копии) сигналов и координаты источников предварительно загружаются в память блока вычисления координат. Блок корреляционной обработки навигационных сигналов имеет число корреляторов, соответствующее числу источников сигналов. Полученные в результате корреляционной обработки времена прохождения дистанций между источниками и гидрофоном приемного модуля, а также имеющиеся в памяти координаты источников, используются для расчета собственных координат подводной платформы.

Экспериментальный образец СНС технически реализован, собран и используется по назначению в натуральных условиях, при его тестировании получена дальность действия до 400 км. Описание элементов СНС представлено ниже.

Источник навигационных и связных сигналов включает блок генерации сигналов с системой единого времени, усилитель мощности и гидроакустический широкополосный излучатель. Генерация сложных акустических сигналов производится путем воспроизведения заранее подготовленного и записанного на SD-карту файла, содержащего специальный кодированный сигнал в виде синхронизирующей M-последовательности, назначением которой является определение времени распространения сигнала от источника к приемнику для

последующего расчета дистанции. На рисунке 3.15 изображена структурная схема блока генерации сигналов.

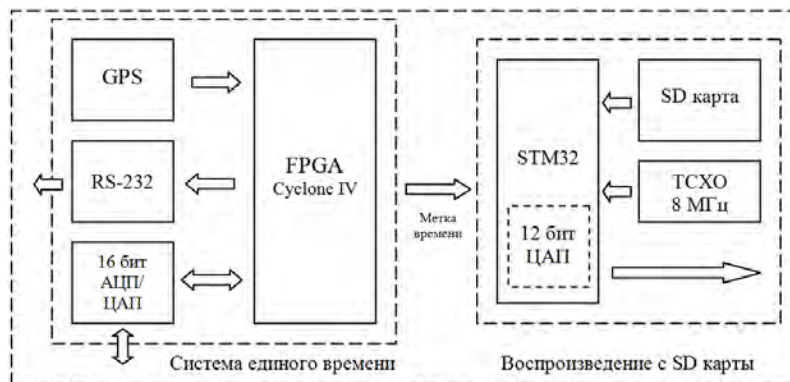


Рисунок 3.15 – Структурная схема блока генерации сигналов. АЦП/ЦАП – аудио кодек 16 разрядов WM8731; STM32 – микроконтроллер STM32F103ZE, FPGA – ПЛИС семейства Cyclone IV EP4CE22F17C6, TCXO – термокомпенсированный кварцевый резонатор, GPS – GPS OEM модуль ET-332.

Схема состоит из двух основных узлов: системы единого времени (СЕВ) и платы воспроизведения с SD карты (ПВ). Функциональное назначение СЕВ состоит в определении момента старта (метки времени) генерации акустических сигналов, синхронизированного с атомными часами GPS-спутников с точностью 10^{-6} сек. При поступлении метки времени на ПВ, файл, находящийся на SD карте, воспроизводится. Процесс повторяется при обнаружении следующей метки. СЕВ выполнена на основе ПЛИС семейства Cyclone IV. В ее основные функции входит: первоначальная конфигурация GPS-приемника, счет времени, синхронизация от GPS, формирование меток времени. Дополнительно СЕВ оснащена преобразователем интерфейса RS-232 для дублирования NMEA протокола от GPS модуля и аудиокодеком для генерации меток времени различной формы при использовании их в системе регистрации акустических сигналов.

Аналоговый сигнал с выхода блока генерации поступает на усилитель мощности. В качестве усилителя мощности используются сменные аудиоусилители, например типа PHONIC XP5000 мощностью 5 кВт. К усилителю мощности через кабельную линию и элементы электрического согласования импедансов подключается гидроакустический излучатель.

Гидроакустический широкополосный излучатель представляет собой цилиндрический пьезокерамический свободнозаполненный преобразователь с пассивными элементами в виде кольцевых экранов, расположенных оппозитно по торцам преобразователя и служащих для снижения эффекта акустического замыкания на рабочих частотах. Излучатель может быть установлен на опоре вблизи побережья с борта судна на грунт или в придонную область, с

дальнейшей работой в стационарном положении. Для расширения полосы рабочих частот размеры и конструкция экранов рассчитываются таким образом, чтобы резонанс внутреннего объема корректировал частотную характеристику ниже механического резонанса пьезокольца. Существуют иные способы достижения необходимой полосы рабочих частот, однако, основным требованием к излучателю остается неискаженное преобразование формируемого блоком генерации сложного сигнала в акустический, предпочтительно на несущих частотах диапазона 400 – 800 Гц.

На подводной платформе размещается приемный модуль, включающий гидрофон с полосовым усилителем, блок корреляционной обработки навигационных сигналов, блок системы единого времени, блок измерения скорости звука, конструктивно совмещенный с гидрофоном или акустической антенной, и блок вычисления координат. В качестве гидрофона могут использоваться пьезокерамические элементы в виде сферы, цилиндра, или пластинчатые биморфные преобразователи, волновые размеры и конструктивное оформление которых обеспечивает ненаправленный прием сигналов. Измерение скорости звука выполняется в процессе вертикального перемещения подводной платформы или ее акустической антенны. Результаты измерений поступают в вычислительное устройство блока вычисления координат и бортовое вычислительное устройство подводной платформы, где используются для управления выходом платформы или акустической антенны на горизонт минимума скорости звука (ось ПЗК) для приема навигационных сигналов в оптимальных условиях.

В устройстве блока корреляционной обработки сигналов технически реализован алгоритм корреляционного детектирования сложных фазоманипулированных сигналов типа М-последовательностей, который имеет широкое применение в задачах акустической томографии, навигации и связи, а именно в тех случаях, когда решаются задачи обнаружения, определения амплитуд и времен отдельных приходов акустической энергии, распространяющейся по сложным траекториям от акустического источника на большие дистанции. Блок-схема алгоритма детектирования изображена на рисунке 3.16. На вход подается принятый от гидрофона и преобразованный в цифровую форму сигнал, на выходе устройства формируется сигнал результата корреляционной обработки, выделяются максимумы, регистрируются их амплитуды и время обнаружения.

Функция взаимной корреляции для двух сигналов имеет вид:

$$B(\tau) = \lim_{T \rightarrow \infty} \frac{1}{T} \int_0^T s_{in}(t) s_{mask}(t - \tau) dt$$

здесь s_{mask} - эталонный сигнал (маска), s_{in} - принятый сигнал.

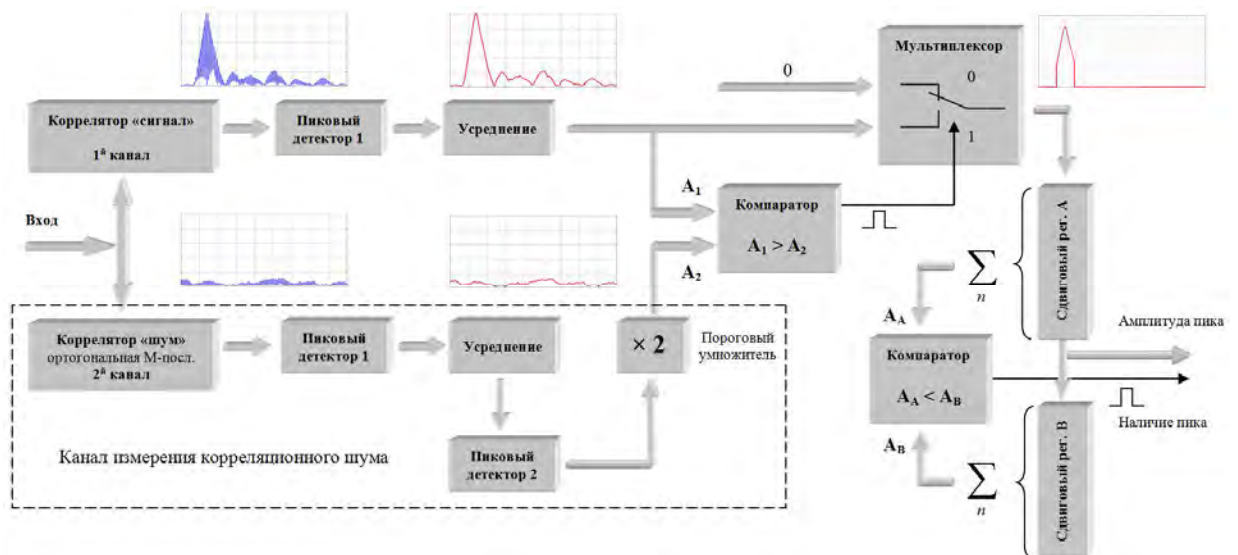


Рисунок 3.16 – Блок-схема алгоритма детектирования приходов акустической энергии (A_1 – амплитуда в сигнальном канале, A_2 – амплитуда в шумовом канале, A_A – среднееарифметическое значение регистра A , A_B – среднееарифметическое значение регистра B).

При дискретном сдвиге во времени, который происходит при дискретизации сигнала, выражение для функции корреляции имеет вид:

$$B(k) = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N s_{in}(t_i) s_{mask}(t_i - k),$$

Функция взаимной корреляции для двух сигналов имеет вид:

$$B(\tau) = \lim_{T \rightarrow \infty} \frac{1}{T} \int_0^T s_{in}(t) s_{mask}(t - \tau) dt,$$

здесь s_{mask} - эталонный сигнал (маска), s_{in} - принятый сигнал.

При дискретном сдвиге во времени, который происходит при дискретизации сигнала, выражение для функции корреляции имеет вид:

$$B(k) = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N s_{in}(t_i) s_{mask}(t_i - k),$$

где s_{mask} - значение эталонного сигнала (маски) в дискретные моменты времени t_i , s_{in} - принятый сигнал в t_i , k - дискретные значения τ .

Таким образом, вычисление корреляции сводится к фиксированию сигналов $s_{in}(t_i)$ и $s_{mask}(t_i)$, которые далее перемножаются и суммируются за время $N \frac{1}{f_d}$, где f_d - частота дискретизации, N - количество отсчетов реализации сигнала.

Один из способов реализации данного алгоритма заключается в применении регистра сдвига. Принятый сигнал последовательно сдвигается во входном регистре, и перемножается с записанным образцом (маской). Длина регистров одинакова и равна N . Сдвиг всех значений входного регистра на одну ячейку осуществляется каждый такт f_d . Для экономии внутренних ресурсов микросхемы регистр сдвига организован как адресуемая память с двумя независимыми портами записи и чтения. В связи с этим, вместо сдвига производится перезапись входного значения в освободившуюся ячейку памяти. При этом нарушается совпадение номеров ячеек регистров маски и входа для перемножения. Соответствие адресов перемножаемых ячеек памяти, вычисляется выражением:

$$N_{in}^{mult} = N_{mask}^{mult} + N_{in} + 1,$$

где: N_{in}^{mult} - номер перемножаемой ячейки входного регистра, N_{mask}^{mult} - номер перемножаемой ячейки регистра маски, N_{in} - номер перезаписанной ячейки входного регистра. Номера N_{mask}^{mult} и N_{in} служат результаты работы счетчиков до значения N с последующим сбросом.

Выделение корреляционных пиков, связанных с появлением навигационного сигнала на фоне шумов, требует введения в алгоритм обработки порогового значения шумовой составляющей. Сложность определения числового значения порога состоит в заранее неизвестных уровнях корреляционных максимумов и боковых лепестков корреляционной функции. Известно лишь максимально возможное отношение этих уровней, определяемое числом L символов в последовательности. Для применяемой в алгоритме аperiodической функции корреляции эта величина составляет $1/\sqrt{L}$. Влияние мультипликативных и аддитивных помех на распространение сигналов в гидроакустическом волноводе приводит к искажению структуры сигнала, и, как следствие, к уменьшению уровня информационных пиков корреляционной функции по отношению к уровню боковых лепестков на неопределенную величину, что усложняет их идентификацию. Для определения значения порога используется уровень корреляционной функции в идентичном по структуре ортогональном канале, прошедший через пиковый детектор (пиковый детектор 2 на рис. 3.16) и умноженный на весовой коэффициент (на рис. 3.16 выделено

пунктирной линией). Пиковый детектор 2 работает по длине $N/2$. Пара последовательностей в каналах подбирается с таким условием, чтобы функция взаимной корреляции между ними не превышала величину $\sqrt{L}/1.5$.

Вычисление огибающей функции осуществляется последовательным пиковым детектированием (пиковый детектор 1 на рис. 3.16) и усреднением по длине символа скользящим окном Бартлетта, которое реализовано с помощью двух последовательных среднеарифметических прямоугольных окон. Данный подход существенно экономит вычислительные ресурсы по сравнению с применением преобразования Гильберта. Числовое значение порога, выше которого принимается решение о наличии корреляционного пика, определяется как удвоенное значение уровня корреляции в ортогональном канале (канал «шум» на рис. 3.16). Все значения, меньшие порога, обнуляются. Таким образом, осуществляется фильтрация корреляционных максимумов на фоне помех (компаратор, мультиплексор на рис. 3.16).

Для определения времени и амплитуды пиков, необходимо зафиксировать моменты смены знака производной функции корреляции (перегиб функции). Данная процедура выполняется с использованием двух последовательных скользящих среднеарифметических прямоугольных окон (на рис. 3.16 – сдвиговые регистры *A*, *B*) длиной половину символа, разнесенных на один отсчет частоты дискретизации. На рис. 3.17 обозначено: первое окно - *A*, а следующее за ним - *B*. Фиксирование времен (*t1*, *t2*, *t3*, *t4* на рис. 3.17) и амплитуд максимумов происходит в моменты перехода из состояния $A \geq B$ в состояние $A < B$ (рис. 3.17б).

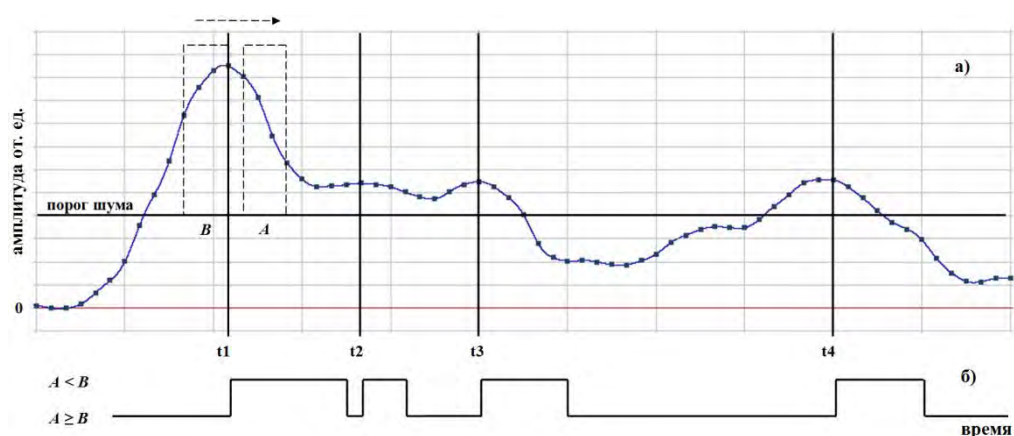


Рисунок 3.17 – Пример выделения пиков корреляции: а) функция корреляции, б) выход компаратора

Предложенный алгоритм достаточно просто адаптируется к различным типам сигналов и их корреляционным свойствам (уровни автокорреляции, взаимной корреляции, ширина пиков). Ограничения могут быть связаны с внутренним объемом памяти и быстродействием ПЛИС. Полученные в результате обработки отсчеты времени поступают в блок вычисления координат, где под управлением установленной программы выполняется расчет дистанций и собственных текущих координат подводной платформы. Источники сигналов СНС могут иметь автономное исполнение, а ее приемные модули компактны, неэнергоемки, и могут быть установлены практически на любой тип подводной платформы.

Выводы по разделу 3

Приведенные результаты экспериментальной апробации в Японском море разработанной в рамках НИР имитационной модели распространения низкочастотных импульсных сигналов навигации и связи и упрощенной модели расчета эффективной скорости звука на трассах с температурными неоднородностями показали их эффективность для применения в технологиях высокоточной подводной навигации и связи большой дальности.

Увеличение дальности действия систем навигации и связи достигнуто за счет использования сигналов низкочастотного диапазона, работы приемного модуля в пассивном режиме и технической реализации эффективных способов выделения полезного сигнала на фоне помех.

Результаты теоретических и экспериментальных исследований, решенные при выполнении НИР технические и технологические задачи создают перспективы оснащения морских районов средствами навигации и связи практически любого типа подводных платформ, что обеспечит выполнение ими работ с удалением на сотни километров от побережья.

Список использованных источников

- 1 Акуличев В.А., Ю.Н. Моргунов, Буренин А.В., Стробыкин Д.С. Особенности распространения низкочастотных псевдослучайных сигналов из прибрежной зоны в глубокое море в условиях слабого отрицательного градиента скорости звука на шельфе // ДАН. 2015. Т. 462. № 4. с. 475–478.

- 2 Моргунов Ю.Н., Буренин А.В. и др. Дистанционные методы, технические средства и алгоритмы в прикладных задачах исследования природных сред // Горный информационно-аналитический бюллетень. 2015, №2. с.409-410.)
- 3 Способ оценки доплеровского смещения несущей частоты сигнала. Буренин А.В. П. № 2565237. решение о выдаче от 23.09.2015.
- 4 Патент РФ 2469346. Способ позиционирования подводных объектов / Моргунов Ю. Н., Тагильцев А.А., Безответных В.В., Буренин А.В., Голов А.А. Заявл. 11.07.2011. Опубл. 10.12.2012. Бюл. №34.
- 5 Моргунов Ю.Н., Безответных В.В., Бородин А.Е., Буренин А.В., Войтенко Е.А. Исследование особенностей функционирования региональной системы подводного навигационного обеспечения в различных гидрологических условиях // Фундаментальная и прикладная гидрофизика, 2016. Т. 9, № 3, с. 1-7.
- 6 Безответных В.В., Буренин А.В., Моргунов Ю.Н., Половинка Ю.А. Экспериментальные исследования особенностей распространения импульсных сигналов из шельфа в глубокое море // Акуст. журн. 2009. Т. 55, № 3, С. 374–380.
- 7 Акуличев В.А., Безответных В.В., Каменев С.И., Кузьмин Е.В., Моргунов Ю.Н., Нужденко А.В. Акустическая томография динамических процессов в шельфовой зоне моря с использованием сложных сигналов // Акуст. ж. 2002. Т. 48, № 1. С. 5 – 11.
- 8 Bowlin J.B., Spiesberger J.L., Duda T.F., Freitag L.E. Ocean acoustical ray-tracing software RAY, Woods Hole Oceanographic Technical Report, WHOI-93-10, 1993.

Опубликованные в 2016 г. работы по теме

- 1 Моргунов Ю.Н., Безответных В.В., Буренин А.В., Войтенко Е.А. Исследование влияния гидрологических условий на распространение псевдослучайных сигналов из шельфа в глубокое море // Акуст. журн. 2016, Т. 62, № 3, с. 341–347.
- 2 Ю.Н. Моргунов Ю.Н., Безответных В.В., Бородин А.Е., Буренин А.В., Войтенко Е.А. Исследование особенностей функционирования региональной системы подводного навигационного обеспечения в различных гидрологических условиях // Фундаментальная и прикладная гидрофизика, 2016. Т. 9, № 3, с. 80-86.
- 3 Akulichhev V.A., Solovyov A.A., Bugaeva L.K., Morgunov Y.N. Influence of frontal zones on sound propagation in the Northwest Pacific and Indian Ocean // Proceedings of Meetings on Acoustics, 2016, Vol.24, pp. 1-10.

- 4 Николаев Е.А., Голов А.А. Мобильный гидроакустический навигационный комплекс. Вестник науки и образования Северо-Запада России. 2015, Т1, №1. С. 239-243.
- 5 Способ измерения структуры импульсной функции отклика во времени в неоднородной среде: Пат. 2577561 С1 / Ю.А. Половинка – 2015101859, заявл. 15.01.2015, опубл. 20.03.2016, Бюл. 8.

4 Развитие акустических методов диагностики сложных систем

4.1 Анализ подводных шумов спокойного дыхания водолаза в интересах обнаружения, определения местоположения и оценки состояния

Проблема контроля легководолаза при учебных и рабочих погружениях остается актуальной во многих практических приложениях. Для этого в основном применяются методы активной акустической локации [1]. Тем не менее, по многим практическим критериям особое значение имеют пассивные акустические методы [2, 3]. Для анализа применимости для контроля легководолаза его собственных низкочастотных шумов дыхания в условиях акватории б. Патрокл залива Петра Великого проведен натурный эксперимент (рис. 4.1).



а)



б)



в)



г)

а) пирс с установленным оборудованием, б) регистрирующая аппаратура, в) водолаз в процессе выполнения задачи, г) гидрофоны антенной системы, поднятые на пирс.

Рисунок 4.1 – Фотографии натурного эксперимента

Глубина места в районе проведения работ составляла 4 м, грунт — песок. Во время проведения экспериментов наблюдались гидроакустические помехи со сплошным спектром и дискретными составляющими от стоящих на якорях и проходящих на удалении 3 мили и более судов, а также интенсивные импульсные помехи в виде щелчков, создаваемые морскими ракообразными.

Шумы регистрировались с помощью приемной системы, состоящей из 9 лежащих на дне вдоль прямой линии ненаправленных гидрофонов, расстояния между которыми составляли 1 м. Сигналы выходов гидрофонных усилителей (коэффициент усиления 100, входное сопротивление 5 МОм) после дискретизации 16 разрядным АЦП с частотой дискретизации 10 кГц на 16-канальном самописце PoweLab (ADInstruments), а 2 канала параллельно - на внешней 2-канальной звуковой карте Creative Lab M0404 с частотой дискретизации 8 кГц. Полученные записи были обработаны с помощью программно реализованного энергетического приемника (фильтр-детектор-интегратор): отфильтрованы в полосе частот, а затем выполнено квадратичное детектирование с накоплением. Водолазы были экипированы в «мокрые» гидрокостюмы и использовали дыхательные аппараты различных типов.

В ходе одного из экспериментов была выполнена запись шумов водолаза с аквалангом АВМ-5, когда водолаз удалялся от установленного на дне гидрофона на дистанцию до 100 м со средней скоростью 0,5 м/с (рис. 4.2).

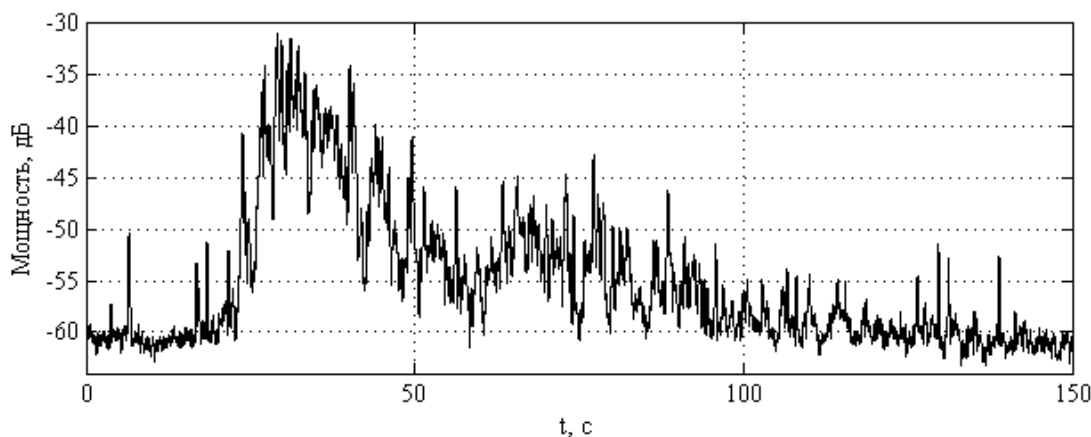


Рисунок 4.2 – Осциллограмма шумов водолаза-аквалангиста на выходе энергетического приемника в процессе его удаления от гидрофона (полоса частот 200 – 500 Гц, время накопления 0,25 с)

На рис. 4.3 приведен график оценки усредненной спектральной плотности мощности огибающей шумов (рис. 4.2) для интервала 30 – 130 с при разрешении по частоте 0,0224 Гц. Усреднено 17 спектров, сдвинутых последовательно на 512 выборок. На рис. 4.3 обнаруживаются два спектральных пика, соответствующие частотам 0,36 Гц и 0,54 Гц. Их можно рассматривать как

раздвоение единого спектрального максимума, соответствующего частоте дыхания. Это раздвоение спектрального пика (рис. 4.3) предположительно связано с изменением частоты дыхания водолаза вследствие физической нагрузки, вызванной движением на ластах. Регистрируемые в этом случае сигналы, судя по звукам, воспринимавшимся на слух, соответствуют выдохам водолаза-аквалангиста и, вероятно, связаны с выбросом аквалангом пузырьков воздуха.

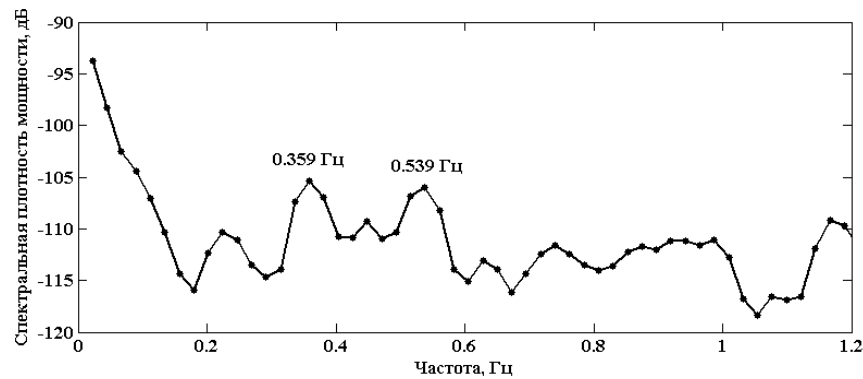
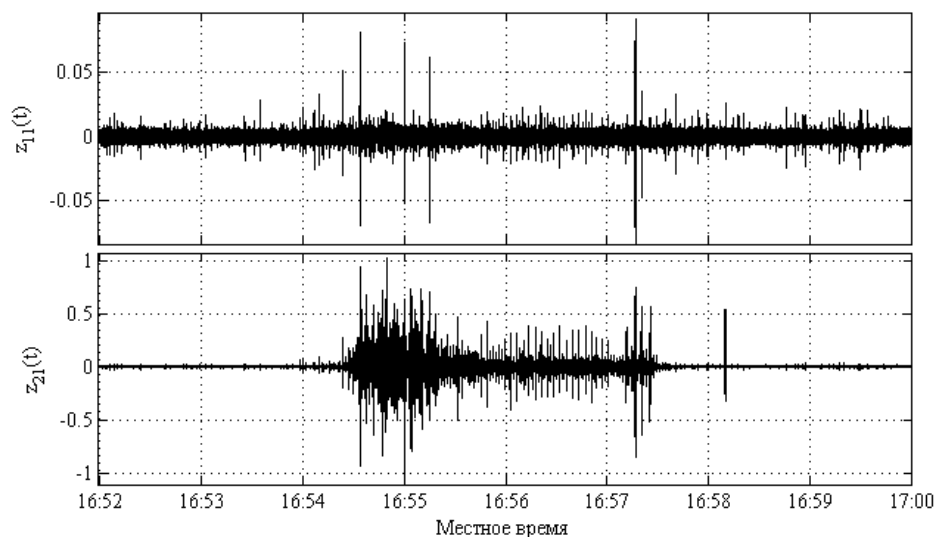


Рисунок 4.3 – Спектральная плотность мощности огибающей шумов водолаза-аквалангиста (рис. 4.2, на интервале времени 30 – 130 с)

В другом эксперименте выполнена запись шумов водолаза, оснащенного дыхательным аппаратом замкнутого цикла F.R.O.G.S. (Aqua Lung). Были записаны воспринимаемые гидрофонами сигналы, когда водолаз подплывает одному из них, ложится на него грудью, касаясь гидрокостюмом, лежит по возможности неподвижно в течение одной минуты, а затем уплывает.

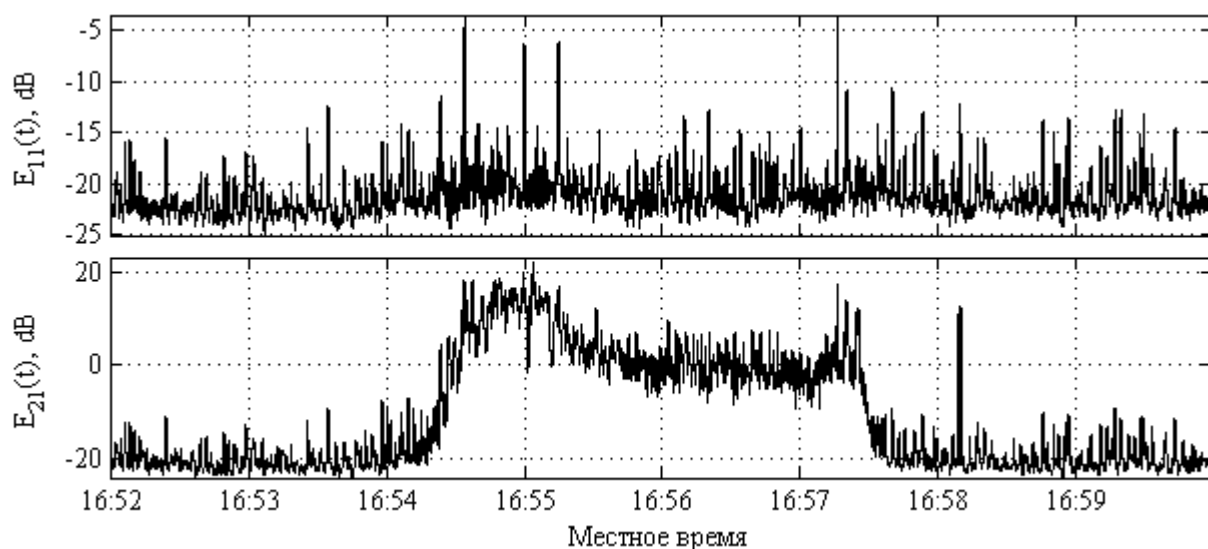
На рис. 4.4 на нижнем графике показана осциллограмма сигнала с гидрофона, на котором грудью лежал водолаз, а на верхнем графике показана осциллограмма сигнала с гидрофона, отстоящего от данного гидрофона на 3 м. Обработка трактом энергетического приемника (рис. 4.5) позволяет явно выделить квазипериодические пики шумов, соответствующие дыхательному ритму. Еще лучше дыхательный ритм виден на спектрограммах (рис. 4.6).

Чтобы ответить на вопрос о происхождении регистрируемых шумов рассмотрим рис. 4.7, на котором изображен растянутый фрагмент записи с гидрофона, расположенного вплотную к гидрокостюму водолаза (рис. 4.4).



верхний график – на удалении 3 м, нижний график – вплотную к гидрокостюму, полоса частот 30 – 300 Гц.

Рисунок 4.4 – Осциллограммы дыхательных шумов водолаза в снаряжении F.R.O.G.S.



верхний график – на удалении 3 м, нижний график – вплотную к гидрокостюму, полоса частот 30 – 300 Гц, время накопления 0,25 с.

Рисунок 4.5 – Осциллограммы шумов водолаза, экипированного дыхательным аппаратом замкнутого цикла F.R.O.G.S., на выходах энергетических приемников, подключенных к двум соседним гидрофонам

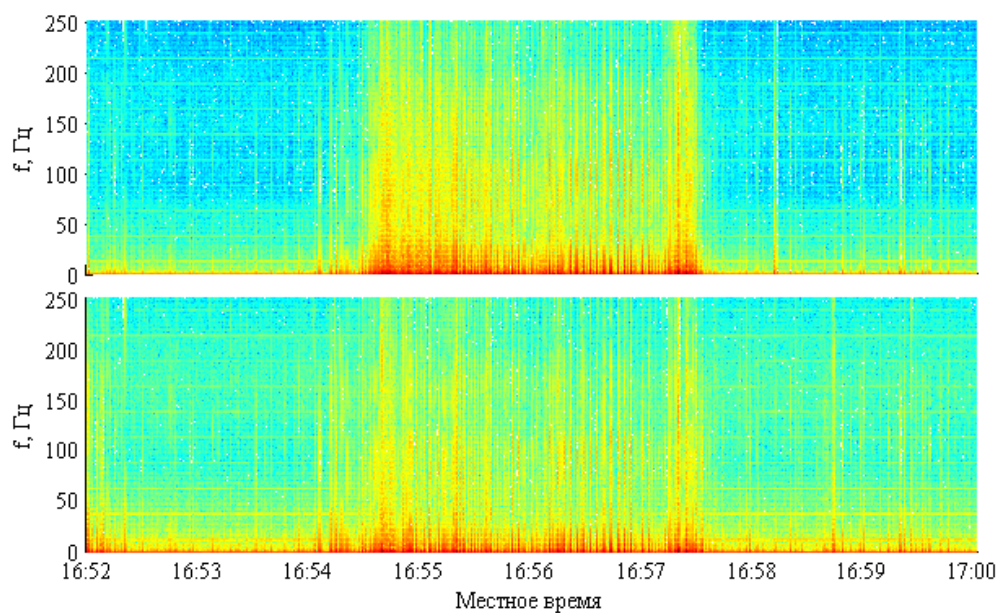


Рисунок 4.6 – Спектрограммы сигналов (рис. 4.5)

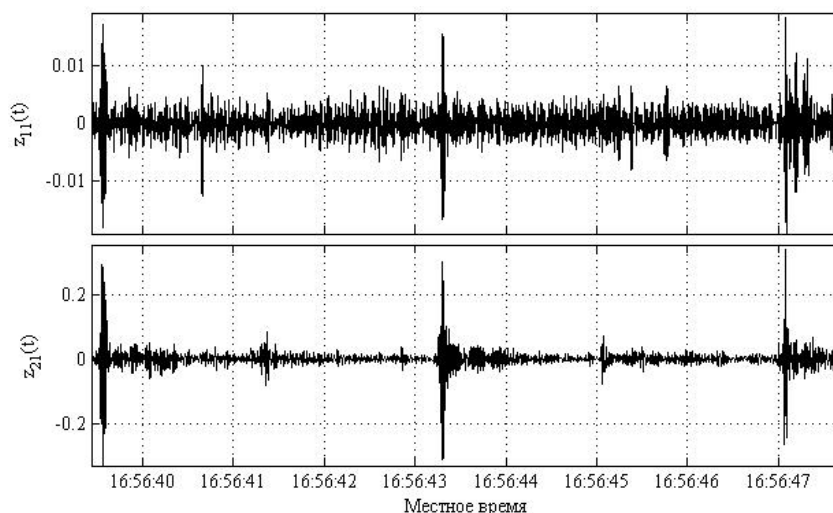


Рисунок 4.7 – Фрагменты масштабированных осциллограмм сигналов (рис. 4.4)

Сигнал на рис. 4.7 содержит 3 мощных периодически расположенных всплеска шумов, ассоциируемых с вдохом водолаза, и 2 более слабых пика, связываемых с выдохом. Оба сигнала различимы как непосредственно у гидрокостюма водолаза (рис. 4.7, нижний график), так и на удалении 3 м (рис. 4.7, верхний график). После пиков шумов вдоха на рис. 4.7 заметна серия колебательных всплесков шума. Последние позволяют связать основной источник шумов с колебаниями резиновой мембраны дыхательной камеры аппарата F.R.O.G.S., слабые хлопки которой о стенки камеры прослушиваются вблизи от аппарата и при его нахождении в воздушной среде.

Спектральное преобразование огибающей на интервале времени 16:54:30—16:57:30 (рис. 4.8) позволяет зарегистрировать спектральные пики с частотой около 0,3 Гц на гидрофонах антенной системы. При этом на большинстве гидрофонов заметны и пики удвоенной частоты, характеризующие дыхательный цикл (вдох – выдох) в целом.

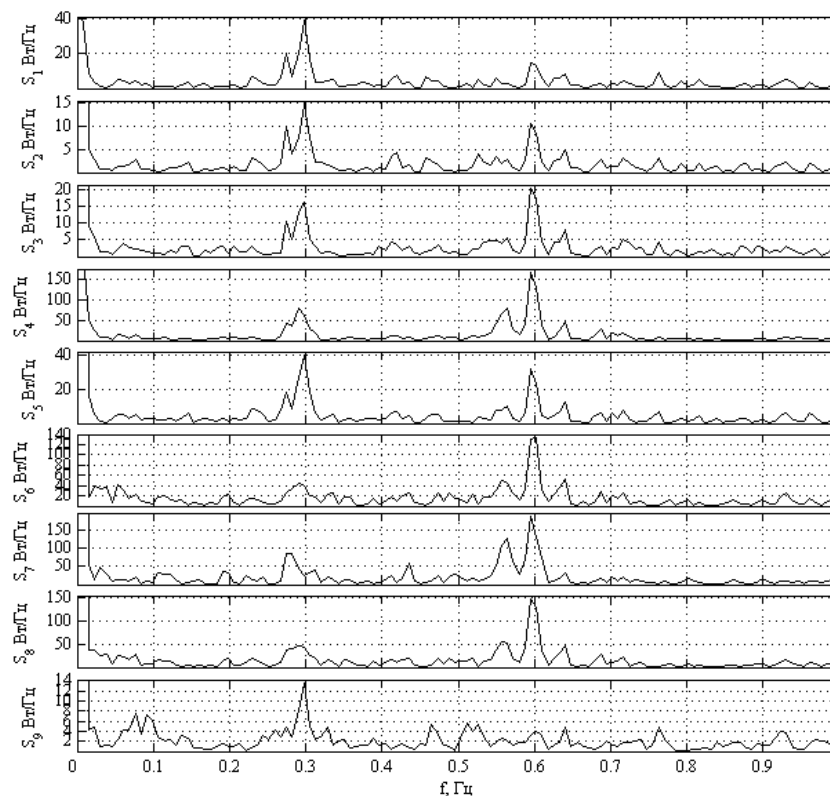


Рисунок 4.8 – Спектральная плотность мощности огибающих сигналов на выходах 9-ти гидрофонов антенной системы (масштаб по оси ординат условный)

Водолазом в снаряжении F.R.O.G.S. также совершен проход над гидрофонами при движении на ластах (рис. 4.9). Водолаз сначала приближался к гидрофонам, а затем удалялся от них со средней скоростью 0,5 м/с. Для участка огибающей (рис. 4.9, верхний график) на интервале местного времени 16:39:30 – 16:40:30 выполнено спектральное преобразование (32768 отсчетов, перекрытие 50%, разрешение 0,0122 Гц), результаты которого приведены на рис. 4.10 в сравнении с фоновым спектром. Из анализа рис. 4.10 следует, что характерные для дыхания водолаза (рис. 4.8) спектральные пики с частотами около 0,3 – 0,4 Гц и их гармоники наблюдаются с превышением над фоном от 5 до 10 дБ.

Таким образом, низкочастотные модуляции шумов, связанные с дыхательным ритмом водолаза, могут быть обнаружены не только при использовании акваланга, но и менее шумного водолазного снаряжения замкнутого цикла – ребризера F.R.O.G.S.

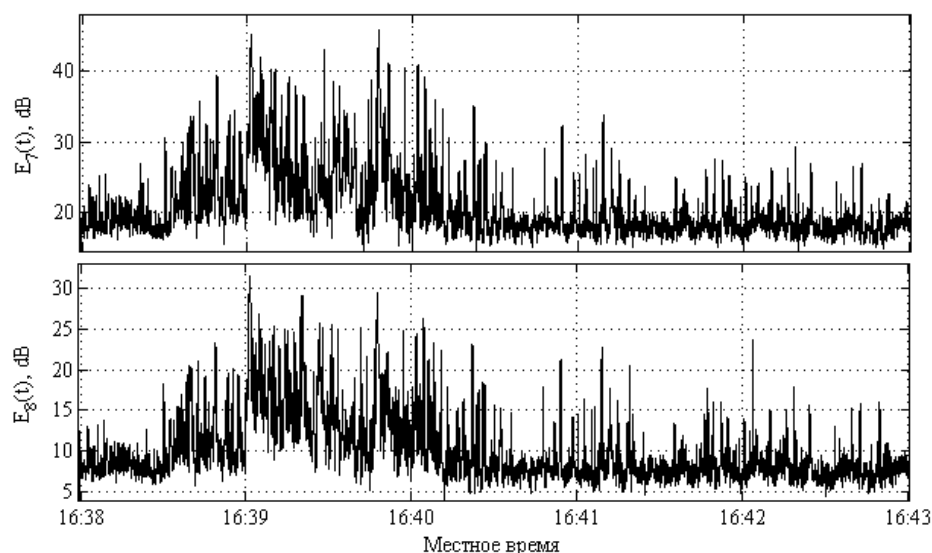
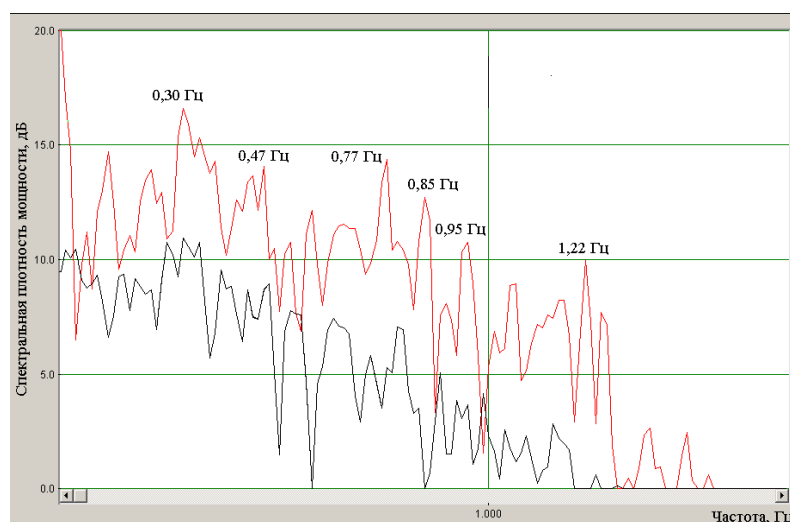


Рисунок 4.9 – Осциллограммы шумов водолаза, экипированного дыхательным аппаратом замкнутого цикла F.R.O.G.S., на выходах энергетических приемников, подключенных к двум гидрофонам (рис. 7.4) при проходе водолаза на ластах (полоса частот 30 – 300 Гц, время накопления 0,2 с)

Выделенные тем или иным способом квазипериодические составляющие дыхательных шумов легководолаза можно использовать для оценки таких физиологических параметров как средняя частота дыхания, вариабельность частоты дыхания и, возможно, соотношение продолжительностей фаз вдоха и выдоха.



красная линия – проход водолаза на ластах над гидрофоном (рис. 7.9), черная линия – фон

Рисунок 4.10 – Спектральная плотность мощности огибающей с выхода гидрофона

Эти физиологические параметры в известной мере характеризуют не только вентиляционную функцию легких, но и общее состояние водолаза. Действительно, известно, что

частота дыхания при отравлении кислородом (гипероксии) снижается, тогда как при отравлении углекислым газом и чрезмерных физических нагрузках – увеличивается [4]. Удлинение фазы выдоха по отношению к фазе вдоха является известным признаком бронхиальной обструкции, которая, в частности, может возникать и при гипербарической гипероксии у водолазов [5]. Изменение variability частоты дыхания характеризует процессы регуляции дыхательной активности и может быть ранним признаком нарушений в этой части [6]. Таким образом, оценка указанных параметров и сравнение с нормами, в том числе и предварительно определяемыми индивидуально для каждого из легководолазов, может быть использовано для контроля их состояния и принятия решения о необходимости прекращения погружения.

С другой стороны, квазипериодические характеристики шумов, связанные с дыханием водолаза, целесообразно использовать для определения задержек времени прихода на несколько разнесенных гидрофонов с помощью корреляционного анализа, как исходных сигналов, так и их огибающих. В результате, с применением методов триангуляции становится возможной оценка местоположения водолаза под водой. Для повышения помехоустойчивости вместо одиночных гидрофонов можно по аналогии с [3] использовать антенные решетки с целью дополнительной пространственной фильтрации. Знание с той или иной точностью местоположения водолаза в пределах акватории важно как для контроля выполняемой им работы, так и обеспечения его безопасности.

Поскольку низкочастотные дыхательные шумы являются неустранимой частью эмиссионного излучения легководолазов, выделение вышеописанных квазипериодических модуляций в общем фоне шумов моря может оказаться полезным и для наблюдения за акваториями в антитеррористических целях.

4.2 Анализ механизмов формирования шумов форсированного выдоха человека и оценки влияния функциональных проб на акустико-биомеханические взаимосвязи форсированного выдоха

4.2.1 Анализ механизмов формирования шумов форсированного выдоха человека

Форсированный выдох (ФВ), используемый в качестве своеобразной функциональной нагрузки при тестировании состояния дыхательной системы, сопровождается мощными шумами, имеющими при регистрации над трахеей существенный диагностический потенциал выявления бронхиальной обструкции, в том числе скрытой [7, 8].

Взаимосвязи между продолжительностью трахеальных шумов ФВ и спирометрическими

индексами исследовались нами ранее [9, 10, 7]. Было показано, что продолжительность трахеальных шумов ФВ в полосе частот 200-2000 Гц в определенной мере отражает бронхиальное сопротивление ФВ.

Целью данной работы является биомеханическая интерпретация расширенной номенклатуры акустических параметров трахеальных шумов ФВ при сравнении, не только со спирометрическими, но и с бодиплетизмографическими показателями.

Акустическое исследование проводилось на аппаратно-программном комплексе ПФТ [11] в первой половине дня, в положении испытуемых сидя, с отключенным с помощью зажима носовым дыханием. Трахеальные шумы регистрировались микрофоном со стетоскопической камерой, располагавшимся в ларинго-трахеальной области справа. Испытуемые выполняли маневр форсированного выдоха. Три попытки приемлемого качества записывались на персональный компьютер в виде звуковых файлов. Анализируются попытки с наибольшей продолжительностью трахеальных шумов ФВ T_a . Звуковые файлы обрабатывались в программе MATLAB по разработанному ранее алгоритму [12]. По полученному значению T_a определялась продолжительность трахеальных шумов ФВ в полосе частот 200 – 2000 Гц, нормированную к зависимости этого параметра от возраста в группе здоровых, в виде $T_a' = T_a / (0.78 + 0.033 \cdot A)$, где A – возраст. Дополнительно вычислялись полосовые продолжительности трахеальных шумов ФВ в 200-Гц полосах частот $t_{200-400}, \dots, t_{1800-2000}$ и полосовые энергии трахеальных шумов ФВ в 200-Гц полосах частот $A_{200-400}, \dots, A_{1800-2000}$.

Параметры механической функции легких определялись с помощью спирометрии и бодиплетизмографии на диагностическом комплексе MasterScreen Body/Diff. (VIASYS Healthcare, JAEGGER, Hoechberg, Germany) в соответствии с рекомендациями ATS/ERS 2005 [13, 14]. Исследования выполняли в положении пациента сидя, с использованием носового зажима. При спирометрии регистрировали три воспроизводимых попытки (вариабельность ФЖЕЛ и ОФВ₁ < 150 мл), анализировали ОФВ₁, ФЖЕЛ, ОФВ₁/ФЖЕЛ.

При бодиплетизмографии регистрировали диаграммы давление-поток и давление – давление для получения бронхиального сопротивления выдоха R_{ex} и дыхательного цикла R_{tot} . Функциональную остаточную емкость (ФОЕ) измеряли на выдохе против заслонки (серия из 3-5 маневров) до получения трех воспроизводимых попыток (вариабельность ФОЕ $\leq 5\%$) при частоте пантинга (пыхтения) 0,5 – 1 Гц. Определяли остаточный объем легких ООЛ, общую емкость легких ОЕЛ и их отношение ООЛ/ОЕЛ. Фактические величины параметров сравнивали с должными ECCS 1993 [15] и представляли в % к должным.

Обследовано 218 добровольцев обоего пола, в возрасте от 16 до 68 лет. Выборка разделена на пять групп: 1 – здоровые, 50 чел., возраст $Me;LQ;UQ - (25,0;21,0;30,0)$; 2 – лица с факторами риска развития бронхиальной астмы (БА) и хронической обструктивной болезни легких (ХОБЛ),

60 чел. (23,0;21,0;29,5); 3 – больные БА без спирографически подтвержденной обструкции, 32 чел. (31,5;20,5;48,0); 4 – больные БА со спирографически подтвержденной обструкцией, 41 чел. (37,0;26,0;64,0), 5 – больные ХОБЛ, 35 чел. (58,0;64,0;62,0).

Естественно, что в рассматриваемой выборке встречаемость и выраженность бронхиальной обструкции возрастает от группы 1 к группе 5. Таким образом, «встречаемость и выраженность бронхиальной обструкции» может быть рассмотрена как фактор на 5 различных уровнях, представленных исследуемыми группами. Для выявления акустико-биомеханических взаимосвязей ФВ нами использован анализ влияния фактора встречаемости и выраженности бронхиальной обструкции на акустические, спирометрические и бодиплетизмографические показатели. В качестве инструмента такого исследования принято использовать дисперсионный анализ. Однако классический дисперсионный анализ ANOVA, удалось выполнить только в отдельном случае, когда путем преобразования BoxCox (Statistica, StatSoft) оказалось возможным обеспечить условие однородности дисперсий и нормальности распределения переменных по исследуемым уровням фактора для продолжительности трахеальных шумов T_a . Поэтому в качестве основного инструмента исследования использован непараметрический дисперсионный анализ с помощью теста Jonckheere-Terpstra (SPSS, Polar Engineering and Consulting) [16]. Этот тест предназначен для выявления упорядоченности переменной по уровням фактора, и не требует условий однородности дисперсий и нормального распределений.

Результаты вычисления значений стандартного нормального распределения z , аппроксимирующего Jonckheere-Terpstra статистику и соответствующего уровня двусторонней статистической значимости p представлены в 2 и 3 строках таблиц 4.1 – 4.4.

Особенностью исследуемой выборки является нерепрезентативность групп по возрасту. Имеет место его постепенное увеличение от группы 1 к группе 5 (табл. 4.1, столбец 2). Для исключения влияния возраста дополнительно оценивался корреляционный коэффициент Спирмена R между возрастом и всеми анализируемыми параметрами по всей выборке. Значения статистически значимых коэффициентов Спирмена, приведены в 4 строке таблиц 4.1 – 4.

Таблица 4.1 – Результаты анализа: возраст и спирометрические показатели

Параметр	Возраст	ФЖЕЛ	ОФВ ₁	ОФВ ₁ %	ОФВ ₁ /ФЖЕЛ
z	7,64	-3,99	-8,48	-8,83	-11,68
p	0,000	0,000	0,000	0,000	0,000
R	1,0	-0,39	-0,61	-0,25	-0,65
z/R	7,64	10,25	13,91	35,32	17,96

Примечания: z – значения стандартного нормального распределения, аппроксимирующее статистику Jonckheere-Terpstra, p – статистическая значимость, R – коэффициент корреляции Спирмена, ФЖЕЛ – форсированная жизненная емкость легких, ОФВ₁ – объем выдоха за 1 секунду, % - обозначено отношение соответствующей величины к должному значению, жирным шрифтом выделены значения $z/R > 15,28$.

Таблица 4.2 – Результаты анализа: бодиплетизмографические показатели

Параметр	R _{ex}	R _{tot} %	ООЛ%	ООЛ/ОЕЛ	ООЛ/ОЕЛ%
z	9,62	9,44	5,72	8,09	4,36
p	0,000	0,000	0,000	0,000	0,000
R	0,38	0,33	0,16	0,6	н/з
z/R	25,31	28,6	35,75	13,49	43,63

Примечания: R_{ex} - сопротивление при спокойном выдохе, R_{tot} – общее сопротивление дыхательного цикла, ООЛ – остаточный объем, ОЕЛ – общая емкость легких, н/з – статистически незначимая корреляция Спирмена, остальные обозначения аналогичны табл. 4.1.

Очевидно, что степень значимости зависимости переменных от исследуемого фактора определяется величиной z . Однако искомая зависимость частично может быть обусловлена и наличием статически значимой связи возраста обследуемых с исследуемым фактором (табл. 4.1, столбец 2). Чтобы исключить это дополнительное влияние следует быть уверенным либо в отсутствии корреляции исследуемого параметра с возрастом (случаи, приведенные в табл. 2, столбец 6; табл. 4.4, столбец 2), либо в существенном превышении z абсолютной величины $z = 7,6$, полученной для переменной возраст. Известно, что увеличение значения стандартного нормального распределения z на 2,0 уже соответствует уровню статистической значимости $p < 0,05$. Поэтому в качестве такого порога разумно определить $z > 9,6$ по абсолютной величине. Под этот критерий подпадают параметры, приведенные в табл. 4.1, столбец 7; табл. 4.2, столбец 2; табл. 4.3, столбцы 2, 4-6. С другой стороны, для полной характеристики промежуточных случаев, когда z меньше принятого порога, хотя и статистически значимо, но и величина R мала, представляется оправданным ввести относительный показатель z/R (5 строка таблиц 4.1 – 4.4), который является значением стандартного нормального распределения, нормированным на коэффициент корреляции Спирмена. При этом в качестве пороговой величины введенного относительного показателя возьмем удвоенное его значение для переменной возраст. При расчете этого показателя в случаях, когда значимой корреляции не имеется, будем считать $R = 0,1$. Значения относительного показателя z/R , превышающие пороговые, выделены в таблицах 4.1 – 4.4

«жирным» шрифтом. Как мы видим, помеченные таким образом значения принадлежат как выделенным по вышеописанным критериям параметрам, так и ряду дополнительных.

Таблица 4.3 – Результаты анализа: временные акустические показатели

Параметр	T_a	T_a'	$t_{200-400}$	$t_{400-600}$	$t_{600-800}$	$t_{800-1000}$	$t_{1000-1200}$	$t_{1200-1400}$	$t_{1400-1600}$	$t_{1600-1800}$	$t_{1800-2000}$
Z	10,76	9,26	9,69	10,77	10,31	8,67	8,18	8,01	5,20	3,57	3,07
P	0,000	0,000	0,000	0,000	0,000	0,000	0,000	0,000	0,000	0,000	0,000
R	0,7	0,31	0,51	0,65	0,67	0,52	0,53	0,54	0,45	0,36	0,3
z/R	15,37	29,87	18,99	16,57	15,39	16,68	15,43	14,83	11,56	9,92	10,24

Примечания: T_a – продолжительность трахеальных шумов ФВ в полосе частот 200 – 2000 Гц, T_a' – нормированная на возраст в группе здоровых T_a , $t_{200-400}$ $t_{1800-2000}$ – полосовые продолжительности трахеальных шумов ФВ в соответствующих 200-Гц полосах частот, остальные обозначения аналогичны табл. 4.1.

Таблица 4.4 – Результаты анализа: энергетические акустические показатели

Параметр	$A_{200-400}$	$A_{400-600}$	$A_{600-800}$	$A_{800-1000}$	$A_{1000-1200}$	$A_{1200-1400}$	$A_{1400-1600}$	$A_{1600-1800}$	$A_{1800-2000}$
z	4,15	4,59	6,03	5,01	4,68	5,85	3,08	1,56	2,65
p	0,000	0,000	0,000	0,000	0,000	0,000	0,002	0,12	0,008
R	n/3	0,2	0,26	0,16	0,21	0,33	0,27	0,19	0,21
z/R	41,5	22,97	23,21	31,33	22,3	17,73	11,4	-	12,6

Примечания: $A_{200-400}$ $A_{1800-2000}$ – полосовые энергии трахеальных шумов ФВ в соответствующих 200-Гц полосах частот, остальные обозначения аналогичны табл. 4.1, 4.2.

Для проверки выполненной непараметрической оценки значимости влияния исследуемого фактора рассмотрим результат применения классического теста one-way ANOVA к переменной T_a . Как уже было отмечено это единственная из исследуемых переменных в выборке, для которой путем преобразования BoxCox (Statistica, StatSoft) оказалось возможным обеспечить условие однородности дисперсий и нормальности распределения по фиксируемым уровням фактора. Результаты анализа приведены в табл. 4.5.

Таблица 4.5 – Результаты теста ANOVA для переменной T_a

Effect	SS	F	p
T_a	11,73	5,54	0,0003
Error	113,3		

Примечания: Error – неконтролируемые факторы, SS – квадрат отклонения параметра от среднего значения вследствие влияния исследуемого фактора, F – статистика Фишера, p – статистическая

значимость.

Как мы видим из табл. 4.5, исследуемый фактор статистически значимо влияет на параметр T_a . Причем классический дисперсионный анализ ANOVA, в отличие от непараметрического теста Jonckheere-Terpstra позволяет учесть влияние именно исследуемого фактора, все остальные возможные неконтролируемые факторы выносятся в ошибку (Error). В этом случае может быть оценена и степень влияния исследуемого фактора, которая составляет $K = SS_{FETa}/(SS_{Error} + SS_{FETa}) = 9,4\%$ [17].

Рассматриваемая выборка, состоящая из групп с различными уровнями фактора «встречаемость и выраженность бронхиальной обструкции» представляет собой статистическую модель, на которой нами выполнено исследование акустико-биомеханических взаимосвязей ФВ. Согласно приведенным статистическим оценкам непараметрического дисперсионного анализа – теста Jonckheere-Terpstra значимая упорядоченность по уровням этого фактора обнаружена для параметров $ОФВ_1/ФЖЕЛ$, $ОФВ_1\%$, R_{ex} , $R_{tot}\%$, $ООЛ\%$, $ООЛ/ОЕЛ\%$, T_a , T_a' , $t_{200-400} \dots t_{1000-1200}$, $A_{200-400} \dots A_{1200-1400}$. Для параметра T_a значимость влияния исследуемого фактора подтверждается и классическим дисперсионным анализом ANOVA.

Ожидаемо, что «встречаемость и выраженность бронхиальной обструкции» возрастают от группы 1 к группе 5. Выявленная значимая тенденция к убыванию индекса $ОФВ_1/ФЖЕЛ$, являющегося основным индикатором наличия бронхиальной обструкции, в порядке нумерации групп подтверждает высказанный тезис. Аналогичным образом ведет себя и показатель $ОФВ_1\%$, характеризующий тяжесть (степень выраженности) бронхиальной обструкции (табл. 4.1).

Напротив, для бодиплетизмографических параметров R_{ex} , $R_{tot}\%$, $ООЛ\%$, $ООЛ/ОЕЛ\%$ прослеживается значимая тенденция к росту в порядке нумерации групп (табл. 4.2). Это не удивительно, поскольку R_{ex} , R_{tot} характеризуют сопротивление дыхательных путей, а $ООЛ$ и $ООЛ/ОЕЛ$ называются индексами «воздушных ловушек» – легочной гиперинфляции. Эти параметры часто увеличиваются при бронхиальной обструкции и положительно коррелируют с ее выраженностью [18].

Для продолжительностей трахеальных шумов ФВ, как абсолютной T_a , так и нормированной T_a' , также имеет место значимая тенденция к возрастанию в порядке нумерации групп (табл. 4.3). Аналогично ведут себя и другие акустические параметры (табл. 4.3, 4.4), включая большую часть 200-Гц полосовых продолжительностей ($t_{200-400} \dots t_{1000-1200}$) и энергий ($A_{200-400} \dots A_{1200-1400}$). Однако для 200-Гц полосовых продолжительностей ($t_{1400-1600} \dots t_{1800-2000}$) и энергий ($A_{1400-1600} \dots A_{1800-2000}$), лежащих выше по частоте, значимая упорядоченная зависимость от исследуемого фактора исчезает.

Таким образом, на статистической модели, характеризуемой значимым постепенным ростом бронхиального сопротивления и остаточного объема легких, мы обнаруживаем значимый же рост большинства акустических параметров трахеальных шумов ФВ. Отсюда следует, что увеличение указанных акустических показателей ФВ представляет собой некую меру, как бронхиальной обструкции, так и легочной гиперинфляции. Это умозаключение согласуется с развитыми ранее акустическими представлениями о том, что увеличение продолжительности трахеальных шумов ФВ может быть вызвано как повышением общего сопротивления бронхиального дерева [9], преимущественно в крупных бронхах, что соответствует увеличению R_{ex} , $R_{tot}\%$, так и замедлением опорожнения легочных единиц, вентилируемых более мелкими бронхами [9], что отражается ростом $ООЛ\%$, $ООЛ/ОЕЛ\%$.

В качестве ограничения результатов исследования может быть замечено, что выявляемая с помощью верификации классическим дисперсионным анализом ANOVA степень влияния исследуемого фактора на показатель T_a (9,4%) оказывается не слишком велика. Таким образом, нельзя исключить возможность влияния на анализируемые параметры и других, неучтенных, факторов.

4.2.2 Оценка влияния функциональных проб на акустико-биомеханические взаимосвязи форсированного выдоха

К настоящему времени наиболее интересные результаты в части оценки влияния функциональных проб получены при наземном моделировании микрогравитации совместно с НИИ космической медицины ФГБУ ФНКЦ ФМБА РФ.

Известно, что в условиях микрогравитации происходит перераспределение жидких сред организма в краниальном направлении. Кровь перемещается от нижних конечностей в брюшную полость и грудную клетку [19]. Купол диафрагмы принимает более выпуклую форму, изменяются легочные объемы. Эти структурные и функциональные перестройки, обусловленные гравитационной разгрузкой, могут приводить к изменениям газообменной и вентиляционной функции легких [20, 21]. В практике медицинского обеспечения длительных космических полетов (КП) отмечены случаи появления признаков дыхательного дискомфорта и возникновения заболеваний органов дыхания у отдельных российских космонавтов и американских астронавтов [22, 23].

Применительно к задачам ранней диагностики вентиляционных нарушений легких в условиях КП большое значение, на наш взгляд, следует придавать методам, позволяющим получать объективную информацию о состоянии проходимости трахеобронхиального дерева. В условиях КП эта задача может быть технически выполнима с помощью, разработанной ТОИ ДВО

РАН технологии [24], основанной на объективном анализе продолжительности дыхательных шумов форсированного выдоха, регистрируемых в области шеи над трахеей обследуемого человека. Согласно нашей рабочей гипотезе, изменение конфигурации грудной клетки, легочных объемов, биомеханических свойств легких и дыхательных путей в условиях длительных КП может приводить к изменению биомеханики дыхания и акустических характеристик форсированного выдоха. Однако проверке этой гипотезы в реальном КП должна предшествовать предварительная отработка протокола проведения исследований по акустической оценке вентиляционной функции легких в наземных условиях модельного эксперимента.

Целью настоящих исследований явилась оценка вентиляционной функции легких у человека методом акустического анализа продолжительности трахеальных шумов форсированного выдоха в условиях длительного воздействия на организм моделированной невесомости и лунной гравитации.

В исследованиях приняли участие 11 практически здоровых мужчин-добровольцев, получивших положительное заключение врачебно-экспертной комиссии, ознакомленных с условиями проведения исследований и подписавших информированное согласие на участие в исследованиях в качестве обследуемых лиц (испытателей). Средний возраст испытуемых составил (Me; UQ; LQ) 24; 19; 32 лет, рост – 175; 173; 181 см, вес – 72; 63; 73 кг, (данные представлены как Me – медиана, UQ – верхний и LQ – нижний квартили).

Испытуемые разделены на 2 группы. Первая группа «АНОГ», в составе 5 человек, в течение 21 суток находилась на постельном режиме с отрицательным углом наклона головы (-6°) по отношению к горизонту. Этот, хорошо известный метод антиортостатической гипокинезии (АНОГ) использовали для моделирования физиологических эффектов длительной невесомости [25, 21].

Вторая группа «СЕЛЕНА», в составе 6 человек, первые 5 суток также находилась в условиях АНОГ, что моделировало условия пилотируемого полета к Луне в невесомости. На 6-е сутки эксперимента этих испытуемых переводили на постельный режим с положительным углом наклона головы ($+9,6^\circ$) по отношению к горизонту. Этот, недавно разработанный метод ортостатической гипокинезии использовали для моделирования физиологических эффектов лунной гравитации [26], величина которой, как известно, в 6 раз меньше, чем на поверхности Земли. В таком положении испытуемые группы СЕЛЕНА находились на протяжении последующих 16 суток ежедневно с 7 часов утра до 23 часов вечера, а на время ночного сна (с 23 часов до 7 часов) переводились в горизонтальное положение.

Проведению исследований вентиляционной функции предшествовало обучение испытуемых корректному выполнению маневра форсированного выдоха (ФВ) в положении «сидя» за двое суток до начала гипокинезии. В период основного воздействия исследования

выполняли в положении АНОГ и /или ортостатической гипокинезии на 3-е, 6-е, 9-е, 14-е, 20-е сутки эксперимента; в период восстановления на 2-е сутки после окончания эксперимента в положении «сидя».

В качестве акустического метода использовано измерение продолжительности трахеальных шумов ФВ с помощью аппаратно-программного комплекса ПФТ. Дыхательные шумы регистрировались в ларинго–трахеальной области при форсированном выдохе (рис. 4.11).



Рисунок 4.11 – Методика записи трахеальных шумов форсированного выдоха в условиях гипокинезии

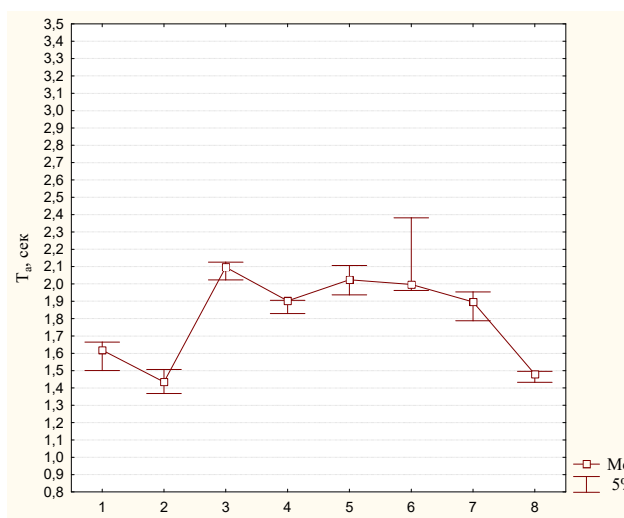
Три-пять лучших (с наибольшей продолжительностью шумов) попыток запоминались в виде стандартных wav файлов. Записанные сигналы обрабатывались с помощью специализированного программного обеспечения с автоматическим вычислением продолжительности трахеальных шумов форсированного выдоха (T_a) в полосе частот 200 – 2000 Гц. В процессе эксперимента анализировались групповая и индивидуальная динамика продолжительности трахеальных шумов ФВ (T_a).

В качестве референсного метода использована спирометрия, (рис. 2). Применялся портативный компьютерный спирограф MicroLoop (MicroMedical Ltd. UK). Измерялись фактические величины базовых спирометрических показателей: объем форсированного выдоха за первую секунду ($ОФВ_1$), жизненная и форсированная жизненная емкости легких (ЖЕЛ, ФЖЕЛ), отношение $ОФВ_1/ФЖЕЛ$, средняя объемная скорость форсированного выдоха на уровне между 25% и 75% ФЖЕЛ ($СОС_{25-75}$). Эти показатели сравнивались с должными значениями ECCS (1993). Интерпретация результатов спирометрии проводилась в соответствии с рекомендациями ATS/ERS (2005). Регистрация шумов ФВ и спирометрии производилась отдельно (в последовательных попытках).

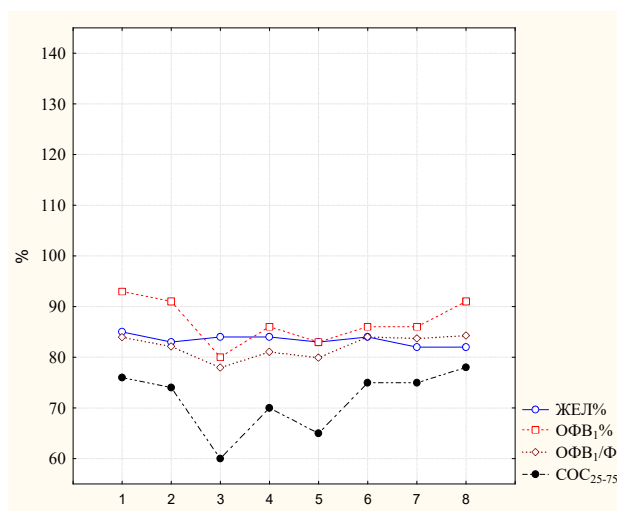
Поскольку на 3-е сутки эксперимента положение всех испытуемых было одинаковым, проведены групповые сравнения акустической продолжительности трахеальных шумов ФВ (T_a) и

спирометрических показателей у всех испытуемых по сравнению с фоном. По всем спирометрическим показателям обнаружено статистически значимое снижение, хотя и не выходящее за пределы нормальных значений. По акустическому параметру T_a выявлена значимая динамика в сторону его удлинения.

Далее проанализирована индивидуальная динамика акустической продолжительности трахеальных шумов ФВ и спирометрических показателей у испытуемых в зависимости от суток эксперимента. Для этого были построены графики значений T_a по суткам эксперимента в виде диаграмм «ящик с усами» (Me – медиана, Q5%, Q95% – 90% доверительный интервал), рассчитанные по всем попыткам маневров, выполненных в каждые сутки (рис. 4.12а). Спирометрические показатели представлены в виде линейчатого графика зависимости показателей лучшей попытки от суток эксперимента. Значения показателей представлены в процентах от должной величины, (рис. 4.12б). В качестве значимой динамики показателя T_a принято статистически значимое его отклонение ($p < 0,05$) относительно фона для групп АНОГ и СЕЛЕНА, а также относительно величины на 3-е сутки эксперимента – после изменения условий эксперимента для группы СЕЛЕНА. За значимую динамику спирометрических показателей ЖЕЛ и $ОФВ_1$ принимались их изменения относительно фона-2 $\geq 12\%$, для $СОС_{25-75} > 30\%$.



а)



б)

а) T_a , б) спирометрические показатели;

1 – обучение, 2 – фон, 3 – 3-е сутки, 4 – 6-е сутки, 5 – 9-е сутки, 6 – 14-е сутки, 7 – 20-е сутки,
8 – период восстановления.

Рисунок 4.12 – Изменение показателей испытуемого С-107 в ходе эксперимента

По группе из 11 испытуемых на 3-е сутки воздействия фактора, моделирующего невесомость (антиортостатическая гипокинезия), выявлено статистически значимое увеличение продолжительности трахеальных шумов ФВ (T_a). Поскольку T_a пропорционально сопротивлению дыхательных путей при форсированном выдохе [9], его удлинение при ответе на моделируемую невесомость свидетельствует о росте аэродинамического сопротивления дыхательных путей по группе в целом, что координирует со значимым групповым снижением поток-объемных спирометрических показателей.

Преобладающим типом индивидуальной динамики по форме кривой T_a для группы АНОГ является треугольный (А-106, А-107, А-109, А-110) с пиком удлинения, приходящимся на разные сутки эксперимента, вероятно, в зависимости от исходного состояния, скорости адаптации и резервных возможностей дыхательной системы испытуемых. Обращает на себя внимание, что для данного типа реагирования преимущественно характерно неполное восстановление с укорочением (у одного испытуемого) и удлинением (у двух испытуемых) показателя T_a . Трапецевидная форма наблюдается у одного испытуемого АНОГ (А-108) со стабильным удлинением T_a в течение всего эксперимента и полным восстановлением.

Согласно [9] преимущественное удлинение T_a в процессе эксперимента свидетельствует о росте аэродинамического сопротивления дыхательных путей, что косвенно подтверждается видом («провисание») индивидуальных графиков спирометрических показателей $ОФВ_1$ и $СОС_{25-75}$. Интересно, что у всех участников эксперимента АНОГ отмечены те или иные респираторные симптомы, видимо обусловленные, влиянием фактора моделируемой невесомости.

Напротив, для группы СЕЛЕНА преобладающий тип индивидуальной динамики характеризуется трапецевидной формой кривой T_a (С-107, С-110, С-112) удлинением T_a , приходящимся на 3-е – 20-е сутки эксперимента. Причем у испытуемых С-107 и С-110 удлинение T_a сопровождалось в те же сроки достоверным снижением $ОФВ_1$. У двух испытуемых в группе СЕЛЕНА отмечена уплощенная форма кривой динамики T_a . У испытуемого С-111 – без значимой динамики в течение всего эксперимента. У С-109 наблюдалось значимое укорочение по сравнению с исходным фоном уже после перевода в условия ортостатической гипокинезии.

При изменении положения тела в результате переключивания у 3-х испытуемых наблюдается значимое укорочение T_a (С-107, С-108, С-111), еще у одного испытуемого (С-109) укорочение, не достигшее значимости. У одного испытуемого (С-112) значимая динамика отсутствовала. У одного испытуемого (С-110), напротив, отмечено значимое удлинение T_a . Таким образом, большая часть испытуемых в группе СЕЛЕНА отреагировала на перевод в условия ортостатической гипокинезии укорочением T_a .

Полное восстановление T_a после окончания эксперимента отмечено у всех участников группы СЕЛЕНА, в отличие от группы АНОГ, где оно выявлено только у двух из пяти

испытателей. Также очевидно ниже встречаемость респираторных симптомов в группе СЕЛЕНА, которые отмечены только у двух из шести добровольцев, в то время как в группе АНОГ – у всех 5 участников.

Наиболее часто встречаются респираторные симптомы, указывающие на отек верхних дыхательных путей. В то же время выявленный доминирующий ответ на моделируемую невесомость (антиортостатическую гипокинезию) в виде удлинения T_a согласно интерпретациям [9] может свидетельствовать о явлениях отека и в более дистальных дыхательных путях, приводящих к увеличению аэродинамического сопротивления в них при форсированном выдохе. Вероятно, этот отек можно связать с перераспределением кровотока (воздействием экспериментальных факторов). Вышесказанное подтверждается результатами в группе СЕЛЕНА, где на перемену положения тела с отрицательного угла наклона головы (-6°) на положительный ($+9,6^\circ$), большая часть испытуемых отреагировала укорочением T_a . По-видимому, приподнимание головного конца привело к относительному «оттоку» крови, по сравнению с предыдущим положением, повлекшим за собой уменьшение отека и снижению аэродинамического сопротивления дыхательных путей.

Индивидуальной динамики спирометрических показателей у большинства испытуемых (9 из 11 человек) не отмечено, что указывает на недостаточную эффективность использования этого метода для индивидуального контроля вентиляционной функции легких в условиях данного эксперимента. Акустический метод с использованием оценки продолжительности трахеальных шумов форсированного выдоха позволил более информативно оценить динамику вентиляционной функции легких у испытуемых в условиях данного эксперимента.

Полученный результат перспективен для медико-физиологического обеспечения долговременных космических экспедиций. По результатам проведенных исследований ГК Роскосмос запланирован космический эксперимент на Российском секторе МКС (knts.tsniimash.ru/ru/site/Experiment_q.aspx?idE=296).

4.3 Моделирования распространения дыхательных звуков в легких человека

Для исследования распространения дыхательных звуков в легких человека разработана методика проведения исследований, экспериментальная установка, предназначенная для трансмиссионного зондирования искусственными сигналами дыхательного тракта человека и регистрации откликов данных сигналов на поверхности грудной клетки, методы обработки полученных сигналов для изучения их времен распространения и частотных особенностей.

Системой регистрации служит аппаратно-программный комплекс, состоящий из 16-канального электронного самописца PowerLab (ADInstruments) к которому подключается комплект из 13 акселерометрических датчиков.

Зондирующие сигналы подаются с ПК на электродинамический громкоговоритель и поступают в патрубок. Патрубок снабжен сменным мундштуком, который охватывается губами пациента во время подачи звуковых колебаний в респираторный тракт. Для осуществления зондирования с поверхности грудной клетки установка дооборудована виброизлучателем 4810 (Брюль и Кьер).

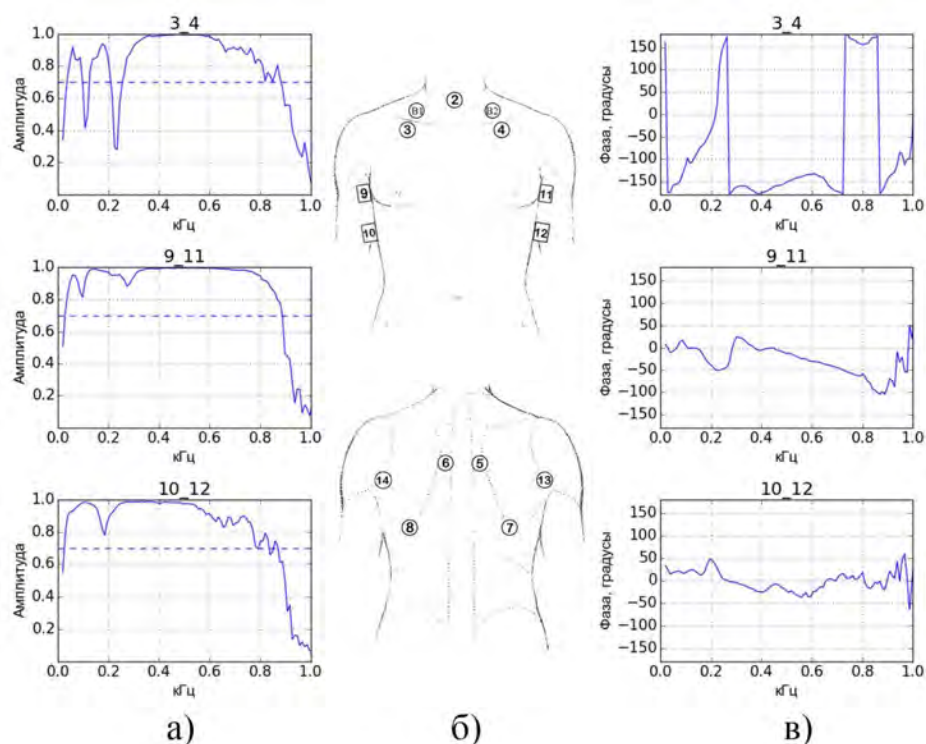
Основной метод исследования связан с использованием сложных сигналов, излучаемых либо в воздушный просвет бронхиального дерева (через рот) либо в надключичную область грудной клетки. При вычислении взаимно-корреляционной функции (ВКФ) излученного и принятого сигналов достигается сжатие длинного исходного зондирующего сигнала в короткий импульс, а временное разрешение импульса обратно-пропорционально ширине полосы частот исходного сигнала. В качестве зондирующих сигналов использовано два сигнала: линейно частотно-модулированный с полосой частот 80–1000 Гц, время перестройки 20 с (LFM) и фазоманипулированный в виде совокупности разнесенных по времени М-кодированных (основание – 511 отсчетов) последовательностей с тремя различными несущими частотами 200, 300, 750 Гц (h10000). Автокорреляционная функция обоих сигналов обеспечивают временное разрешение около 1 мс. Для зондирования в высокочастотной области 10–20 кГц разработан ЛЧМ сигнал LFM9600, который имеет полосу частот 10–19 кГц, время перестройки 10 с, автокорреляционная функция данного сигнала обеспечивает временное разрешение около 0,1 мс.

По результатам модельных экспериментов по определению скорости звука в воздухе установлено, что наиболее точным является метод измерения временной задержки указанных сигналов по максимуму огибающей ВКФ.

На выборке из 19 обследуемых-добровольцев, включающей в себя девушек и юношей в возрасте от 21 до 24 лет (выборка 1) была произведена запись зондирующих сигналов LFM и h10000 в точках регистрации на грудной клетке указанных на рис 4.13. При этом для каждого обследуемого измерялись прямые расстояния между датчиками и точками излучения зондирующего сигнала виброизлучателем. Для изучения сигнала с референсного датчика на трубке (канал 15) были добавлены еще 9 обследуемых той же возрастной категории из группы, набранной ранее. Таким образом, была сформирована выборка 2.

При обработке методом сжатия импульса каждый максимум огибающей ВКФ рассматривается как приход зондирующего сигнала (звуковой волны) к точке регистрации на поверхности грудной клетки и далее в тексте называется приходом. По полученным данным строились таблицы, в которых регистрировались коды обследуемых и характеристики приходов, такие как время, амплитуда огибающей ВКФ и средняя скорость распространения.

Исследованы временные характеристики распространения зондирующих сигналов в дыхательной системе человека. Использован зондирующий сигнал h10000 для датчиков расположенных на грудной клетке с правой (датчики 5,7,9,10) стороны и с левой стороны (датчики 6,8,11,12) при зондировании через рот и с помощью виброизлучателя, установленного в точках Б1, Б2 (см. рис. 16). Для удобства изложения взаимно-корреляционную функцию сигналов с каналов n1 и n2 обозначим как ВКФ n1_n2, где n1 и n2 – представляют собой номера каналов в диапазоне 1–16 в многоканальной записи. Исследования проводились на выборках 1 и 2. Сигналы были записаны с частотой дискретизации 10 кГц.



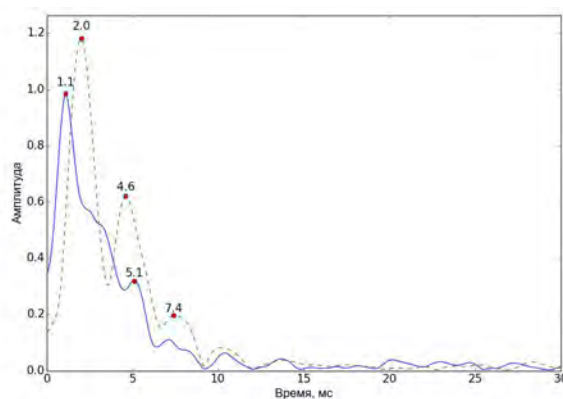
а) амплитуды функции когерентности; б) схема расположения датчиков (1-14) и точек установки виброизлучателя (Б1 и Б2); в) фазы функции когерентности, номера над графиками соответствуют парам анализируемых каналов (датчиков).

Рисунок 4.13 – Расположение датчиков и виброизлучателя на грудной клетке и пример картирования акустических характеристик

На выборке из 15 обследуемых (выборка 2) был произведен анализ совмещенных графиков огибающих ВКФ каналов 1_15 и каналов 1_2. Ниже на рис. 4.14 приведены графики огибающих ВКФ 1_15 и 1_2 для обследуемого Ш1.

Первые максимумы на соответствующих огибающих представляют собой приходы звукового сигнала на датчик 15, расположенный в патрубке динамика системы возбуждения, практически у рта

обследуемого, и на датчик 2 над серединой трахеи в районе яремной ямки. Максимум ВКФ на датчике 15 наблюдается раньше, чем на датчике 2, что соответствует распространению зондирующей звуковой волны. В результате оценки по группе мужчин скорость распространения звуковой волны в ротовой полости, глотке и верхней половине трахеи составила 272 ± 57 м/с, что меньше скорости звука в неограниченной воздушной среде 354 м/с при 37°C [27].



сплошная линия – ВКФ 1_15; пунктирная – ВКФ 1_2; маркер показывает временную задержку, полученную по максимуму огибающей ВКФ, числа над маркером соответствуют значениям временной задержки относительно электронной копии сигнала (канал 1).

Рисунок 4.14 – Огибающие ВКФ для обследуемого Ш1

Напротив, второй максимум огибающей ВКФ 1_2 опережает второй максимум огибающей ВКФ 1_15, и такая картина наблюдается у 12 из 15 обследуемых. Таким образом, имеет место звуковая волна, распространяющаяся в обратном направлении. На основе оценок времени распространения данный эффект связан с наличием зоны отражения звука в просвете высших генераций бронхиального дерева. Ранее [28] предположено наличие такой зоны отражения на основе анализа образования стоячей волны при формировании формант гласных звуков. Нами выявлены сильные корреляционные связи задержки между временами первого и второго пиков на огибающей ВКФ 1_2 и анатомическими/физиологическими параметрами, что также свидетельствует в пользу предложенной интерпретации. В соответствии с последней, зная задержку между первым и вторым максимумами огибающей ВКФ 1_2, и, используя оценки средней скорости звука в бронхиальном дереве, можно получить удвоенное расстояние от датчика 2 до зоны отражения. Оценки местоположения зоны отражения, не выходящие за анатомические границы легких, получаются, только если средняя групповая скорость звука внутри бронхиального дерева не превышает 150–200 м/с, что согласуется с оценками [28, 29]. Тогда, с учетом оценки скорости звука в ротовой полости, глотке и верхней половине трахеи 272 ± 57 м/с, можно заключить, что скорость звука в воздушном просвете снижается по мере

движения вглубь бронхиального древа. Для средних скоростей 150 – 200 м/с оценены потенциальные длины хода по просвету бронхиального древа до зоны отражения, составившие 18 – 23 см (до 11 – 17 генераций ветвления), что превышает значения, полученные в работе [28].

На выборке 1 исследовались времена приходов зондирующего сигнала для датчиков расположенных на грудной клетке с правой (датчики 5,7,9,10) и с левой (датчики 6,8,11,12) сторон. На рис. 4.14 показаны графики ВКФ и ее огибающей для обследуемого Я1.

Полученные приходы распределялись по группам временных задержек с помощью гистограмм и графиков kernel density estimation (KDE). На рис. 4.15 приведены диаграммы «ящик с усами» по временам задержек приходов для полученных групп в различных точках регистрации при зондировании через рот и с поверхности грудной клетки (точки Б1 и Б2 соответственно). Согласно результатам теста Манна-Уитни как при зондировании через рот, так и с поверхности грудной клетки для симметричных точек слева и справа, в целом, наблюдается билатеральная симметрия времен приходов.

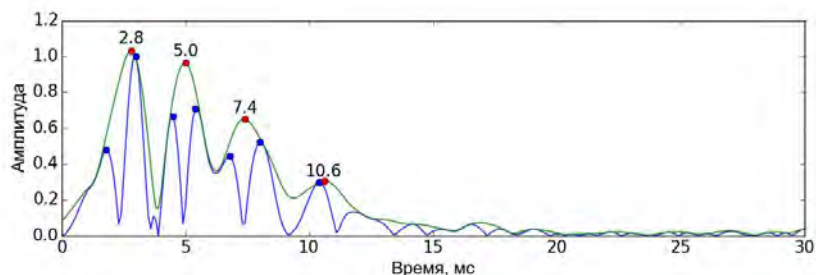
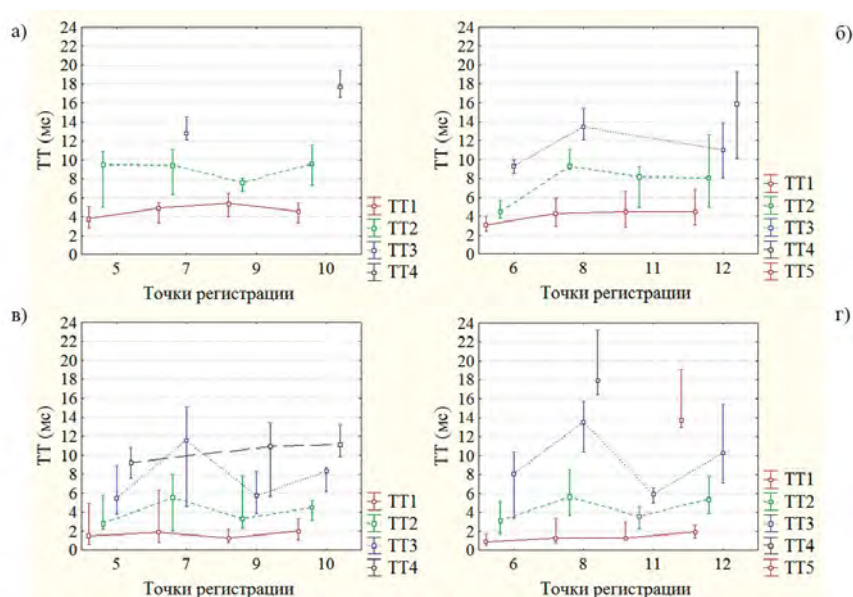


Рисунок 4.14 – ВКФ и ее огибающая для испытуемого Я1 при зондировании через рот (датчик установлен в точке регистрации 9, на пиках огибающей ВКФ показаны значения временных задержек, мс)



а), б) для точек справа и слева при зондировании через рот, в), г) для точек регистрации справа и слева при зондировании с поверхности грудной клетки.

Рисунок 4.15 – Диаграммы времен приходов для полученных групп приходов (ТТ1, ТТ2, ТТ3, ТТ4, ТТ5)

На рис. 4.16 представлены в виде диаграмм «ящик с усами» эквивалентные скорости соответствующих приходов. Сравнительное постоянство скоростей над различными точками грудной клетки свидетельствует о распространении бегущих волн (волновых пакетов). Данные группы приходов, соответствуют различным механизмам звукопроводения.

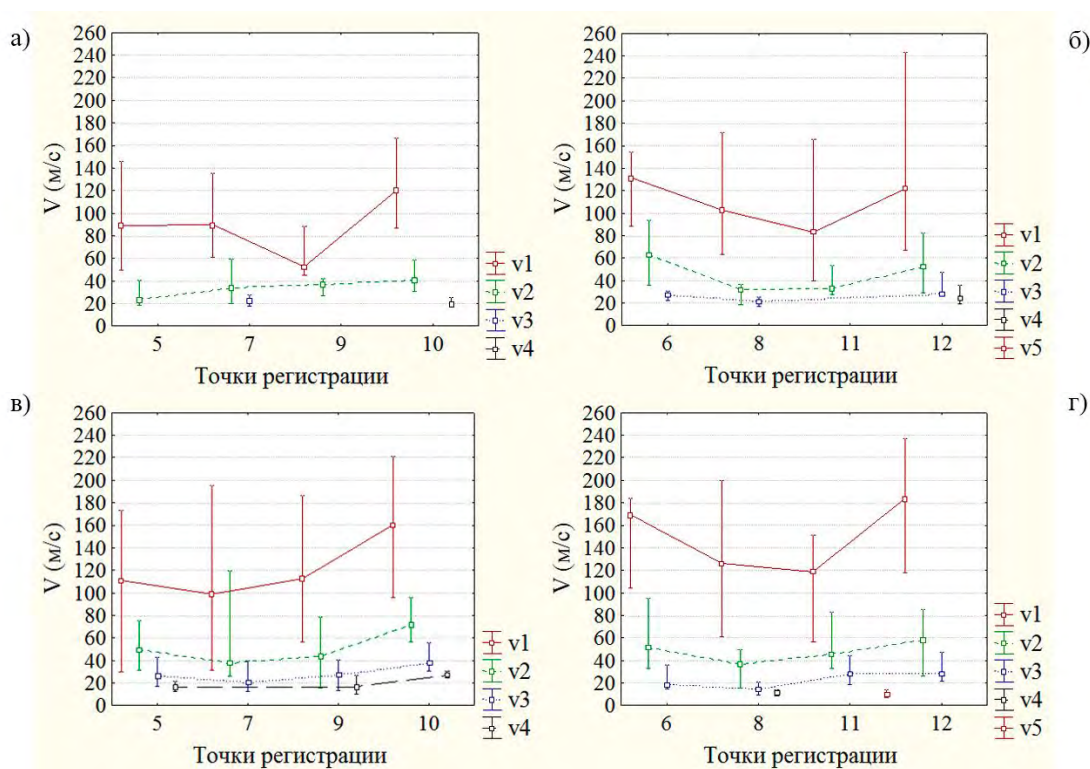


Рисунок 4.16 – Диаграммы групп эквивалентных скоростей (v_1, v_2, v_3, v_4, v_5) распространения для групп приходов (ТТ1, ТТ2, ТТ3, ТТ4, ТТ5), представленных на рис. 4.15 (обозначения на рисунке аналогичны рис. 4.15).

При зондировании через рот скорость воздушно-структурного проведения должна характеризоваться промежуточным значением между скоростью распространения звука в ротовой полости, глотке и верхней половине трахеи (272 ± 57 м/с) и по паренхиме легкого (около 20 м/с). Структурное проведение может иметь либо высокую скорость распространения по плотным тканям

(около 1500 м/с), либо низкую скорость, сравнимую со скоростью распространения звука по паренхиме легких (20 м/с).

Скорости первых приходов v_1 при зондировании через рот характеризуются довольно высокими значениями 100 – 160 м/с для точек регистрации, расположенных с правой стороны 5, 7, 9, 10 и 80 – 130 м/с – для точек с левой стороны 6, 8, 11, 12. Также они отличаются значительными перепадами значений от одной точки регистрации к другой. Вариативность значений скорости может быть связана с изменением длины хода по воздушному просвету бронхиального дерева, что позволяет связать данную группу приходов с воздушно-структурным механизмом.

При подаче звукового сигнала с поверхности грудной клетки с помощью виброизлучателя считается возможным только структурный механизм распространения звука. Скорости первых приходов v_1 в этом случае характеризуются довольно высокими медианными значениями 70–160 м/с для точек регистрации расположенных с правой стороны 5, 7, 9, 10 и 100–200 м/с – для точек с левой стороны 6, 8, 11, 12 и, скорее всего, представляют собой проведение по плотным тканям грудной клетки. Остальные приходы, видимо, связаны со структурным проведением по менее плотным тканям, в частности, по паренхиме легких (около 20 м/с).

Эквивалентные скорости вторых (v_2) и третьих (v_3) приходов при зондировании через рот и с поверхности грудной клетки значимо не различаются, и поэтому могут иметь структурную природу. Однако для третьего прихода при зондировании через рот приемлема и альтернативная гипотеза, в соответствии с которой звук, распространяясь по просвету дыхательных путей вглубь бронхиального дерева, отражается от зоны отражения и следует в обратном направлении по просвету бронхов вплоть до рта. Далее звук проходит через патрубков системы возбуждения вплоть до громкоговорителя и, отражаясь от его диафрагмы, повторяет путь первого прихода от громкоговорителя до датчика на поверхности грудной клетки.

При воздушно-структурном проведении для разности временных задержек на датчиках, размещенных по поверхности грудной клетки, и датчике, установленном над трахеей можно записать следующую формулу:

$$\left(T_{1_N} - \frac{l_{cm}}{c_{mk}} \right) - \left(T_{1_2} - \frac{l_{mp}}{c_{mk}} \right) = \frac{l_{возд}}{c_{возд}} + \frac{l_n}{c_n}$$

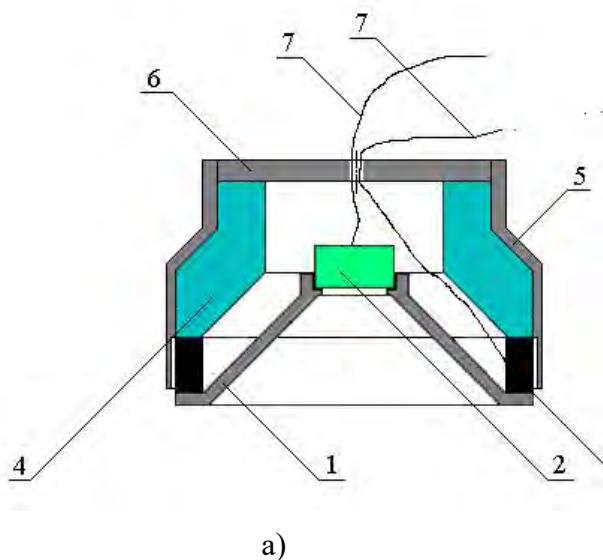
где T_{1_2} – время первого прихода на свертке 1_2, мс; T_{1_N} – время первого прихода на свертке 1_N, мс; l_{mp} – толщина стенки трахеи, приблизительно 0,5 см; c_{mk} – скорость распространения звука в плотных тканях 1500 м/с; l_{cm} – толщина грудной стенки человека 3 см; l_n – путь, пройденный по паренхиме легких, см; c_n – скорость распространения звука по паренхиме легких 20 м/с; $l_{возд}$ – путь, пройденный по просвету дыхательных путей, см; $c_{возд}$ – скорость распространения по просвету

дыхательных путей 200 м/с (150 м/с). Выполненные численные оценки длины хода звуковой волны по просвету бронхиального дерева дают 18 – 23 см (до 11–17 генераций ветвления), а по паренхиме лёгких – от 1,6 до 5 см. Таким образом, воздушно-структурный механизм распространения является значительно в большей степени воздушным, чем предполагалось ранее в теоретических работах [30, 31].

4.4 Разработка усовершенствованных методов и аппаратных средств акустической диагностики легких

4.4.1 Разработка помехозащищенных акустических датчиков для регистрации дыхательных звуков на поверхности тела человека

Разработан комбинированный акустический датчик (КАД), предназначенный для синфазного измерения на поверхности грудной клетки силы давления по кольцевой области и колебательного смещения, внутри нее (рис. 4.17). Жесткая стетоскопическая насадка 1 выполнена из эбонита. Ее внешний диаметр $\varnothing 36$ мм, диаметр отверстия в основании $\varnothing 21$ мм. В горловине насадки, имеющей посадочный диаметр $\varnothing 10$ мм, установлен электретный микрофон 2. Кольцевой продольно деформируемый пьезопреобразователь 3 склеен из четырех кольцевых пьезокерамических элементов с поляризацией по толщине, электрически соединенных последовательно. Фасонная кольцевая накладка 4 выполнена из латуни. Корпус 5 и его крышка 6 выполнены из эбонита. Общая масса КАД 160 г. Выходы обоих датчиков с помощью экранированных кабелей 7 подключены через специализированный 2-канальный усилитель [24] (входное сопротивление не менее 1 МОм, полоса частот 80 – 2500 Гц, коэффициент усиления 0 – 30 дБ, межканальная разность фаз не более 4°), к входам компьютерной лаборатории PowerLab (ADInstruments).



(а) схема, (б) внешний вид:

1 – стетоскопическая насадка, 2 – микрофон, 3 – кольцевой продольно деформируемый пьезопреобразователь, 4 – кольцевая массивная накладка, 5 – корпус, 6 – крышка корпуса, 7 – электрические кабели.

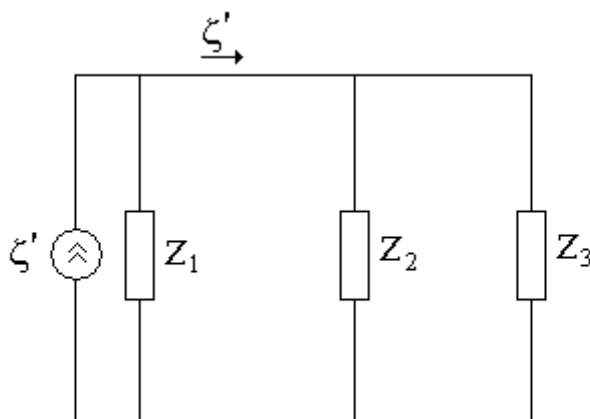
Рисунок 4.17 – Комбинированный акустический датчик

В соответствии с развитыми авторами представлениями, если КАД заторможен, то отклик канала кольцевого продольно деформируемого пьезопреобразователя КАД на локально плоскую звуковую волну, распространяющуюся из глубины грудной клетки, пропорционален нормальной составляющей динамической силы $F = pS$, где S – кольцевая площадь опоры, p – звуковое давление. Из-за низкой сдвиговой жесткости тонкого слоя, на котором установлен КАД, колебательное смещение тканей внутри кольцевой опоры (доньшке стетоскопической камеры) близко к поршневому, а отклик микрофонного канала КАД пропорционален колебательному смещению в продольной звуковой волне ζ .

Чтобы рассмотреть поведение микрофона в стетоскопической камере КАД более детально проанализируем эквивалентную электрическую схему (рис. 4.18), состоящую из источника тока, характеризуемого колебательной скоростью в среде ζ' , и трех сопротивлений: сопротивления тканей среды $Z_1 \approx \rho_{1c} S_1$, сопротивления воздуха в объеме стетоскопической камеры $Z_2 \approx S_1 \rho_a c_a^2 / i\omega l$ [32], и сопротивления материала электретного датчика $Z_3 \approx \rho_{1c} S_2$, где S_1 – площадь поверхности доньшка стетоскопической камеры, примыкающей к мягким тканям, ρ_{1c} – эквивалентное акустическое сопротивление среды, из которой приходит локально плоская звуковая волна, $\rho_a c_a$ – акустическое сопротивление воздуха, l – высота стетоскопической камеры, S_2 – площадь поверхности электретного датчика микрофона. В первом приближении ρ_{1c} соответствует акустическому сопротивлению воды $\rho_{1c} \approx 1.5 \cdot 10^6$ Нс/м³, $\rho_a c_a \approx 400$ Нс/м³ соответствует акустическому сопротивлению воздуха при 35°C, где $c_a \approx 350$ м/с при той же температуре, $S_1 \approx 400 \cdot 10^{-6}$ м² – площадь поверхности стетоскопической камеры со стороны тканей тела в предположении близкого к поршневому характера колебаний тканей грудной стенки в доньшке камеры, $S_2 \approx S_1/10$.

Оценим значения указанных сопротивлений (рис. 4.18). Будем считать, что материал электретного датчика микрофона имеет акустическое сопротивление, близкое к воде, и с учетом его малой площади поверхности, получаем $Z_3 \approx 60$ Нс/м. Что касается сопротивления Z_2 , оно частотно зависимо. При $l = 10^{-2}$ м его значения на частоте 100 Гц: $|Z_2| \approx 8.9$ Нс/м, а на частоте 1000 Гц $|Z_2| \approx 0.89$ Нс/м. Эти частоты примерно соответствуют границам рассматриваемого диапазона. На частоте 100 Гц $|Z_2|$ меньше, чем Z_1 в 67 раз, а Z_3 меньше, чем $|Z_2|$ в 6.7 раза. На частоте 1000 Гц эти соотношения увеличиваются на порядок. Таким образом, электретный датчик КАД в исследуемом диапазоне частот работает в режиме холостого хода, и, следовательно, отклик микрофонного канала КАД в первом приближении оказывается пропорционален колебательному

смещению в продольной звуковой волне ζ , как это и было показано ранее другим методом с помощью газового уравнения Пуассона.

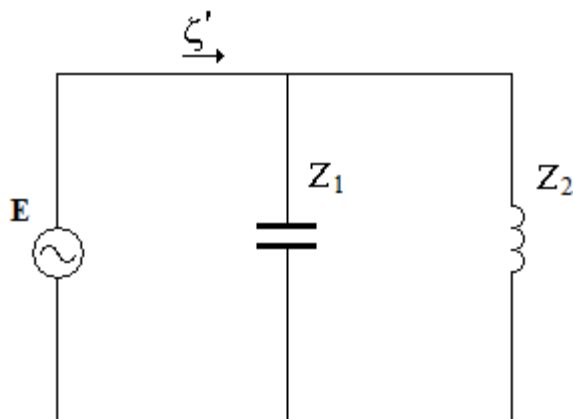


ζ' – колебательная скорость (источник тока), $Z_1 \approx \rho_1 c_1 S_1$, $Z_2 \approx S_1 \rho_a c_a^2 / i\omega l$ [24], $Z_3 \approx \rho_1 c_1 S_2$.

Рисунок 4.18 – Эквивалентная электрическая схема функционирования микрофонного канала КАД на поверхности грудной клетки

В случае, когда КАД заторможен не полностью, а закреплен на поверхности тела только под действием его массы M , имеет место резонанс системы подвеса, обусловленный этой массой и сдвиговой жесткостью кольцевого слоя тканей K , на котором установлен КАД. Сдвиговая жесткость кольцевого слоя тканей K определяется модулем сдвига мягких тканей грудной стенки, составляющим порядка $5 \cdot 10^3$ Н/м². В то время как продольная жесткость паренхимы легких $E = c_1^2 \rho_1$ при $c_1 \approx 30$ м/с, $\rho_1 \approx 250$ кг/м³ [33] имеет порядок $250 \cdot 10^3$ Н/м² и оказывается намного больше. Таким образом, поведение КАД на поверхности грудной клетки, в предположении распространяющейся со стороны паренхимы легких локально плоской волны, может описываться моделью продольных колебаний, приложенных к системе упругость – масса, напоминающей колебания массы на упругой прокладке, установленной на твердую поверхность. Такие колебания могут быть представлены эквивалентной схемой (рис. 4.19), характеризуемой источником Э.Д.С. $E = pS$, упругим сопротивлением кольцевой упругой прокладки $Z_1 \approx K/i\omega$, и массовым сопротивлением корпуса КАД $Z_2 \approx i\omega M$. Данная эквивалентная схема сходна со схемой виброизоляции и так же как последняя на частотах, существенно выше резонансной частоты $f_0 = (K/M)^{1/2}$, приводит к линейному спаду с частотой по закону $20 \lg(f/f_0)$ тока в ветви Z_2 и соответственно колебательной скорости и ускорения корпуса КАД a_k , определяемым из соотношения $a_k/\zeta'' = f_0/f$. При этом отклик канала кольцевого продольно деформируемого пьезопреобразователя КАД из-за особенностей его конструкции, в которой датчик расположен

между воспринимающим элементом 1 и инерционной массой 4 (рис. 4.17а), а масса КАД близка к инерционной массе 4, остается равен падению напряжения на ветви Z_2 эквивалентной электрической схемы (рис. 4.19) и, следовательно, динамической силе $F = pS$. С учетом линейной связи между давлением и колебательной скоростью в локально плоской волне через ρ_{1c1} этот отклик оказывается пропорциональным и колебательной скорости в среде ζ' .



$$E = pS, \zeta' - \text{колебательная скорость в среде, } Z_1 \approx K/i\omega, Z_2 \approx i\omega M.$$

Рисунок 4.19 – Эквивалентная электрическая схема функционирования канала кольцевого продольно деформируемого пьезопреобразователя КАД на поверхности грудной клетки

Величина f_0 для рассматриваемого КАД оценочно лежит в пределах 20 – 33 Гц. Возьмем в качестве оценки среднее значение $f_0 = 26,5$ Гц. Наименьшая частота исследуемых свистов $f \approx 175$ Гц. Тогда для микрофонного канала (приемника колебательного смещения) итоговое смещение на частоте 175 Гц составит

$$\zeta - a_k / -\omega^2 = \zeta - \zeta''(f_0/f) / -\omega^2 = \zeta - \zeta(f_0/f) = \zeta(1 - f_0/f) \approx 0,85 \zeta.$$

Отсюда следует, что в рассматриваемых условиях микрофонный канал КАД с погрешностью не более 15% функционирует как датчик колебательного смещения, что приемлемо в первом приближении.

Комбинированная корреляционная (взаимно-спектральная) обработка откликов каналов КАД позволяет существенно подавить псевдозвуковые помехи, связанные с вибрациями корпуса КАД.

4.4.2 Разработка методов обработки сигналов для дыхательных шумов

Разработан оригинальный способ оценки дистанции до источников свистов. Как известно точечный источник звука может совершать колебания различных типов, основными из которых являются: монопольные, дипольные, квадрупольные. Маловероятно, чтобы биологические ткани, вследствие малого модуля сдвига, обеспечивали какой-то из перечисленных механизмов излучения в чистом виде, однако о доминирующем типе колебаний говорить можно. Так, источники основных дыхательных шумов вдоха, скорее всего, можно представить в виде монополей [34]. Для источника свиста в виде поочередного срыва вихрей [35] вероятным является дипольный характер излучения. Для источников свистов в виде автоколебаний смыкания слизистой оболочки бронхов, динамического флаттера и срыва 4 вихрей на бифуркациях бронхиального дерева по модели [36] – вероятным представляется поперечно-квадрупольный механизм излучения.

Рассмотрим источник свиста в виде диполя со случайной амплитудой (ориентация для конкретного источника свиста остается детерминированной), излучающий в тканевую структуру легких – среду с малым сдвиговым модулем и высоким затуханием [37]. Его звуковое давление:

$$p = B * \exp(- ikr)/r * [1 - i/kr] * \cos\varphi,$$

а радиальная компонента колебательной скорости (тангенциальную мы не учитываем из-за малого модуля сдвига в среде и направленности восприятия обоих каналов КАД) имеет вид:

$$v_r = B * \exp(- ikr)/\rho_1 c_1 r * [1 - 2i/kr - 2/(kr)^2] * \cos\varphi,$$

где B – константа излучения диполя, k – волновое число, r – расстояние от источника свиста до датчика, φ – азимутальная ориентация диполя. Угломестной ориентацией источника для простоты пренебрежем, т.к. из-за большой ширины характеристики направленности диполя ее вариация в пределах, как минимум 90° , не повлияет на искомый результат.

Переходя к представлению каналов КАД в качестве приемника колебательного смещения и приемника динамической силы, с точностью до электро-механических чувствительностей этих приемников получаем на выходе первого из них отклик:

$$U_{od} \sim v_r/i\omega = - i2B * \exp(- ikr)/\rho_1 \omega c_1 r * [1 - 2i/kr - 2/(kr)^2] * \cos\varphi = - 2B * \exp(- ikr)/\rho_1 \omega c_1 r * [i + 2/kr - 2i/(kr)^2] * \cos\varphi,$$

второго –

$$U_{df} \sim p = B * \exp(- ikr)/r * [1 - i/kr] * \cos\varphi,$$

где ω – угловая частота.

Вычисляя взаимный спектр откликов приемников W и, сокращая с учетом последующего деления $Re(W)/Im(W)$ одинаковые сомножители, запишем:

$$W = U_{od}U^* df \sim - [i + 2/kr - 2i/(kr)^2] [1 + i/kr] = - [i + 2/kr - 2i/(kr)^2 - 1/kr + 2i/(kr)^2 + 2/(kr)^3] = - [i + 1/kr + 2/(kr)^3].$$

Таким образом,

$$Re(W)/Im(W) = [1/kr + 2/(kr)^3].$$

Полагая экспериментально измеренное значение отношения вещественной и мнимой компонент взаимного спектра пиковой частоты f структурного свиста $Re(W)/Im(W) = C$, и, вводя обозначение $z = 1/kr$, получим уравнение

$$2z^3 + z - C = 0$$

Аналогично в [34] было получено для источника в виде поперечного квадрупольного уравнение

$$45z^5 + 12z^3 + 3z - C = 0,$$

а для источника в виде монополя – уравнение

$$z - C = 0.$$

Если в качестве средней скорости звука в единой среде паренхима легких – грудная стенка взять c_l , то, решая последние уравнения, получим расстояние $r = c_l/2\pi fz$ для источников различного типа. Для учета более высокой скорости звука в тканях грудной стенки взята оценка средней скорости звука в единой среде паренхима легких – грудная стенка $c_l = 30$ м/с [34], которая несколько выше, чем скорость звука в изолированной паренхиме легких.

Пилотная апробация метода была выполнена на здоровом добровольце. КАД устанавливался в правой подлопаточной области и удерживался рукой ассистента за корпус. Запись осуществлялась с частотой дискретизации 10 кГц и динамическим диапазоном 16 бит на электронном самописце PowerLab (ADInstruments). Полученные записи были преобразованы в формат звуковых файлов .wave и далее обрабатывались в программе SpectraLab (SoundTech Inc.). Вычислены спектрограммы каналов КАД (выборки 1024 отсчета, перекрытие 50%, окно Ханна (hanning), масштаб по амплитуде логарифмический). По спектрограммам выделены дорожки, соответствующие свистящим звукам (свистам). Для фрагментов по времени, в которых они наблюдаются, рассчитаны взаимные спектры каналов. В наиболее мощной части шумов форсированного выдоха (ФВ) выделены свисты с пиковыми частотами 341,8, 498, 537,1, 1152,3 Гц. Также выделены слабые свисты в конце ФВ с пиковыми частотами 1328,1 и 1757,8 Гц. На вдохе выделены слабые свисты с пиковыми частотами 175,8, 234,4, 322,3 Гц. В линейном масштабе измерены значения $Re(W)$, $Im(W)$ на указанных частотах, и рассчитаны значения C и корни трех последних уравнений. Для всех выделенных свистов полученные решения уравнений и соответствующие им расстояния/волновые расстояния сведены в табл. 4.6.

С учетом ориентировочной толщины грудной стенки 2-3 см решения уравнений, оценивающие дальность до источника меньшей величиной, могут быть отброшены из анатомических соображений. Отрицательное отношение $Re(W)/Im(W)$ для источника мощного

свиста ФВ с частотой 1152,3 Гц явно противоречит рассматриваемой модели, согласно которой знак мнимой и вещественной частей взаимного спектра каналов должен быть неизменным независимо от ориентации источника. Поэтому полученные для этого случая оценки расстояний должны быть отброшены из физических соображений.

В отношении оставшихся решений (табл. 4.6) можно заметить следующее. Согласно [35] наиболее интенсивные среднечастотные (примерно в полосе 400-600 Гц) свисты ФВ у здоровых лиц преимущественно образуются в центральных отделах бронхиального дерева (нижняя часть трахеи и главные/долевые бронхи) за счет потокоиндуцированных механизмов. С этой точки зрения расстояния, рассчитанные для мощных свистов ФВ на частотах 341,8, 498, 537,1 Гц при использовании модели квадрупольного источника, представляются вполне правдоподобными. Действительно, прямое расстояние, измеренное пелвиметром между положением КАД под углом правой лопатки и яремной впадиной, у обследованного добровольца составляет 23-24 см.

Таблица 4.6 – Расстояния (r) [см] и волновые расстояния (kr) от КАД до источников свистов

Частота, Гц	r/kr			$Re(W)/$ $Im(W)$
	Квадруполь	Диполь	Монополь	
Мощные свисты ФВ				
34 1.8	16,9/12,1	6,1/4,3	5,5/3,92	0,255
49 8	16,4/17,1	5,7/5,9	5,4/5,62	0,178
53 7.1	16,4/18,5	5,7/6,4	5,4/6,09	0,164
11 52.3	28,3/62,2	9,5/22,8	-9,4/2,27	-0,044
Слабые свисты в конце ФВ				
13 28.1	2,1/5,8	0,84/2,3	0,62/1,72	0,582
17 57.8	1,4/5,2	0,58/2,1	0,4/1,47	0,681
Слабые свисты на вдохе				
17 5.8	22,6/8,3	8,5/3,1	7,1/2,61	0,383

23	15,5/7,6	6,0/2,9	4,8/2,37	0,422
4.4				
32	14,3/9,6	5,3/3,6	4,6/3,07	0,325
2.3				

Примечания: курсивом выделены решения, неправдоподобные с физической или анатомической точек зрения, жирным шрифтом – наиболее правдоподобные решения.

Таким образом, оцененные значения прямой дальности 16,4-16,9 см указывают на локализацию их, видимо, общего источника на 6,1-7,6 см вглубь (и вниз) грудной клетки от яремной впадины, что из анатомических соображений соответствует области бифуркаций трахеи и главных/долевых бронхов. Дипольная же и монополярная модели излучателя дают почти втрое меньшие оценки дальности до источника, которые поэтому представляются в данном случае нереалистичными. Заметим, однако, что полученный результат противоречит предположению [35] о том, что ожидаемым источником среднечастотных свистов ФВ является струхалев поочередный срыв двух вихрей, который должен, по крайней мере, в простейшем представлении, обеспечивать дипольное излучение в окружающие ткани. В то же время полученные данные об адекватности модели поперечного квадрупольного свидетельствуют, скорее, в пользу механизма 4-вихревого срыва вихрей на бифуркациях бронхиального дерева [36] или динамического флаттера [38].

Напротив, дыхательные шумы вдоха у здоровых лиц предположительно формируются в значительно более дистально расположенных отделах бронхиального дерева – до 9-13 уровней его ветвления [34]. Поэтому дистанции 14,3-22,6 см, полученные при квадрупольном излучении, представляются неправдоподобно большими. Это умозаключение подкрепляется тем обстоятельством, что шумы вдоха имеют намного меньшую мощность, чем шумы ФВ, и маловероятно, чтобы они хорошо проводились по структуре из столь удаленных от датчика участков грудной клетки вследствие высокого затухания звука в паренхиме легких. Гораздо более реалистичными в этом случае выглядят дистанции, получаемые для монополярного и дипольного источников. Согласно [34] для шумов вдоха (шум турбулентного потока) монополярный характер излучения представляется наиболее ожидаемым. Для такого типа излучателя рассчитанные дальности позволяют выделить два источника (таблица): один на удалении 7,1 см, второй – 4,6-4,8 см. Впрочем, дипольная модель источника дает в этом случае достаточно близкие оценки – 8,5 и 5,3-6,0 см. Интересно также отметить, что здесь при всех рассмотренных моделях излучения удается разрешить в пространстве два источника с разными пиковыми частотами свистов.

Итак, проведенный анализ свидетельствует, что для 6 из 9 зарегистрированных свистов с помощью предложенного способа удастся получить правдоподобные оценки расстояний от их источников до поверхности грудной клетки.

4.4.3 Разработка предложений по методам высокоразрешающей акустической диагностики дыхательной системы человека

Предложены возможные подходы к акустической визуализации дыхательной системы человека. В настоящее время задачи визуализации легких решаются двумя основными методами. Первый из них связан с картированием исследуемых физических характеристик по легочным полям в привязке к поверхности грудной клетки. Второй – с различными вариантами трехмерной томографической реконструкции внутреннего объема легких на основе регистрации исследуемых физических полей по поверхности грудной клетки.

Описываются разработанные способы картирования акустических характеристик, полученных при трансмиссионном зондировании, по точкам обследования. К данным способам относится картирование спектральных откликов на зондирующий сигнал, картирование амплитуд и фаз функций когерентности над симметричными точками правой и левой частей грудной клетки, картирование модулей ВКФ излученного и записанного датчиком сигналов и их огибающих с отображением характеристик полученных с помощью взаимно-корреляционной обработки (времен и скоростей распространения зондирующих сигналов от излучателя к датчикам, амплитуд максимумов графика модуля огибающей ВКФ). В качестве примера (рис. 4.13) приведена полученная карта функций когерентности и взаимных фазовых спектров для симметричных точек обследования.

Также рассмотрен подход к трехмерной визуализации локализации источников свистящих звуков по методу разностной дальнометрии. Для этого предложена синхронная запись сигналов на поверхности грудной клетки с помощью специализированного комбинированного акустического датчика с последующим определением дистанции до источников свистов на основе оригинального способа, рассмотренного выше. При оценке дистанции из нескольких участков поверхности грудной клетки предлагается построение сферических поверхностей с центрами в точках расположения датчиков и с радиусами, равными вычисленным дистанциям на трехмерной анатомической модели человека. Далее необходимо найти пересечения сферических поверхностей, построенных из центров положений не менее чем 4 датчиков, исключить сферические поверхности, которые не обеспечивают пересечения в пределах размеров грудной клетки, а для обеспечивающих – построить область пересечения, позволяющую определить местоположения источника и оценить погрешность оценки.

Использование одних и тех же программных средств рассмотренных видов картирования трансмиссионных характеристик (двухмерной) и акустической визуализации свистов по методу

разностной дальнометрии (трехмерной) открывает возможности для совмещения этих изображений, что, вероятно, позволит существенно повысить диагностический потенциал акустических методов исследования легких.

В ходе выполнения НИР получены следующие научные результаты.

В части анализа подводных шумов спокойного дыхания водолаза в интересах обнаружения, определения местоположения и оценки состояния (под раздел 4.1):

Показана возможность регистрации собственных низкочастотных (200-500 Гц) шумов дыхания водолаза-аквалангиста в воде одиночным гидрофоном на удалении до 50 м. Обнаружены квазипериодические компоненты, вызванные амплитудной модуляцией широкополосных дыхательных шумов ритмом дыхательных маневров водолаза.

В подводных шумах водолаза, экипированного дыхательным аппаратом замкнутого цикла (ребризером) F.R.O.G.S. (Aqua Lung), с помощью одиночного гидрофона впервые обнаружены высокоамплитудные квазипериодические составляющие дыхательных шумов, вызванные хлопками резиновой мембраны дыхательного мешка аппарата о стенки камеры регенеративного патрона.

Экспериментально доказана возможность удаленной регистрации под водой низкочастотных шумов дыхания легководолазов, экипированных дыхательным снаряжением различных схем. Показано, что зарегистрированный шумовой сигнал характеризуется наличием квазипериодических компонент в диапазоне (0.1 – 1 Гц), вызванных амплитудной модуляцией широкополосных дыхательных шумов ритмом дыхательных маневров водолаза.

Выделенные сигналы могут быть использованы как для вычисления физиологических параметров, характеризующих состояние легководолаза (частота и вариабельность частоты дыхания, соотношение продолжительностей фаз вдоха и выдоха), так и определения его местоположения, в том числе в антитеррористических целях.

Сопоставление с известным уровнем науки и техники позволяет сделать вывод, что полученные результаты соответствуют мировому уровню, а в части аппаратов замкнутого цикла (ребризеров) – и превосходят мировой уровень.

Использованный при выполнении подраздела 4.1 основной метод заключается в выделении периодических составляющих в огибающей дыхательных шумов водолазов, регистрируемых в диапазоне частот ниже 1 кГц. Метод защищен патентом РФ 2556302, что позволяет характеризовать его новым на мировом уровне.

В части анализа механизмов формирования шумов форсированного выдоха человека и оценки влияния функциональных проб на акустико-биомеханические взаимосвязи форсированного выдоха (подраздел 4.2):

Выяснены основные акустико-физиологические механизмы формирования широкополосных и узкополосных составляющих дыхательных шумов форсированного выдоха человека и их взаимосвязи с показателями вентиляционной функции легких.

Методом дисперсионного анализа на модельной выборке обследуемых, характеризуемой значимым постепенным ростом бодиплетизмографически определяемых бронхиального сопротивления и остаточного объема легких, получено экспериментальное доказательство разработанной ранее акустической модели [9], предсказывающей, что увеличение продолжительности трахеальных шумов форсированного выдоха может быть вызвано как повышением аэродинамического сопротивления бронхиального дерева, преимущественно в крупных бронхах, так и замедлением опорожнения легочных единиц, вентилируемых более мелкими бронхами.

При моделировании невесомости (антиортостатическая гипокинезия) по группе в целом выявлено значимое удлинение акустической продолжительности трахеальных шумов форсированного выдоха.

Выявлена большая выраженность индивидуальной реакции удлинения продолжительности трахеальных шумов форсированного выдоха в группе антиортостатической гипокинезии, чем в группе ортостатической гипокинезии.

При переводе из антиортостатического в ортостатическое положение преобладающей индивидуальной реакцией является укорочение продолжительности трахеальных шумов форсированного выдоха.

Удлинение продолжительности трахеальных шумов форсированного выдоха на моделирование невесомости (антиортостатическая гипокинезия) может быть с акустических позиций объяснено ростом аэродинамического сопротивления дыхательных путей.

Полученные результаты перспективны для эффективной медицинской диагностики и мониторинга обструктивных заболеваний легких, а также контроля состояния лиц, находящихся в условиях экстремальных воздействий (водолазы, космонавты, военнослужащие).

Сопоставление с известным уровнем науки и техники позволяет сделать вывод, что полученные результаты обладают абсолютной мировой новизной, вносят вклад в изучение фундаментальных основ физической и физиологической акустики дыхания и перспективны для создания новых акустических средств медицинской функциональной диагностики.

Использованный при выполнении подраздела 4.2 основной метод связан с оригинальным способом оценки акустических характеристик трахеальных шумов форсированного выдоха человека, разработанным авторами, и характеризуемым мировой новизной.

В части моделирования распространения дыхательных звуков в легких человека (подраздел 4.3):

В результате исследований временных свойств проведения фазоманипулированного сигнала с полосой частот 80–1000 Гц при зондировании через рот и из надключичной области грудной клетки:

- экспериментально показано существование множественных приходов сигнала к поверхности грудной клетки, характеризующиеся различными скоростями;

- в качестве механизмов распространения звука первых трех приходов при зондировании через рот обоснованы модели воздушно-структурного, структурного проведения;

- экспериментально установлено, что скорость звука в глотке и верхней части трахеи *in vivo* при зондировании фазоманипулированным сигналом с полосой частот 80–1000 Гц, составляет 272 ± 57 м/с для мужчин;

- экспериментально установлено наличие отражения зондирующего сигнала от высших генераций бронхиального дерева;

- оценено, что согласно анатомическим размерам грудной клетки средняя скорость звуковой волны, распространяющейся в просвете бронхиального дерева (воздушно-структурный механизм), не превышает 150–200 м/с (что соответствует отражению от 11–17 генерации бронхиального дерева), а также уменьшается по мере продвижения к дистальным отделам бронхиального дерева от 272 ± 57 м/с;

- для воздушно-структурного механизма произведены оценки длин хода звуковой волны по просвету бронхиального дерева 18 – 23 см (до 11–17 генераций ветвления) и по паренхиме лёгких 1,6 – 5 см, что позволяет установить, что воздушно-структурный механизм распространения является значительно в большей степени воздушным, чем предполагалось ранее [30, 31].

Сопоставление с известным уровнем науки и техники позволяет сделать вывод, что полученные результаты обладают абсолютной мировой новизной, вносят вклад в изучение фундаментальных основ физической и физиологической акустики дыхания и перспективны для создания новых акустических средств просветной визуализации лёгких.

Использованные при выполнении подраздела 4.3 основные методы и подходы представлены оригинальным способом зондирования лёгких сложными сигналами и новыми модельными представлениями о многоканальном проведении звука в лёгких, разработанными авторами, и характеризующиеся мировой новизной.

В части разработки усовершенствованных методов и аппаратных средств акустической диагностики лёгких (подраздел 4.4):

Разработан помехозащищённый комбинированный акустический датчик для регистрации дыхательных звуков на поверхности тела человека.

Получен расширенный набор уравнений для определения интенсивметрическим способом расстояния от поверхности грудной клетки до источника свистящего звука в легких человека в виде монополя, диполя, поперечного квадруполя.

При пробной реализации интенсивметрического способа обработки акустических сигналов, регистрируемых на поверхности грудной клетки, экспериментально получены анатомически правдоподобные оценки расстояний источников свистящих звуков в легких человека от поверхности грудной клетки в частотном диапазоне 175–550 Гц. Экспериментально продемонстрировано, что при различии пиковых частот свистящих звуков расстояния до их источников, получаемые с помощью интенсивметрического способа, могут быть разрешены.

Предложены оригинальные подходы к поверхностному картированию акустических характеристик полученных при трансмиссионном зондировании и визуализации локализации источников свистов в дыхательной системе человека.

Сопоставление с известным уровнем науки и техники позволяет сделать вывод, что полученные результаты обладают абсолютной мировой новизной, развивают фундаментальные знания о физической акустике дыхания и перспективны для создания методов высокоэффективной акустической визуализации легких человека.

Использованные при выполнении подраздела 4.4 основные методы и подходы представлены оригинальным акустическим датчиком, запатентованным способом определения местоположения источника свиста в легких человека (Патент РФ № 2545422) и новыми модельными представлениями о мультипольном излучении источников свистящих звуков в легких человека, разработанными авторами, и характеризующимися мировой новизной.

Список использованных источников

1 Викторов, Р.В. Адаптивная фильтрация сигнала при регистрации прохода подводного пловца / Р.В. Викторов, В.С. Колмогоров, Д.Г. Кречетов и др. // Датчики и системы. – 2011. – № 11. – С.44–49.

2 Stolkin, R., Sutin A., Radhakrishnan S. Feature based passive detection of underwater threats / R. Stolkin, A. Sutin, S. Radhakrishnan [et al.] // Proc. SPIE. – 2006. – Vol. 6204. – P. 40–49.

3 Fillinger, L. Passive acoustic detection of closed-circuit underwater breathing apparatus in an operational port environment / L. Fillinger, A.J. Hunter, M. Zampolli [et al.] // J. Acoust. Soc. Am. – 2012. – Vol.132, No.4. – P. EL310-EL316.

4 Смолин, В.В. Водолазные спуски и их медицинское обеспечение / В.В. Смолин, Г.М. Соколов, Б.Н. Павлов. – М.: «Слово», 2001. – С.377–380.

5 Почекутова, И.А. Акустическая оценка влияния одиночного погружения в водолазном снаряжении закрытого типа на вентиляционную функцию легких / И.А. Почекутова, В.И. Коренбаум // Физиология человека. – 2011. – Т.37, №3. – С.76-82.

6 Гришин, О.В. Вариабельность легочного газообмена и дыхательного ритма / О.В. Гришин, В.Г. Гришин, Ю.В. Коваленко // Физиология человека. – 2012. – Т.38, №2. – С.87-93.

7 Почекутова, И.А. Продолжительность трахеальных шумов форсированного выдоха у молодых мужчин в норме и при бронхиальной обструкции / И.А. Почекутова, В.И. Коренбаум // Физиология человека. – 2014. – Т.40, №2. – С.99-104.

8 Pohekutova, I.A. Diagnosis of hidden bronchial obstruction using computer-assessed tracheal forced expiratory noise time / I.A. Pohekutova, V.I. Korenbaum // *Respirology*. – 2013. – Vol.18, No.3. – P. 501-506.

9 Korenbaum, V.I. Regression simulation of the dependence of forced expiratory tracheal noises duration on human respiratory system biomechanical parameters / V.I. Korenbaum, I.A. Pohekutova // *J. Biomechanics*. – 2008. – Vol. 41. – P. 63-68.

10 Почекутова, И.А. Продолжительность трахеального шума форсированного выдоха: от модели к нормированию / И.А. Почекутова, В.И. Коренбаум // Физиология человека. – 2007. – Т. 33, № 1. – С. 70-79.

11 Korenbaum, V.I. Technology of Human Pulmonary Function Testing by Means of Tracheal Forced Expiratory Noises Analysis / V.I. Korenbaum, I.A. Pohekutova, A.E. Kostiv [et al.] // *IFMBE Proceedings*. – 2013. – Vol. 39. – P. 2192-2195.

12 Костив А.Е. Аппаратно-программный комплекс и способы оценки параметров сигналов для анализа дыхательных звуков человека: диссертация ... кандидата технических наук : 01.04.06. / Костив Анатолий Евгеньевич. – Тихоокеан. океанол. ин-т ДВО РАН. – Владивосток, 2008. – 131 с.

13 Miller, M.R. Standardisation of spirometry / M.R. Miller, J. Hankinson, V. Brusasco [et al.] // *Eur Respir J*. – 2005. – Vol. 26. – P. 319–338,

14 Wanger, J. Standardisation of the measurement of lung volumes / J. Wanger, J.L. Clausen, A. Coates [et al.] // *Eur Respir J*. – 2005. – Vol. 26. – P. 511–522.

15 Quarijer, Ph.H. Lung volumes and forced ventilator flows. Report working party standardization of lung function tests European community for steel and coal / Ph.H. Quarijer, G.J. Tammeling, J.E. Cotes, O.F. Pedersen [et al.] // *Eur Respir J*. – 1993. – Vol. 6, Suppl. 16. – P. 5–40.

16 Mehta, C.R. SPSS Exact Tests™ 7.0 for Windows / C.R. Mehta, N.R. Patel // SPSS Inc. – 1996. – P. 115–122.

17 Юнкеров, В.И. Математико-статистическая обработка данных медицинских исследований / В.И. Юнкеров, С.Г. Григорьев. – СПб.: ВМедА, 2002. – С. 98.

- 18 Ruppel, G.L. Manual of Pulmonary Function Testing / G.L. Ruppel. – Mosby Inc., 2009. – The 9th edition. – 485 p.
- 19 Газенко, О.Г. Реакции организма человека в космическом полете. / О.Г. Газенко, А.И. Григорьев, А.Д. Егоров // Физиологические проблемы невесомости / под ред. О.Г. Газенко и И.И. Касьян. – М., 1990. – С. 15–48.
- 20 Баранов, В.М. Физиологический анализ возможных причин гипоксемии в невесомости / В.М. Баранов // Физиология человека. – 2011. – Т. 37, № 4. – С. 72–78.
- 21 Watenpaugh, D.E. Analogs of microgravity: head-down tilt and water immersion / D.E. Watenpaugh // J Appl Physiol. – 2016. – Vol. 120. – P. 904–914.
- 22 Газенко, О.Г. Моделирование физиологического действия невесомости: Советско-американский эксперимент / О.Г. Газенко, А.И. Григорьев // Вестник АН СССР. – 1980. – № 2. – С. 71–75.
- 23 Гончаров, И.Б. Заболевания и повреждения, наблюдаемые в реальных космических полётах / И.Б. Гончаров, И.В. Ковачевич, А.Ф. Жерनावков // В кн. Космическая биология и медицина. М.: Наука, 2001. – Т.4. – С. 155–164.
- 24 Коренбаум, В.И. Акустическая аппаратура для исследования дыхательных звуков человека / В.И. Коренбаум, А.А. Тагильцев, А.Е. Костив [и др.] // Приборы и техника эксперимента. – 2008. – Т.51, № 2. – С. 147–154.
- 25 Моруков, Б.В. Исследование физиологических эффектов невесомости на организм человека в условиях антиортостатической гипокинезии / Моруков Б.В., Васильева Г.Ю. // В кн.: Космическая медицина и биология / под ред. А.И. Григорьева, И.Б. Ушакова. – Воронеж: Научная книга, 2013. – С. 536–543.
- 26 Баранов, М.В. Метод наземного моделирования физиологических эффектов пребывания человека в условиях гипогравитации / М.В. Баранов, В.П. Катунцев, А.В. Шпаков [и др.] // Бюллетень экспериментальной биологии и медицины. – 2015. – Т. 160, № 9. – С. 392–396.
- 27 Коренбаум, В.И. Прохождение сложных звуковых сигналов в дыхательной системе человека в зависимости от скорости звука в используемой газовой смеси / В.И. Коренбаум, А.И. Дьяченко, А.В. Нужденко [и др.] // Акустический журнал. – 2011. – Т. 57, № 6. – С. 854–861.
- 28 Lulich, S.M. Resonances and wave propagation velocity in subglottal airways / S.M. Lulich, A. Alvan, H. Arsikere [et al.] // J. Acoust. Soc. Am. – 2011. – Vol. 130, №4. – P.2108–2115.
- 29 Habib, R.H. Airway geometry and wall mechanical-properties estimated from subglottal input impedance in humans / R.H. Habib, R.B. Chalker, B. Suki [et al.] // J. Applied Physiology. – 1994. – Vol. 77, № 1. – P. 441–451.
- 30 Дьяченко, А.И. Математические модели механики легких с распределенными параметрами: автореф. дис. доктора техн. наук: 01.02.08 / А.И. Дьяченко. – Москва, 2003. – 38 с.

31 Басовский, В.Г. Распространение звука в бронхиальном дереве человека. Анализ численных результатов / В.Г. Басовский, И.В. Вовк, О.И. Вовк // Акуст. вісник. – 2000. – Т. 3, № 4. – С. 11–20.

32 Ржевкин С.Н. Курс лекций по теории звука / С.Н. Ржевкин. – Изд- во Московского университета, 1960. – С. 163.

33 Peng, Y. Sound transmission in the chest under surface excitation: an experimental and computational study with diagnostic applications / Y. Peng, Z. Dai, H.A. Mansy [et al.] // Med. Biol. Eng. Comput. – 2014. – Vol. 52. – P. 695–706.

34 Коренбаум, В.И. Особенности акустических явлений, наблюдаемых при аускультации легких / В.И. Коренбаум, А.А. Тагильцев, Ю.В. Кулаков // Акуст. журн. – 2003. – Т. 49, № 3. – С. 376–388.

35 Коренбаум, В.И. Механизмы шумообразования свистящих звуков, наблюдаемых при форсированном выдохе здорового человека / В.И. Коренбаум, М.А. Рассказова, И.А. Почекутова [и др.] // Акуст. журн. – 2009. – Т. 55, № 4–5. – С. 516–525.

36 Hardin, J.C. Sound generation by a stenosis in a pipe / J.C. Hardin, D.S. Pope // AIAA Journal. – 1992. – Vol. 30. – P. 312–317.

37 Скучик, Е. Основы акустики / Е. Скучик. – М.: Мир, 1976. – Т.2. – С. 10–31.

38 Bertram, C.D. Flow-induced oscillation of collapsed tubes and airway structure / C.D. Bertram // Respir. Physiol. & Neuro- biol. – 2008. – Vol. 163. – P. 256–265.

Список опубликованной литературы по теме

- 1 Sergei Gorovoy, Vladimir Korenbaum, Alexandr Tagiltcev, Anatoly Kostiv, Irina Pochekutova, Alexei Borodin, Aleksey Vasilistov and Alexandr Krupenkov. A possibility to use respiratory noises for diver detection and monitoring physiologic status / Proceedings of Meetings on Acoustics. 21, 070007 (2014); <http://dx.doi.org/10.1121/1.4893767>.
- 2 Бородин А.Е., Василистов А.М., Горовой С.В., Коренбаум В.И., Костив А.Е., Крупеньков А.В., Почекутова И.А., Тагильцев А.А. О возможности использования собственных дыхательных шумов водолаза для контроля его состояния и местоположения // Тр. 12 всерос. конф. «Прикладные технологии гидроакустики и гидрофизики». Сп-Б научный центр РАН. Изд. «Нестор-История», СПб. 2014. С. 541-544.
- 3 Коренбаум В.И., Горовой С.В., Бородин А.Е., Тагильцев А.А., Костив А.Е., Ширяев А.Д., Василистов А.М., Почекутова И.А. Экспериментальные исследования возможности обнаружения дыхательных шумов легководолазов // Фундаментальная и прикладная гидрофизика. 2015. Т.8, №4, С.67-71.

- 4 Патент РФ 2556302 Способ пассивной акустической локации подводных пловцов / Коренбаум В.И., Горовой С.В., Костив А.Е., Тагильцев А.А., Бородин А.Е., Почекутова И.А., заявка на изобретение № 2014109333/28 от 11.03.2014, выдано 16.06.2015.
- 5 Kostiv A.E., Korenbaum V.I. Monitoring physiologic status of a diver by means of respiratory sounds recorded under diving suite in situ / Proceedings of the 40-th Annual Conference of the International Lung Sounds Association, St. Peterburg, Russia, 24-25 September, 2015.
- 6 Sergey Gorovoy, Vladimir Korenbaum, Alexey Borodin, Alexandr Tagiltcev, Anatoly Kostiv, Anton Shiryaev, Irina Pochekutova. Detecting respiratory noises of diver equipped with rebreather in water / PRUAC 2015 Book of Abstracts. The 5-th Pacific Rim Underwater Acoustic Conference. Vladivostok, Russia, Far Eastern Federal Univ. September 23-25, 2015. P.27.
- 7 Коренбаум В.И., Горовой С.В., Тагильцев А.А., Костив А.Е., Бородин А.Е., Почекутова И.А., Василистов А.М., Крупеньков А.В., Ширяев А.Д., Власов Д.И. Возможность пассивного акустического мониторинга легководолаза // Доклады академии наук. 2016, т. 466, № 5, С. 602–606.
- 8 Sergey Gorovoy, Vladimir Korenbaum, Alexey Borodin, Alexandr Tagiltcev, Anatoly Kostiv, Anton Shiryaev, Irina Pochekutova. Detecting respiratory noises of diver equipped with rebreather in water // Proceedings of Meetings on Acoustics. 24, 070020 (2016); <http://dx.doi.org/10.1121/2.0000171>.
- 9 Бородин А.Е., Горовой С.В., Коренбаум В.И., Костив А.Е., Тагильцев А.А., Фершалов А.Ю., Ширяев А.Д. Возможности контроля легководолазов по дыхательным шумам // Труды XIII Всероссийской конференции «Прикладные технологии гидроакустики и гидрофизики». С.-Петербургский научный центр РАН. 24-26 мая 2016. С.-Петербург. 2016. С. 388-390.
- 10 Костив А.Е., Коренбаум В.И., Горовой С.В., Ширяев А.Д. Возможности контроля состояния водолазов под водой по дыхательным шумам // Доклады XV-й школы-семинара им. Акад. Л.М. Бреховских, совмещенного с XXIX сессией Российского акустического общества. 7-10 июня 2016 г. Москва. Изд-во «Геос». 2016. С. 321-324.
- 11 Коренбаум В.И., Горовой С.В., Бородин А.Е., Тагильцев А.А., Костив А.Е., Ширяев А.Д., Василистов А.М., Почекутова И.А. Экспериментальные исследования биологических шумов водолазов // «Фундаментальная наука – военно-морскому флоту» Том. 2. Материалы круглого стола в рамках VII Международного военно-морского салона 1 июля 2015 г. – М.: ТЕХНОСФЕРА, 2016. -236 с. ISBN 978-5-94836-460-5. С. 92-98.
- 12 Почекутова И.А., Коренбаум В.И. Продолжительность трахеальных шумов форсированного выдоха у молодых мужчин в норме и при бронхиальной обструкции // Физиология человека. 2014. Т.40, №2. С.99-104.

- 13 Почекутова И.А., Малаева В.В., Коренбаум В.И. Гендерные особенности продолжительности трахеальных шумов форсированного выдоха у лиц в возрасте 17 – 25 лет // Физиология человека 2014. Т. 40, №3, С.125–128.
- 14 Коренбаум В.И., Почекутова И.А. Разработка акустического метода диагностики вентиляционной функции легких / Фундаментальные науки – медицине: Биофизические медицинские технологии: Монография: В 2-х т.: Т. 2 / Под ред. А.И. Григорьева и Ю.А. Владимировой / Гл. Системы инструментального мониторинга состояния больных / Под ред. А.И. Дьяченко. – М.: МАКС Пресс, 2015. С.216-249.
- 15 Малаева В.В., Почекутова И.А., Коренбаум В.И. Сравнение времени форсированного выдоха, регистрируемого спирографами с двумя различными типами датчиков потока, и акустической продолжительности трахеальных шумов // Физиология человека. 2015, т. 41, № 2, С. 105–108.
- 16 Safronova M.A., Pochekutova I.A., Korenbaum V.I., Malaeva V.V. Bronchodilator response of peak frequency of forced expiratory wheezes in healthy and patients with bronchial obstruction / Proceedings of the 40-th Annual Conference of the International Lung Sounds Association, St. Peterburg, Russia, 24-25 September, 2015.
- 17 Korenbaum V.I., Tagiltcev A.A., Kostiv A.E., Gorovoy S.V., Shiryayev A.D. A comparative analysis of acoustic sensors for recording respiratory sounds at the chest surface / Proceedings of the 40-th Annual Conference of the International Lung Sounds Association, St. Peterburg, Russia, 24-25 September, 2015.
- 18 Коренбаум В.И., Почекутова И.А., Малаева В.В., Костив А.Е. Акустико-биомеханические взаимосвязи форсированного выдоха человека, выявляемые непараметрическим дисперсионным анализом в группах с различной встречаемостью и выраженностью бронхиальной обструкции // Физиология человека 2016, т. 42, № 4, С. 83–87.
- 19 Почекутова И.А., Коренбаум В.И., Малаева В.В. Дыхательные шумы форсированного выдоха человека в контексте функциональной диагностики дыхания // Материалы 13-й Всероссийской школы-семинара с международным участием «Вопросы экспериментальной и клинической физиологии дыхания», С.-Петербург, 24-28 октября 2016 г. Ульяновский медико-биологический журнал 2016. №4 Приложение, С.61-62.
- 20 Малаева В.В., Коренбаум В.И., Почекутова И.А., Костив А.Е., Шин С.Н., Катунцев В.П., Баранов В.М. Акустическая оценка вентиляционной функции легких у человека при моделировании физиологических эффектов невесомости и лунной гравитации // Медицина экстремальных ситуаций. 2016. №1 (55). С. 40-49.
- 21 Malaeva V., Korenbaum V., Pochekutova I., Katuntsev V., Baranov V., Kostiv A., Shin S. Application of the Forced Expiratory Tracheal Noise Time to Monitor Lung Function in Special

- Physiology // Final program and abstracts the 41st annual conference of International Lung Sounds Association. 7th - 8th October 2016, Convention Hall, Ie-No-Hikari Tokyo, Japan 2016. P. 27.
- 22 Малаева В.В., Коренбаум В.И., Почекутова И.А., Катунцев В.П., Баранов В.М., Костив А.Е., Лисеенко М.В., Шин С.Н. Использование продолжительности трахеальных шумов форсированного выдоха для контроля вентиляционной функции легких человека в задачах специальной физиологии // Материалы 13-й Всероссийской школы-семинара с международным участием «Вопросы экспериментальной и клинической физиологии дыхания», С.-Петербург, 24-28 октября 2016 г. Ульяновский медико-биологический журнал 2016. №4 Приложение, С.42-43.
- 23 Korenbaum, V. Sound propagation through human lungs, under transmission sounding with acoustic signal of 80-1000 Hz frequency band / V. Korenbaum, A. Shiryaev // Proceedings of Meetings on Acoustics. – Acoustical Society of America, 2015. – Vol. 23 (020002). doi: 10.1121/2.0000077
- 24 Shiryaev, A.D. The features of sound propagation through human lungs, revealed by transmission sounding with phase manipulated acoustic signal / A.D. Shiryaev, V.I. Korenbaum // Proceedings of the 40-th Annual Conference of the International Lung Sounds Association. – St. Peterburg: Saint Petersburg Electrotechnical University (LETI), 2015. – P. 62-63.
- 25 Ширяев А.Д. Исследование распространения звука в дыхательной системе человека при просветном зондировании сложными сигналами: автореф. дис. кандидата физико-математических наук: 01.04.06 / А.Д. Ширяев. Владивосток, 2016. 24 с.
- 26 Коренбаум, В.И. О возможности интенсивметрической дальнометрии источников свистящих дыхательных звуков в легких человека / В.И. Коренбаум, А.А. Тагильцев, Д.И. Власов, А.Д. Ширяев // XXVII сессия Российского акустического общества, посвященная памяти ученых-акустиков. – Санкт-Петербург: ФГУП «Крыловский государственный научный центр» А.В. Смольякова и В.И. Попкова, 2014. – С.742–749.
- 27 Патент РФ на изобретение № 2545422: Коренбаум В.И., Тагильцев А.А., Горовой С.В., Власов Д.И., Ширяев А.Д., Фершалов Ю.Я. Способ определения местоположения источника свиста в легких человека. Зарегистрирован 27.03.2015, РОСПАТЕНТ.
- 28 Коренбаум В.И., Тагильцев А.А., Горовой С.В., Ширяев А.Д., Костив А.Е. О дальнометрии источников свистящих дыхательных звуков в легких человека при интенсивметрической обработке сигналов, зарегистрированных на поверхности грудной клетки // Акустический журнал 2016. т.62, №5, С. 600-608.

5 Современная векторная акустика океана – перспективы подводного мониторинга океанической среды

Лаборатория акустических шумов океана (6/3) была создана в августе 1980 г. с целью развития нового по тому времени направления «векторно-фазового метода» включающего в себя: создание новых технических средств как для проведения фундаментальных исследований акустических полей реального океана, так и для применения этого метода в прикладных задачах подводной акустики. В отчетный период 2013-2016 гг. работы велись на базе многолетнего накопленного опыта как в теоретической области подводной акустики, так и в создании средств повышения помехоустойчивости приемных многоканальных цифровых автономных комбинированных систем для глубокого океана и мелкого моря.

В 2013-2016 гг. работы велись по следующим пионерским направлениям:

1. Фундаментальные исследования

- а) интерференционные свойства векторных акустических полей глубокого и мелкого моря;
- б) вихревые структуры вектора интенсивности;
- в) четвертый статистический момент акустического векторного поля;
- г) создание алгоритмов для обработки векторной информации.

2. Прикладные исследования

- а) разработка мобильных акустических комбинированных приемных систем для автономных необитаемых подводных аппаратов;
- б) использование векторных свойств акустического поля для создания адаптивных помехоустойчивых пассивных систем обнаружения. Разработка принципиальных схем гидроакустических обнаружителей на основе фазового детектора и явления компенсации (совместные исследования по программе ФПИ Договор №01/2014-2016/ТОИ).

Краткий предварительный итог проведенных работ

Впервые обнаруженные нами вихревые структуры в реальном мелком море в 2008 г. получили в 2013-2016 гг. дальнейшее теоретическое и экспериментальное подтверждение как реально существующее явление, на основе которого возможно исследовать реальные физические свойства сложных акустических полей и использовать это явление для мониторинга океана.

Разработаны гидроакустические пассивные обнаружители на основе фазового детектора и детектора на основе явления компенсации встречных потоков энергии.

5.1 Вихревая структура низкочастотного акустического интерференционного поля мелкого моря

Значительным достижением современной векторной подводной физической акустики является обнаружение вихрей вектора акустической интенсивности в реальном волноводе мелкого моря на дистанциях много больших длины волны от источника. Ранее акустические вихревые структуры наблюдались только вблизи источника, на расстояниях не более длины волны. В теоретических работах (см., например, [1-3]) было показано, что в волноводе мелкого моря в результате интерференции возникает два типа сингулярных точек: дислокация – центр вихря и седло – точка застоя. Дислокация имеет знак «+» или «-»; при обходе данной точки на комплексной плоскости набег фазы равен 2π ; вертикальная компонента плотности потока энергии проходит через нуль и меняет знак; вертикальная компонента разности фаз между акустическим давлением и вертикальной компонентой колебательной скорости терпит разрыв; акустическое давление достигает минимальных значений. Точка, в которой пересекаются ветви сепаратрисы, принадлежит области, называемой седлом. В данной точке колебательная скорость равна нулю. Сепаратриса ограничивает область, в которой линии движения энергии замкнуты. Точки сингулярности впервые были обнаружены в сложных интерференционных электромагнитных полях оптического диапазона [4,5]. Таким образом, это явление представляет собой универсальное свойство сложных интерференционных волновых полей различной природы. Вихревое движение энергии в акустическом поле возможно наблюдать измеряя векторно-фазовые величины акустического поля [6]. Вихри вектора акустической интенсивности в реальном волноводе мелкого моря впервые были обнаружены в 2008 г. в заливе Петра Великого Японского моря [7]. Обнаружение данного фундаментального свойства акустического поля открывает новые направления в исследовании сложных интерференционных акустических полей. В работах [1-3] обсуждается механизм образования вихревых структур в идеальном волноводе, найдены координаты сингулярных точек и их распределение по толщине волновода. В целом данное явление изучено недостаточно, в особенности его статистические свойства. В настоящей работе приведены результаты экспериментальных исследований крупно- и мелкомасштабных вихревых структур интерференционного акустического поля в диапазоне низких частот. Полученные результаты являются оригинальными и могут быть полезны при построении реальной акустической модели мелкого моря.

5.1.1 Математическая обработка векторного акустического сигнала

В процессе математической обработки сигнал считаем гармоническим; поле считаем стационарным и эргодическим. Запишем акустическое давление в комплексном виде

$$p(r, t) = P(r)e^{i[\omega t - \Phi(r)]}$$

и введем понятие комплексной интенсивности $\vec{I}_c(r)$ [8]:

$$\vec{I}_c(r) = \frac{1}{2} p(r) \vec{V}^*(r) = \vec{I}(r) + i\vec{Q}(r) = \text{Re} \vec{I}_c(r) + i \text{Im} \vec{I}_c(r), \quad (5.1)$$

где $\vec{I}(r) = \text{Re}_c \vec{I}_c(r) = \frac{1}{2\omega\rho} P^2(r) \text{grad} \Phi(r)$ – вектор активной интенсивности,

$\vec{Q}(r) = \text{Im} \vec{I}_c(r) = -\frac{1}{2\omega\rho} P(r) \text{grad} P(r)$ – вектор реактивной интенсивности, r – пространственная

переменная, $i = -\sqrt{1}$. Если интерференционное поле образовано большим числом независимых слагаемых (лучей, мод), то $\text{Re} \vec{I}_c(r)$ и $\text{Im} \vec{I}_c(r)$ – независимые случайные функции с гауссовой статистикой [9].

Векторные свойства активной и реактивной интенсивности могут быть выражены через ротор и дивергенцию комплексной интенсивности:

$$\begin{aligned} \text{rot} \vec{I}_c(r) &= \left(\frac{k}{c}\right) \left[\frac{(\vec{I} \times \vec{Q})}{U} \right], \\ \text{div} \vec{I}(r) &= 0, \\ \text{rot} \vec{Q}(r) &= 0, \\ \text{div} \vec{Q}(r) &= -2\omega(T - U) = -2\omega L, \end{aligned} \quad (5.2)$$

где L – лагранжиан; $U = \frac{1}{4\rho c^2} p(r) p^*(r)$ – потенциальная энергия; $T = \frac{\rho}{4} \vec{V}(r) \vec{V}^*(r)$ – кинетическая энергия. Из системы уравнений (5.2) следует, что вектор активной интенсивности (т.е. вектор плотности потока энергии или вектор интенсивности) обладает вихревыми свойствами, если $\vec{I} \times \vec{Q} \neq 0$, в этом случае векторы \vec{I} и \vec{Q} неколлинеарны. Как показывает натуральный эксперимент, в интерференционном поле мелкого моря это условие чаще всего выполняется. Фундаментальность данного явления, как следует из (2), заключается в том, что $\text{rot} \vec{I}_c(t)$ может быть не равным нулю, а именно:

$$\text{rot} \vec{I}_c = \text{rot}(p \vec{V}^*) = p \text{rot} \vec{V}^* + [\text{grad} p \times \vec{V}^*] = [\text{grad} p \times \vec{V}^*], \text{ поскольку } \text{rot} \vec{V}^* = 0 \quad (5.3)$$

Используя уравнение Эйлера $\vec{V} = -\frac{1}{i\rho\omega} \text{grad} p$ соотношение (5.3) запишем в виде [10,11]:

$$\begin{aligned}
\text{rot}(p\vec{V}^*) &= -i\omega\rho[\vec{V} \times \vec{V}^*] = \\
&= -2\omega\rho[V_y V_z \sin(\varphi_z - \varphi_y)\vec{i} + V_x V_z \sin(\varphi_z - \varphi_x)\vec{j} + V_x V_y \sin(\varphi_x - \varphi_y)\vec{k}] = \\
&= -2\omega\rho[\vec{i} \text{rot}_x p\vec{V}^* + \vec{j} \text{rot}_y p\vec{V}^* + \vec{k} \text{rot}_z p\vec{V}^*],
\end{aligned} \tag{5.4}$$

где p – акустическое давление; $\vec{V} = \vec{V}_0 e^{i(\omega t - \varphi_v)}$ – колебательная скорость; \vec{V}^* – комплексно-сопряженное значение вектора колебательной скорости; ω – круговая частота; ρ – невозмущенное значение плотности среды; V_i – амплитудное значение компонент колебательной скорости ($i = x, y, z$); $(\varphi_z - \varphi_y), (\varphi_z - \varphi_x), (\varphi_x - \varphi_y)$ – разности фаз между компонентами колебательной скорости. Из (5.4) следует, что вихрь вектора интенсивности может возникнуть не только вблизи источника излучения, но и в дальнем поле источника. Выражение (4) в среднем справедливо и для случайного стационарного тонального сигнала. Признаки существования центра вихря и седловой точки определены в [8]. В центре вихря обращаются в нуль акустическое давление, потенциальная энергия, активная и реактивная интенсивность; вектор реактивной интенсивности направлен в центр вихря. В седловой точке обращаются в нуль активная интенсивность, ротор интенсивности, кинетическая энергия. Ротор вектора интенсивности, поскольку он обращается в нуль в седловой точке, достигает наибольших значений на периферии вихря.

Статистическая обработка экспериментальных реализаций четырех компонент поля $p(t), V_x(t), V_y(t), V_z(t)$ основывалась на БПФ в частотном диапазоне и на преобразовании Гильберта на временном интервале.

Разности фаз между акустическим давлением и компонентами колебательной скорости находим из:

$$\Delta\varphi_i(r, \omega) = \text{arctg} \frac{\text{Im} S_{pV_i}(r, \omega)}{\text{Re} S_{pV_i}(r, \omega)}, (i = x, y, z) \tag{5.5}$$

и между компонентами колебательной скорости $\Delta\varphi_{ij} = \varphi_i - \varphi_j$:

$$\Delta\varphi_{i,j}(r, \omega) = \text{arctg} \frac{\text{Im} S_{V_i V_j}(r, \omega)}{\text{Re} S_{V_i V_j}(r, \omega)}, (i, j = x, y, z), i \neq j \tag{5.6}$$

где r – пространственная переменная; $S_{pV_i}(r, \omega)$ – взаимная спектральная плотность акустического давления и i -компоненты колебательной скорости; $S_{V_i V_j}(r, \omega)$ – взаимная спектральная плотность i - и j -компонент колебательной скорости.

Три компоненты временной функции когерентности на данной частоте f_0 , вычисленные через преобразование Гильберта, запишем в виде:

$$\Gamma_j(t) = \frac{\langle \tilde{p}(t) \tilde{V}_j^*(t) \rangle_t}{\sqrt{\langle \tilde{p}(t) \tilde{p}^*(t) \rangle_t \langle \tilde{V}_j(t) \tilde{V}_j^*(t) \rangle_t}} = \text{Re} \Gamma_j(t) + i \text{Im} \Gamma_j(t), (j = x, y, z) \quad (5.7)$$

Где $\tilde{p}(t), \tilde{V}_j^*(t)$ - аналитические сигналы акустического давления и сопряженных компонент вектора колебательной скорости; $j = x, y, z$; $\langle \dots \rangle_t$ - линейное усреднение по нескольким периодам монохроматического сигнала. Величины $\text{Re} \Gamma_j(t)$ и $\text{Im} \Gamma_j(t)$ представляют собой нормированные значения x -, y -, z -компонент вектора плотности потока энергии: первая - отвечает за перенос энергии в волноводе; вторая - за локально связанную средой энергию поля.

5.1.2 Методика измерений и условия эксперимента

Эксперименты проводились в 2013 – 2016 гг. в бухте Витязь и прибрежной зоне Японского моря. Приемный модуль состоит из четырех комбинированных приемников (16 информационных акустических каналов). Приведем результаты эксперимента 2013 г. Комбинированные приемники располагались в вертикальной плоскости в углах прямоугольника и находились в одном общем обтекателе (рис. 5.1). Акустическая информация в цифровом виде транслировалась в береговую лабораторию. Как следует из рис. 5.1, декартовы оси координат x -, y - каналов векторных приемников расположены в горизонтальных плоскостях; оси z -каналов лежат в вертикальной плоскости и направлены от поверхности к дну волновода. Полный объем приемного модуля составляет $\sim 3 \text{ м}^3$, что обеспечивает ему значительную присоединенную массу. Глубина места измерений $\sim 30 \text{ м}$.

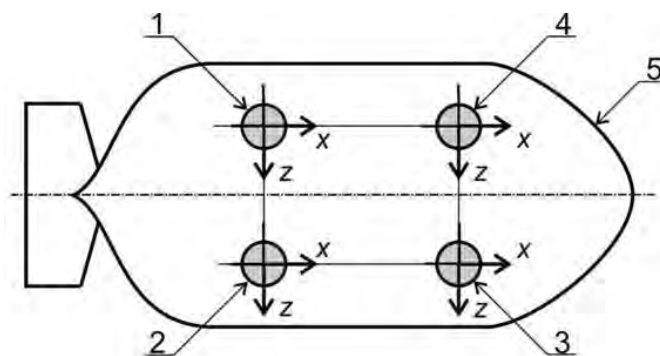


Рисунок 5.1 – Схема приемного комбинированного модуля. Обозначения: 1-4 – номера комбинированных приемников П1-П4. Оси y комбинированных приемников направлены в плоскость чертежа. Расстояние 1-4 и 2-3 равны 1,20 м; 4-3 и 1-2 равны 0,64 м; 5 – внешний обтекатель приемного модуля

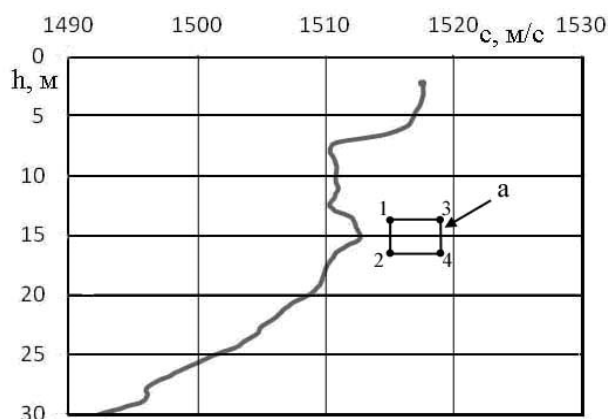


Рисунок 5.2 – Зависимость скорости звука от глубины. а – положение комбинированной приемной системы в волноводе

После постановки приемной системы на глубину 15 м, она была осмотрена аквалангистами, на предмет правильности расположения элементов приемной системы. Источниками излучения являлись проходящие суда. Зависимость скорости звука от глубины приведена на рис. 5.2. Во время эксперимента состояние морской поверхности изменялось от штиля до трех баллов по шкале Бофорта. В отличие от методики, используемой в наших исследованиях, существуют и другие подходы при исследовании вихревых структур [12].

5.1.3 Обсуждение экспериментальных результатов

Из рис. 5.3 следует, что в точке измерения движущийся источник создает регулярное, как от времени (расстояния), так и от частоты, интерференционное поле. Регулярность в спектре $S_{p2}(f, t)$ наблюдается в полосе частот 20 Гц – 800 Гц на всей исследуемой дистанции. Полученная нами сонограмма $S_{p2}(f, t)$ в основном соответствует результатам эксперимента описанного в [10-12]. На сонограмме $S_{p2}(f, t)$ широкие темные и тонкие светлые полосы соответствуют положению максимальным и минимальным значениям потенциальной энергии акустического давления в интерференционном поле. Однако, на сонограмме $ReS_{pV_z}(f, t)$ темное поле означает, что вертикальная z-компонента плотности потока энергии имеет направление от поверхности к дну, светлое поле соответствует противоположному направлению – от дна к поверхности. Таким образом, сонограммы рис. 5.3В указывают не только на существование регулярности распределения энергии акустического поля на глубине измерений, но и содержит новую информацию о поле – вертикальная z-компонента вектора плотности потока энергии изменяет направление распространения, отличающиеся на $\pm 180^\circ$. Обращает на себя внимание, что в отличие от сонограммы рис.5.3А, на сонограмме 5.3В темные и светлые полосы примерно

одинаковой ширины. Минимумы (светлые полосы) $S_{p_2}(f, t)$ (рис. 5.3А) находятся между соответствующими светлым и темными линиями $\text{Re}S_{pV_z}(f, t)$ на рис. 5.3В, но максимумы (темные полосы) $S_{p_2}(f, t)$ соответствуют светлым или темным полосам $\text{Re}S_{pV_z}(f, t)$. Сонограммы горизонтальных компонент плотности потока энергии $\text{Re}S_{pV_x}(f, t)$ и $\text{Re}S_{pV_y}(f, t)$ в работе не приводятся, поскольку они не обладают подобными особенностями и указывают на устойчивый перенос акустической энергии от источника в горизонтальном направлении.

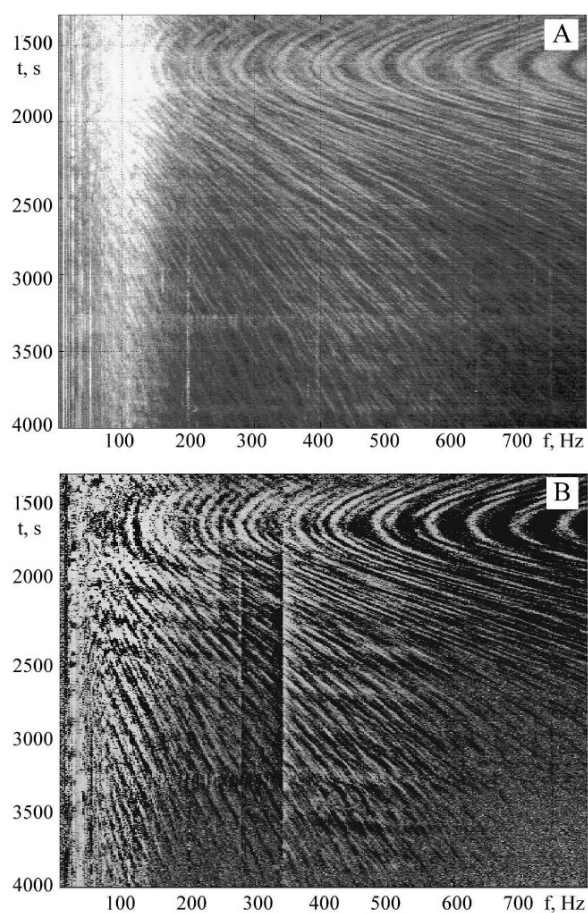


Рисунок 5.3 – Сонограммы движущегося широкополосного источника: А – спектральная плотность акустического давления $S_{p_2}(f, t)$; В – z-компонента спектральной плотности реальной части взаимного спектра $\text{Re}S_{pV_z}(f, t)$

Вихревые структуры на частотах 87 – 89 Гц ($\lambda = 17$ м)

Рассмотрим векторные характеристики интерференционного акустического поля шумоподобного сигнала от судна проходящего с постоянной скоростью 2,5 м/с в сторону приемной системы на дистанции 930 – 275 м, что соответствует временному интервалу реализации равному 1000 – 1265 с. Представим анализ данных по направлению оси x , поскольку

результаты по оси y идентичны. На рис. 5.4 приведены следующие функции времени данного прохода: а – огибающая акустического давления $p(t)$ – модуль комплексной величины давления; б – реальная часть x -компоненты функции когерентности $\text{Re}\Gamma_x(t)$, физический смысл которой – нормированная x -компонента вектора плотности потока энергии; в – её мнимая часть $\text{Im}\Gamma_x(t)$; г – разность фаз $\Delta\varphi_x(t)$ между акустическим давлением и горизонтальной x -компонентой вектора колебательной скорости $V_x(t)$, которая определяет величину и направление x -компоненты вектора плотности потока энергии [6]. Полоса частот: 87 – 89 Гц. Время усреднения – 1 с. Длительность реализации – 265 с. Превышение уровня сигнала $p(t)$ на частоте 88 ± 1 Гц над уровнем подводного окружающего шума акватории составило: при $t = 1000$ с $\sim 5 - 6$ дБ; при $t = 1250$ с $\sim 10 - 12$ дБ. Время t и расстояние r между источником и приемником являются равноправными переменными. На рис.5.5 представлена вертикальная структура векторного акустического поля. Анализ рис. 5.4 и 5.5 позволяет создать однозначное представление о движении акустической энергии в мелком море от поверхностного источника. Для анализа выбран приемник П1. Огибающая акустического давления $p(t)$ есть обычный ожидаемый результат многолучевой интерференции. На всех четырех приемниках П1 – П4 кривая $p(t)$ имеет идентичный вид с незначительными отклонениями в некоторых минимумах интерференции. «Провалы» уровня $p(t)$ в минимумах наблюдаются в пределах 1 – 8 дБ, расположены они достаточно плотно, что говорит о многолучевости (многомодовости) и сложности структуры акустического поля (рис. 5.4а).

Реальная часть x -компоненты функции когерентности $\text{Re}\Gamma_x(t)$ (рис. 5.4б), характерна тем, что в ней содержится высококогерентная составляющая $\text{Re}\Gamma_x(t) \rightarrow +1$ (отвечающая за перенос энергии вдоль оси $+x$ (на рис. 5.4г соответствующие ей значения $\Delta\varphi_x(t) \rightarrow 0^\circ$) и вторая, также высококогерентная составляющая $\text{Re}\Gamma_x(t)$, но принимающая отрицательные значения до $-0,6$. $\text{Re}\Gamma_x(t) < 0$ отвечает за перенос энергии в направлении $-x$, ей соответствуют значения $\Delta\varphi_x(t) = \pm 180^\circ$ (рис. 5.4г). На рис. 5.4 и 5.5 данные «аномалии» отмечены звездочкой «*». Отмеченные звездочкой отклонения, соответствуют областям поля между центром и седлом. Наблюдается также менее значительные случайные отклонения (рис. 5.4) от $+1$ до $+(0,3\div 0,5)$, которые соответствуют различному удалению приемника от сингулярных точек поля. На рис. 5.4 и 5.5 можно выделить достаточно уверенно одну точку поля соответствующую центру вихря (обозначено «о»), который точно проходит через область пространства занимаемую приемником. Данной точке поля соответствует «провал» уровня $p(t)$ на величину не мене 8 дБ; $\text{Re}\Gamma_x(t) = \text{Im}\Gamma_x(t) = 0$; $\Delta\varphi_x(t)$ терпит разрыв; $\text{Im}\Gamma_x(t)$ проходит через нуль и меняет знак, т.е. вектор реактивной интенсивности направлен к центру вихря. Знаки «▲» и «▼» поясняют это

свойство $\text{Im}\Gamma_x(t)$ [8]. Анализ показывает, что перенос акустической энергии в горизонтальной плоскости от движущегося источника в фиксированной точке пространства меняется в результате интерференции как по величине, так и по направлению (направление течения энергии может меняться на обратное, т.е. на источник). Количество относительных минимумов интерференционной картины $p(t)$ и особенностей $\text{Re}\Gamma_x(t)$ и $\text{Re}\Gamma_z(t)$ говорят о том, что в реальном поле изменение направления на обратное ($+x$ на $-x$) не является редким событием, а скорее правилом. Звездочки перенесены с рис. 5.4. $\tau_{1,2,3}$ – наибольший пространственно-временной период интерференции двух мод. Темные прямоугольники на рис. 5.5а соответствуют особенностям функций на рис. 5.5б,в,г.

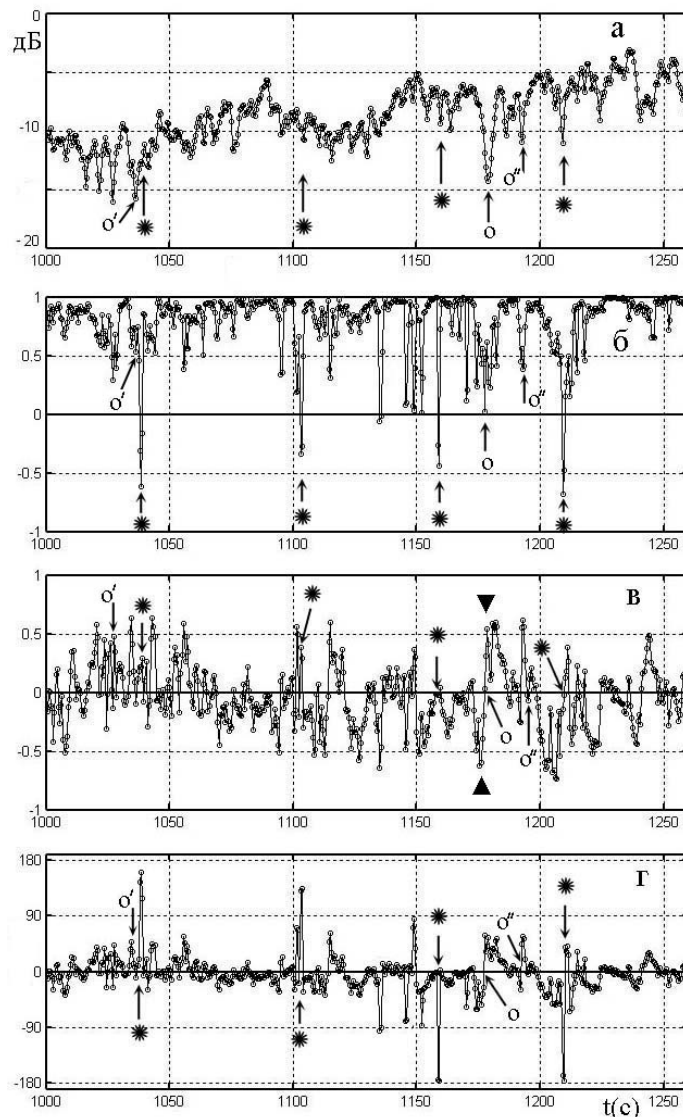


Рисунок 5.4 – Зависимости от времени: а – огибающая акустического давления $p(t)$; б – $\text{Re}\Gamma_x(t)$; в – $\text{Im}\Gamma_x(t)$; г – $\Delta\varphi_x(t)$. Диапазон частот: 87 – 89 Гц. Время усреднения – 1 с.

Длительность реализации – 265 с. Приемник П1

Особенности переноса энергии в горизонтальной плоскости волновода мелкого моря (рис. 5.4) дополняются новыми данными, связанными с переносом энергии в вертикальной плоскости (рис. 5.4). Разность фаз $\Delta\varphi_z(t)$, которая определяет величину и направление z -компоненты вектора плотности потока энергии, в отличие от $\Delta\varphi_x(t)$, испытывает непрерывный постоянный набег фазы во времени (рис 5.5а). Набег разности фаз $\Delta\varphi_z(t)$ на угол 360° происходит за время ~ 80 с (периоды $\tau_{1,2,3}$ (рис. 5.5а)), что соответствует смещению источника звука на расстояние $L_{1,2,3} = 200$ м. Набег разности фаз на 360° определяет в вертикальной плоскости почти-периодическую структуру векторных характеристик поля $\text{Re}\Gamma_z(t)$, $\text{Im}\Gamma_z(t)$, $\text{rot}_y \vec{I}(t)$ (рис. 5.5). Расстояние $L_{1,2,3} = 200$ м есть наибольший период интерференции двух соседних нормальных волн (мод) [13]. Затемненные полосы длительностью $t \approx 23$ с на рис. 5.5а соответствуют следующим значениям $\Delta\varphi_z(t)$: в окрестности 0° т.е. $-90^\circ < \Delta\varphi_z(t) < 90^\circ$, при которых $\text{Re}\Gamma_z(t) > 0$; вторая область углов $\Delta\varphi_z(t)$ сосредоточена вблизи $\pm 180^\circ$, т.е. $90^\circ < \Delta\varphi_z(t) < 180^\circ$ и $-180^\circ < \Delta\varphi_z(t) < -90^\circ$, при которых $\text{Re}\Gamma_z(t) < 0$. Первый интервал углов соответствует потоку энергии идущему от поверхности к дну (по направлению оси $+z$); второй – идущему от дна к поверхности (по направлению оси $-z$).

На рис. 5.5б эти направления отмечены жирными вертикальными стрелками. При $\Delta\varphi_z(t)$ находящемся вблизи значения $\pm 90^\circ$ $\text{Re}\Gamma_z(t) = 0$, но $\text{Im}\Gamma_z(t)$ стремится к своему максимальному значению. Нормированная y -компонента $\text{rot}_y \vec{I}(t)$ проходит через нуль и меняет знак при значениях $\text{Re}\Gamma_z(t) = \pm 1$ (рис. 5.5). Центру локального вихря, обозначенного знаком «о», соответствует скачок $\Delta\varphi_z(t)$ на 180° ; $\text{Re}\Gamma_z(t)$ обращается в нуль и меняет знак; $\text{Im}\Gamma_z(t)$ также обращается в нуль с изменением знака; но, как и должно быть $\text{rot}_y \vec{I}(t) \neq 0$. Поведение функций соответствует необходимым и достаточным условием центра вихря [2,8]. На рис. 5.5а возможно отнести к точкам сингулярности точки, обозначенные как «o'» и «o''» и находящиеся на большем удалении от центра приемника.

Рассмотрим поведение векторных характеристик на длине пространственного периода интерференции L_1 . Началу периода соответствует $\Delta\varphi_z(t) = \pm 180^\circ$, акустическая энергия течет вверх $\text{Re}\Gamma_z(t) < 0$ и достигает своего максимального значения; $\text{Im}\Gamma_z(t) \rightarrow 0$, $\text{rot}_y \vec{I}(t) = 0$ и меняет знак с «-» на «+»; $\text{Re}\Gamma_z(t) \rightarrow +0,5$; $0^\circ < \Delta\varphi_x(t) < 90^\circ$. Далее, $\Delta\varphi_z(t)$ входит в область значений -90° ; $\text{Re}\Gamma_z(t) \rightarrow 0$ (в вертикальной плоскости нет переноса энергии) но горизонтальная компонента

$\text{Re}\Gamma_x(t) \rightarrow +1$ (максимальная энергия течет в горизонтальной плоскости), это есть верхняя точка вихря, его центр находится ниже и ротор достигает своего максимального значения со знаком «+».

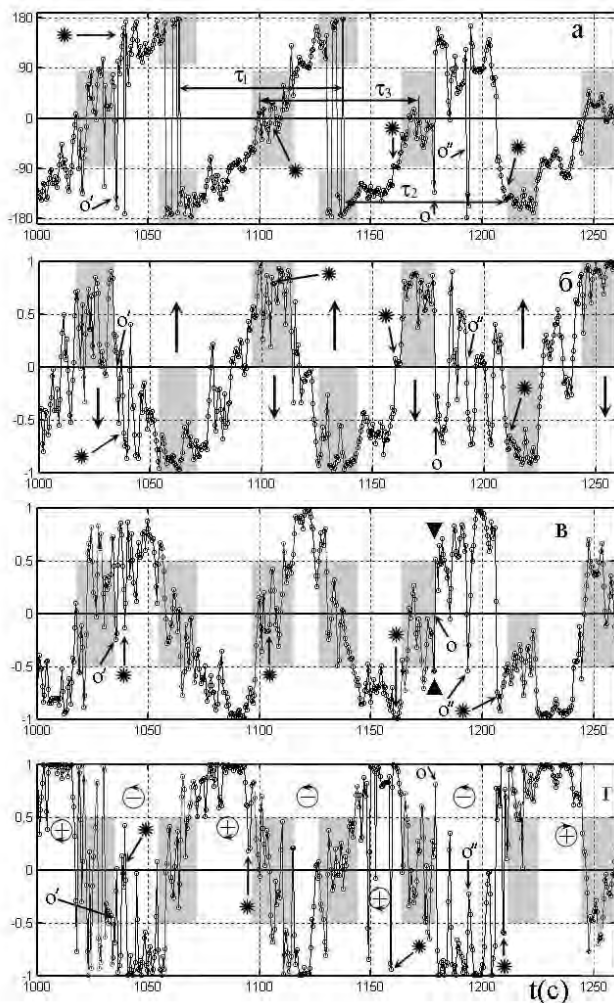


Рисунок 5.5 – Зависимость от времени: а – $\Delta\varphi_z(t)$; б – $\text{Re}\Gamma_z(t)$; в – $\text{Im}\Gamma_z(t)$; г – $\text{rot}_y \vec{I}(t)$.

Диапазон частот: 87 – 89 Гц. Время усреднения – 1 с. Приемник П1. Вертикальные стрелки на рис. 5.5б указывают направление движения энергии; знаки «+» и «-» соответствуют полярности вихря

При достижении $\Delta\varphi_z(t) = 0^\circ$, вихрь на максимуме $\text{Re}\Gamma_z(t)$ обращается в нуль и меняет знак с «+» на «-». При $t > 1100$ с приемник попадает в область между центром и седлом: $\text{Re}\Gamma_x(t) < 0$, $\text{Re}\Gamma_z(t) > 0$, $\text{rot}_y \vec{I}(t) \rightarrow 0$; энергия течет в сторону приемника. Далее, $\text{rot}_y \vec{I}(t) > -1$, $\text{Re}\Gamma_z(t) \rightarrow 0$, $\text{Re}\Gamma_x(t) \rightarrow +1$. Таким образом, на длине $L_1=200$ м мы имеем весь цикл смены направления движения энергии в волноводе включающий в себя два вихря со знаком «+» и «-». Область максимальных значений $\text{rot}_y \vec{I}(t) = \pm 1$ есть та область, в которой линии течения энергии замкнуты, т.е. область находится внутри сепаратрисы. Временной интервал этой области составляет от 6 с до 12 с. Линейные размеры вихрей в горизонтальной плоскости в среднем равно 22,5 м, что близко к

длине волны равной 17 м. Данная оценка оправдана тем, что дает ответ, почему приемник, находящийся на глубине 15 м, фиксирует вихри «+» и «-» идущие друг за другом, центры которых находятся на различных глубинах. Если бы размеры вихрей были меньше, то, скорее всего, приемник вообще «не видел» вихрей или видел бы вихрь одного знака, как это будет показано далее.

Общая картина вихревого движения не прерывается; вихрь со знаком «+» уступает место вихрю со знаком «-» и наоборот. Если принять, что диаметр крупномасштабного вихря $D \approx 22,0\text{м}$, то следовательно, в вертикальной плоскости центры вихрей «+» и «-» удалены на такое же расстояние. Приемник, находящийся на глубине 15 м, попадает в области вихрей разных знаков. Поскольку кривая $\text{rot}_y \vec{I}(t)$ несимметрична относительно нулевой линии (рис. 5.5г), можно предположить, что приемник находится, скорее всего, ближе к центру положительных вихрей. Гистограмма (рис. 5.6), построенная по данным рис. 5.5г, действительно указывает большую вероятность наблюдения «+» вихрей (интервал нормированных значений $+0,35 \div +1,0$) равную 0,5. Вероятность наблюдения «-» вихрей равна 0,3 (интервал нормированных значений $-1,0 \div -0,35$). Вероятность наблюдения нулевых вихрей равна 0,2 (интервал нормированных значений $-0,35 \div 0,35$). Суммарная вероятность наблюдения нормированных значений ротора с «+» и «-» ориентацией составляет 0,8. Отсюда следует, что плотность вихревых структур на интервале времени 265 с (интервал расстояний $\sim 662\text{ м}$) составляет 0,8. Значение 0,2 указывает на то, что существуют интервалы времени (расстояния) где завихренность мала (это может быть скопление локальных вихрей) или они полностью отсутствуют. Данные оценки могут быть уточнены при большем числе приемников, расположенных по вертикали на расстояниях порядка длины волны. Зависимость огибающей акустического давления от времени указывает на наличие в волноводе количества мод более двух (рис. 5.4а).

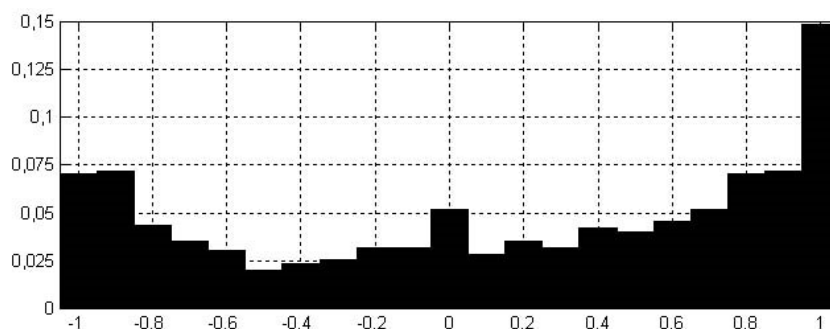


Рисунок 5.6 – Гистограмма плотности вероятности ρ_y нормированной y -компоненты ротора интенсивности $\text{rot}_y \vec{I}(t)$. Время накопления – 265с; время усреднения – 1 с; ширина кармана – 0,1; частота -88 ± 1 Гц; по оси абсцисс – значения нормированной y -компоненты ротора вектора интенсивности в пределах $(-1 \div +1)$

По виду разности фаз $\Delta\varphi_z(t)$ можно судить, что основную роль в интерференции определяют две первых моды (рис. 5.5). Из проведенного анализа можно сделать вывод, что в данном эксперименте реализуется случай интерференции двух первых мод описанных в [1]. Однако, присутствие мод высшего порядка проявляется на всех функциях рис. 5.4 и 5.5. Оно проявляется, прежде всего, в «короткоживущих» флуктуациях этих функций, возникающих в результате того, что пространственные периоды межмодовых биений несоизмеримы и распределение сингулярных точек в волноводе будет не периодическим, а скорее, случайным [1]. На рис. 5.5г флуктуации крупномасштабного вихря следует рассматривать как вихри более мелкого масштаба (локальные вихри). Отклонения $\text{Re}\Gamma_x(t)$ от +1 (на рис. 5.4 отмеченные звездочкой *) соответствуют различным значениям $\Delta\varphi_z(t)$ находящимся вблизи $\pm 180^\circ$, 0° и $\pm 90^\circ$. Можно утверждать, что их появление является случайным событием, при котором $\text{Im}\Gamma_z(t)$ и $\text{rot}_y \vec{I}(t)$ стремятся к нулю. Кроме отмеченных отклонений на почти-периодических функциях $\text{Re}\Gamma_z(t)$, $\text{Im}\Gamma_z(t)$, $\text{rot}_y \vec{I}(t)$ отмечается значительное число случайных флуктуаций связанных с образованием локальных вихрей. Локальные вихри «разрушают» крупномасштабную завихренность (рис. 5.7), что приводит к снижению вероятности наблюдения высоких нормированных значений ротора в окрестности ± 1 . Таким образом, почти-периодическая структура связана с крупномасштабной завихренностью, которая несет на себе локальные вихревые образования. Рассмотрим, к чему сводится взаимодействие крупномасштабных и локальных вихревых структур.

Взаимодействие крупномасштабных и локальных вихрей. Диапазон частот 166 ± 4 Гц ($\lambda = 9$ м)

Линейные размеры крупномасштабной завихренности, как следует из рис. 5.5, определяются наибольшим пространственным периодом интерференции соседних мод, размеры которого зависят от гидрологии, глубины волновода, глубины погружения излучателя. Как следует из рис. 5.5 на длине наибольшего пространственного периода интерференции $\tau_{1,2,3}$ располагаются два крупномасштабных вихря, роторы которых имеют разные знаки. На фоне крупномасштабной почти-периодической зависимости ротора от времени наблюдаются случайные «короткоживущие» флуктуации. Флуктуации крупномасштабной завихренности вызваны случайным появлением локальных вихрей. Из сравнения рис. 5.4 и 5.5 следует, что кратковременные возмущения $\text{Re}\Gamma_x(t)$ и $\Delta\varphi_x(t)$ случайно распределены по вертикальной структуре поля (на рис. 5.5 и 5.5 они имеют обозначения «*») и вызывают соответственно флуктуации величины и знака у-компоненты ротора.

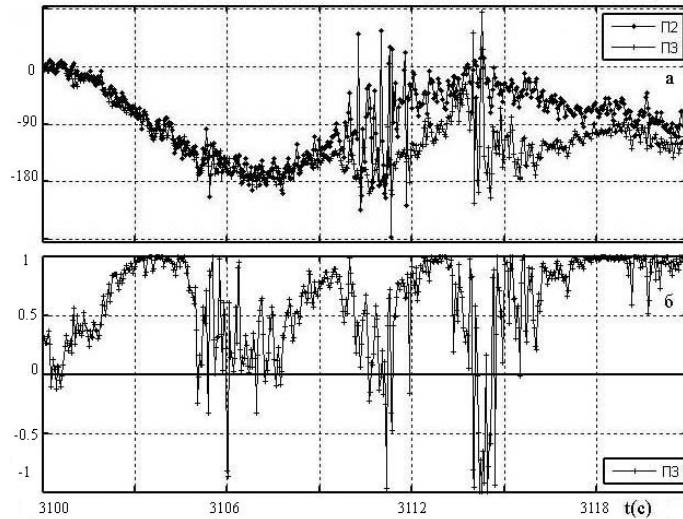


Рисунок 5.7 – Зависимость от времени: а – разности фаз $\Delta\varphi_z(t)$ на приемниках П2 и П3; б – нормированное значение $\text{rot}_y \vec{I}(t)$. Диапазон частот 166 ± 4 Гц. Время усреднения – 0,25 с

Рассмотрим в меньшем масштабе (по сравнению с рис. 5.4, 5.5 группу локальных вихрей на фоне крупномасштабной завихренности на двух горизонтально разнесенных приемниках П2 и П3. Диапазон частот 166 ± 4 Гц ($\lambda = 9$ м). Расстояние между приемниками – 1,20 м (рис. 5.1). Волна бежит от П2 к П3. Диаметр крупномасштабного вихря равен длине волны $\lambda = 9$ м и, следовательно, оба приемника находятся в области данного вихря. Локальный вихрь имеет диаметр $\sim 0,9$ м и, следовательно, его перемещение от П2 к П3 можно наблюдать во времени. Ограничимся рассмотрением функций $\Delta\varphi_z(t)$ и $\text{rot}_y \vec{I}(t)$ на временном интервале равном 18 с (интервал расстояний 54 м). На временном интервале 3100–3105 с $\Delta\varphi_z(t)$ обоих приемников совпадают и у-компонента ротора на этом интервале достигает максимальной величины. При t более 3105 с возникает возмущение $\Delta\varphi_z(t)$ на приемнике П2 и фазы приемников П2 и П3 начинают «расходиться», что приводит к деградации крупномасштабной завихренности на рис. 5.7б. При $t > 3109$ с появляются осцилляции $\Delta\varphi_z(t)$ величиной более 180° вначале на П2, затем на П3. Осцилляции в пределах 180° указывают на смену направления движения энергии «вверх-вниз», что влечет за собой «размытые» крупномасштабные завихренности. При $t > 3115$ с локальные вихри покидают приемники П2 и П3 и ротор стремится к своему максимальному значению. Таким образом, локальные вихри, в определенной степени, деформируют крупномасштабное вихревое поле.

Пространственная плотность вихревых структур в волноводе мелкого моря. Диапазон частот 108 ± 2 Гц ($\lambda = 14$ м)

Исследуем статистические свойства векторных характеристик интерференционного поля в полосе частот 108 ± 2 Гц одновременно на всех приемниках П1 – П4. На рис. 5.8 представлены реальные части x -компонент функции когерентности $\text{Re}\Gamma_{x_i}(t)$, где $i = 1-4$, для четырех точек измерения на короткой временной реализации 1050 с–1100 с с временем усреднения $\sim 0,25$ с. Здесь также приведены только x -компоненты. В течение 50 –ти секундной реализации источник звука сместился на расстояние ~ 125 м (при глубине места ~ 30 м и ровном дне). Вид интерференционного процесса на всем протяжении реализации в его сплошной мелкомасштабной флуктуационной части остается подобным для всех четырех приемников П1-П4.

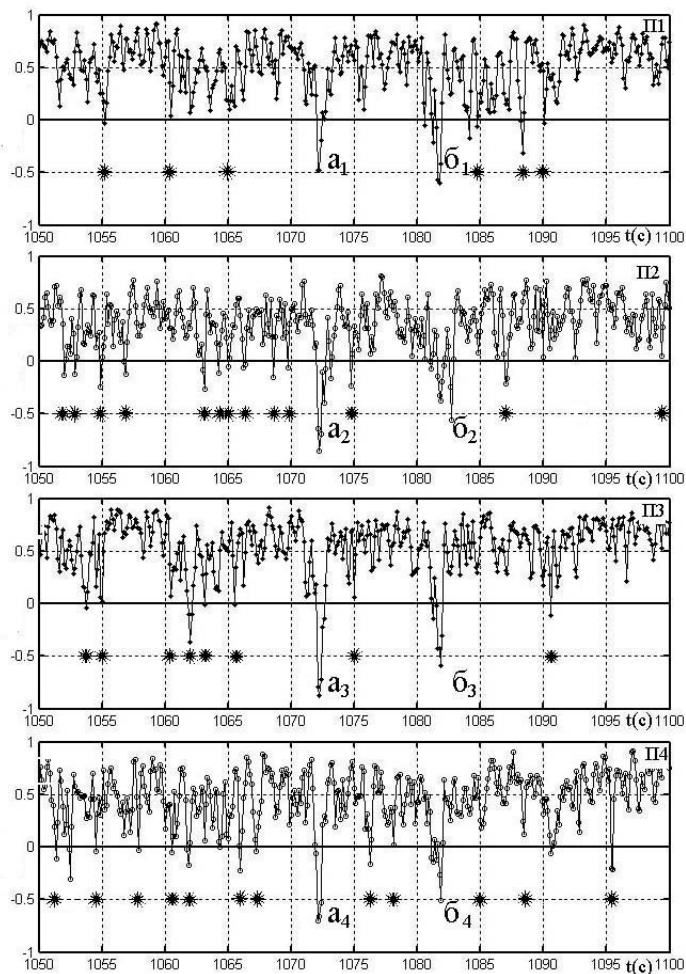


Рисунок 5.8 – Зависимости от времени x -компонент реальной части функции когерентности $\text{Re}\Gamma_{x_i}(t)$, $i=1-4$. Время усреднения – 0,25 с

Рис. 5.5б и 5.8 показывают идентичность поведения $\text{Re}\Gamma_x(t)$ на различных частотах, а именно, нормированная горизонтальная компонента вектора плотности потока энергии может изменять знак, в результате движение энергии от источника к приемнику изменяется на противоположное.

В случае если $\text{Re}\Gamma_x(t) \geq 0$, то энергия течет в положительном направлении оси x , причем когерентность поля испытывает значительные флуктуации. В области точек $\mathbf{a}_i, \mathbf{b}_i$ ($i=1-4$) $\text{Re}\Gamma_x(t)$ меняет знак с «+» на «-», что означает – энергия течет по направлению оси $-x$, т.е. по направлению к источнику звука. Когерентность при отрицательных значениях $\text{Re}\Gamma_x(t)$ достигает значительных величин, например, для \mathbf{a}_2 и \mathbf{a}_3 $|\text{Re}\Gamma_x(t)| \approx 1$. Наиболее значимые флуктуации выделены на рис. 7 звездочкой *. Перенос энергии сигнала в горизонтальной плоскости от источника к приемнику имеет длиннопериодный «мерцающий» характер, на фоне которого наблюдаются короткоживущие флуктуации, обращающие горизонтальный поток энергии до нуля или, в некоторых случаях, поворачивают поток энергии в сторону источника. Рис. 5.8 аналогичен рис. 5.4б, т.е. характер движения энергии в горизонтальной плоскости на различных частотах универсален. Статистические свойства вихревого поля рассмотрим на примере двух реализаций длительностью 50 с и 150 с.

На рис. 5.9 и 5.10 приведены гистограммы плотности вероятности ρ_y для y -компоненты ротора $\text{rot}_y \vec{I}(t)$ двух реализаций длительностью 50 с и 150 с для приемников П1-П4. Из рис. 5.9 и 5.7 следует, что вид гистограмм не зависит от времени накопления данных и, соответственно, от линейного горизонтального расстояния, занимаемого вихревым полем в волноводе. Если вероятностные характеристики вихревого поля не зависят от пространственного параметра (по координате x) то, по определению, такое поле является однородным по пространству, но и также стационарным по времени t , поскольку не зависит от начала отсчета времени [9]. Стационарность акустического вихревого поля аналогична другому стационарному статистическому процессу – стационарной турбулентности в установившемся потоке. Гистограммы в точках 1,3,4 фиксируют присутствие в акустическом поле только вихрей со знаком «+». В точке 2 присутствуют два вихря со знаком «+» и «-». На гистограмме рис. 5 для частоты 88 ± 1 Гц. вероятности наблюдения «+» и «-» вихрей соизмеримы. На гистограммах рис. 9 плотность вероятности для «+» вихря для П1 $\rho_y = 0,18$, для П2 $\rho_y = 0,14$, для П3 $\rho_y = 0,23$, для П4 $\rho_y = 0,22$, следовательно, «+» вихри находятся на горизонте приемной системы. Таким образом, распределение вихрей по глубине волновода зависит от частоты сигнала, что было показано ранее [14]. На основе данных рис. 5.9 и 5.10 в таблице 1 представлены вероятности наблюдения $\text{rot}_y \vec{I}(t)$ для времени накопления 50 и 150 с. Суммарные вероятности считались для интервалов $(-1,0 \div -0,35)$ и $(+0,35 \div +1,0)$. Область минимальных значений считалась в интервале $(-0,35 \div +0,35)$. Из табл. 5.1 следует: вероятность наблюдения не зависит от времени накопления, следовательно, вихревое поле статистически однородно; вероятность наблюдения минимальных значений завихренности менее $\sim 0,2$.

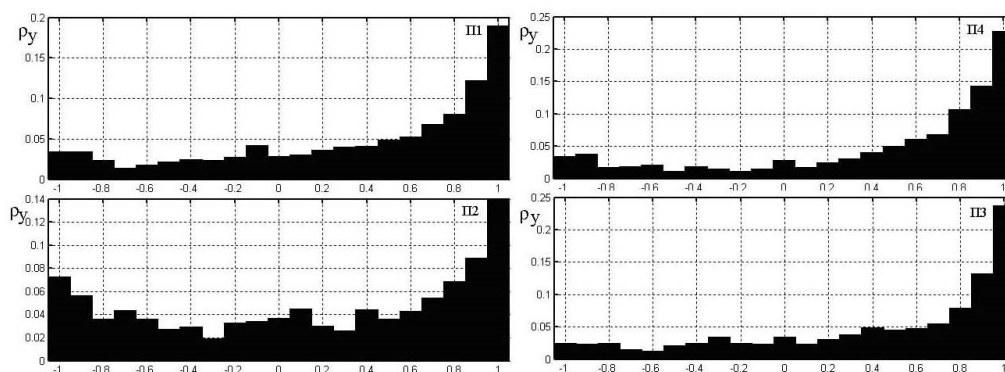


Рисунок 5.9 – Гистограммы плотности вероятности ρ_y нормированных компонент ротора $\text{rot}_y \vec{I}(t)$ для приемников П1–П4. Время накопления – 50с. Время усреднения – 0,25 с.

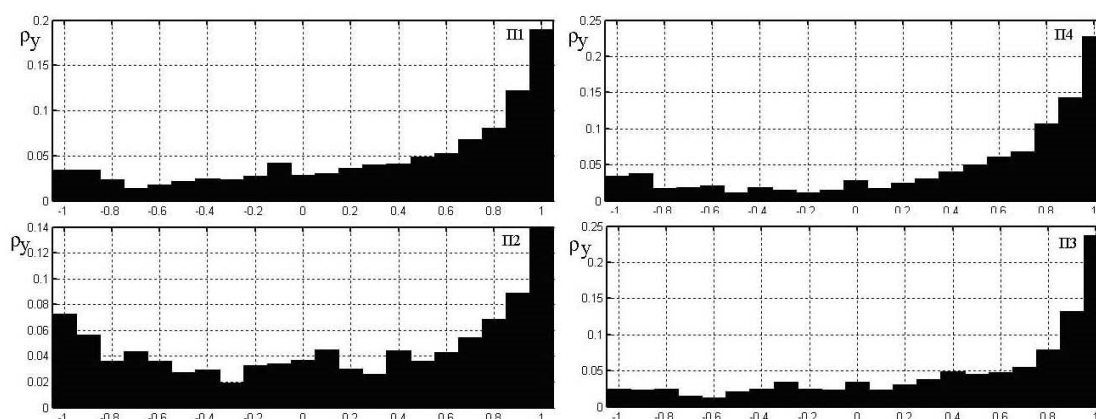


Рисунок 5.10 – Гистограммы плотности вероятности ρ_y нормированных компонент ротора $\text{rot}_y \vec{I}(t)$ для приемников П1–П4. Время накопления гистограмм – 150 с. Время усреднения – 0,25 с. По оси абсцисс – нормированные значения компонент ротора в интервале (-1÷+1). Гистограммы представлены согласно расположению приемников в измерительном модуле (рис. 5.1).

Следовательно, за время наблюдения 150 с вихревая структура наблюдается 120 с и только 30 с она отсутствует. Возможно, что время 30 с занято локальными короткоживущими возмущениями, которые вызывают деградацию крупномасштабной завихренности. Из вышеизложенного следует, вихревые структуры вектора интенсивности есть физическая реальность, определяющая перенос энергии в интерференционном поле волновода мелкого моря. Волновое поле, в данном случае, рассматривается как функция времени и точки пространства. Если представить, что источник неподвижен, но перемещается приемник, то сканируя акустическое поле, приемник на протяжении всей реализации будет постоянно находиться в вихревом акустическом поле сигнала с вероятностью 0,8.

Таблица 5.1 – О бозначения: П1-П4 – номера комбинированных приемников; 50 с и 150 с – длительности реализаций (время накопления); вероятность наблюдения y -компоненты ротора; в последнем столбце цифры, расположенные выше линии – суммарная вероятность наблюдения данной компоненты ротора в интервалах $(-1,0 \div -0,35; +0,35 \div +1,0)$; цифры ниже линии – вероятность наблюдения данной компоненты ротора в интервале $(-0,35 \div +0,35)$

	Длительности реализаций (с)	Вероятность наблюдения $rot_y \vec{I}(t)$
П1	50	0,8
		0,2
	150	0,8
		0,2
П2	50	0,8
		0,2
	150	0,8
		0,2
П3	50	0,8
		0,2
	150	0,9
		0,1
П4	50	0,8
		0,2
	150	0,9
		0,1
Средн еста- стическое значе ние	интервал -1,0÷- 0,35; +0,35÷+1,0	0,8
	интервал - 0,35÷+0,35	0,2

Из рис. 5.11 следует, что на протяжении всей реализации вектор интенсивности $\vec{I}(f_0, t)$ меняет свое направление относительно горизонтальной плоскости. Причем при смене знака $Re S_{PV_z}$ с «+» на «-» вектор $\vec{I}(f_0, t)$ вращается без особенностей (непрерывно) (точки **а**, **с**, **е**). При смене знака $Re S_{PV_z}(f_0, t)$ с «-» на «+» происходит «скачек» $\theta(f_0, t)$ и вектор $\vec{I}(f_0, t)$ «скачком»

меняет свое направление (точки **b**, **d**, **f**). Проведенный анализ на основе величин $S_{P2}(f_0, t)$, $\Delta\varphi_z(f_0, t)$, $\text{Re}S_{PV_z}(f_0, t)$, $\theta(f_0, t)$ показывают, что относительные интерференционные минимумы акустического давления $S_{P2}(f_0, t)$ (точки **a**, **b**, **c**, **d**, **e**, **f**) разделяют области пространства волновода мелкого моря, в которых в вертикальной плоскости волновода устанавливается устойчивая структура противоположно направленных потоков энергии. В результате в волноводе мелкого моря возникают в вертикальной плоскости вихри вектора интенсивности $\vec{I}(f_0, t)$ описанные в [1,2]. Заметим, что при смене направлений $\text{Re}S_{PV_z}(f_0, t)$ в окрестности точек **b**, **c**, **d**, **e** возникают флуктуации относительно нулевого значения $\text{Re}S_{PV_z}(f_0, t)$; в этих точках наблюдаются минимальные значения $S_{P2}(f_0, t)$, разность фаз $\text{Re}S_{PV_z}(f_0, t)$ терпит разрыв и наблюдаются флуктуации $\text{Im}S_{PV_z}(f_0, t)$ вблизи нуля (данная реализация в работе не приводится). Все эти данные есть признаки существования центра вихря интенсивности.

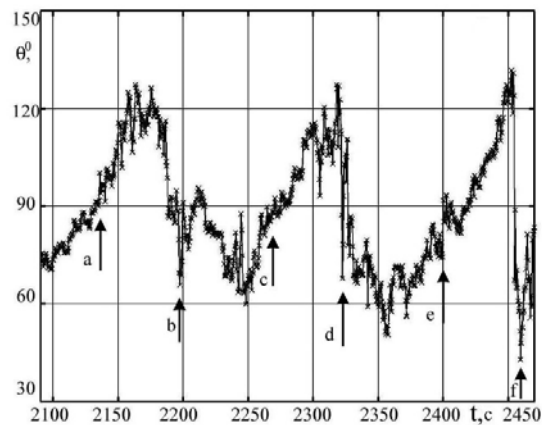


Рисунок 5.11 – $\theta(f_0, t)$ – полярный угол вектора интенсивности $\vec{I}(f_0, t)$

На рис. 5.12 приведены зависимости от времени нормированных компонент $rot_x(f_0, t)$ и $rot_y(f_0, t)$. Компонента $rot_z(f_0, t)$ флуктуирует вблизи нуля и в данной работе не приводится. Из рис. 11 следует, что зависимости $rot_x(f_0, t)$ и $rot_y(f_0, t)$ практически идентичны и в основном, они отражают характер крупномасштабной структуры $\text{Re}S_{PV_z}(f_0, t)$. Таким образом, завихренность крупномасштабной структуры периодически изменяет знак на всем протяжении регистрации сигнала от широкополосного источника. На фоне крупномасштабной структуры видны кратковременные флуктуации x- и y-компонент ротора вектора интенсивности, связанные со скачкообразным изменением крупномасштабной завихренности (рис. 5.10). Рассмотрим

характеристики поля $\Delta\varphi_z(f_0, t)$, $\Gamma_{PV_z}(f_0, t)$, $\Gamma_{PV_x}(f_0, t)$ и $\theta(f_0, t)$ на временном интервале флуктуации, отмеченной стрелкой **d** (рис 7-9). Длительность временного отрезка равна 1,5 с.

Современная подводная физическая акустика, используя векторно-фазовый метод исследования, достигла значительных успехов в исследовании сложных акустических полей. Исследования векторных характеристик интерференционного низкочастотного акустического поля шумоподобного сигнала от движущегося поверхностного источника показали:

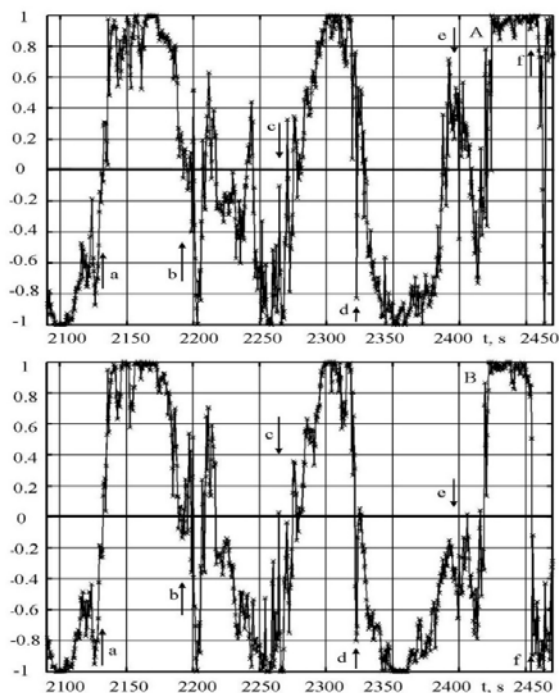


Рисунок 5.12 – Зависимость от времени (расстояния) нормированных значений: А - $\text{rot}_x(f_0, t)$, В - $\text{rot}_y(f_0, t)$. Усреднение экспоненциальное, полоса анализа $\Delta f = 2,15$ Гц, время усреднения – 2,9 с

- направление переноса акустической энергии от источника в горизонтальной плоскости носит стохастический характер – горизонтальная компонента плотности потока энергии может обратиться в нуль или изменить свое направление на обратное;

- интерференция двух первых мод определяет наибольший интерференционный период, на длине которого возникает почти-периодическая структура переноса акустической энергии в вертикальной плоскости «вверх-вниз-вверх»;

- интерференционный процесс порождает крупномасштабную вихревую структуру в вертикальной плоскости волновода. Диаметр отдельного вихря соизмерим с длиной волны λ сигнала. Следующие друг за другом крупномасштабные вихри имеют противоположные знаки, их центры расположены на различных глубинах, на расстояниях $\sim \lambda$;

- источником локальных вихрей является интерференция мод высшего порядка. Линейные размеры локального вихря порядка $\sim 0,1\lambda$. Локальные вихри занимают пространство между крупномасштабными вихрями, разрушая, в некоторой степени, их вихревую структуру;

- плотность крупномасштабных вихрей на исследуемом временном (пространственном) интервале не менее 0,8;

- вихревое акустическое поле является статистически однородным по пространству и стационарным по времени;

- полученные результаты являются оригинальными и открывают новые возможности в исследовании сложного акустического поля мелкого моря.

Список используемых источников

- 1 Журавлев В.А., Кобозев И.К., Кравцов Ю.А. Дислокации фазового фронта в океаническом волноводе и их проявление в акустических измерениях// Акуст. журн. 1989. Т.35. №2. С.260-265.
- 2 Журавлев В.А., Кобозев И.К., Кравцов Ю.А. Потoki энергии в окрестности дислокаций фазового фронта волнового поля// Журн. exper. теор. физ. 1993. Т.104. №5 (11). С. 3769-3783.
- 3 Елесеенин В.А., Тужилкин Ю.И. Поток акустической мощности в волноводе// Акуст. журн. 2001. Т.47. №6. С.781-788.
- 4 Nye, J. F., and Berry, M. V. 1974. Dislocations in wave trains. Proceedings of the Royal Society of London, Ser. A, Vol.336, No. 1605. P. 165-90.
- 5 Баранова Н.Б., Зельдович Б.Я. Дислокации поверхностей волнового фронта и нули амплитуды// ЖЭТФ. Т. 80. №5, 1981. С. 1789-1797.
- 6 Щуров В.А. Векторная акустика океана. Владивосток. Дальнаука. 2003. 307 с.
- 7 Щуров В.А., Кулешов В.П., Ткаченко Е.С. Фазовые спектры интерференции широкополосного поверхностного источника в мелком море// Сборник трудов XXII сессии Российского акустического общества и Сессии Научного совета РАН по акустике. Т.2, -М.: ГЕОС, 2010. С.248-251.
- 8 Mann J.A., Tichy J., Romano A.J. Instantaneous and time-averaged energy transfer in acoustics fields//J. Acoust. Soc. Am. 1987. Vol. 82. N4. P. 17-30.
- 9 Рытов С.М. Введение в статистическую радиофизику. М. 1976. 494 с.
- 10 Щуров В.А., Кулешов В.П., Черкасов А.В. Вихри акустической интенсивности в мелком море// Акуст. журн. 2011. Т.57, №6. С. 837-843.
- 11 Щуров В.А., Ляшков А.С. О некоторых особенностях энергетических характеристик интерференционного акустического поля мелкого моря// Акуст. журн. 2013. Т.59, №4. С. 459-468.

- 12 Dall'Osto D.R. Properties of the Acoustic Vector Field in Underwater Waveguides. A dissertation for the degree of Doctor of Philosophy. University of Washington. 2013. USA.
- 13 Бреховских Л.М., Лысанов Ю.П. Теоретические основы акустики океана. Л.: Гидрометеиздат, 1982. 264 с.
- 14 Shchurov V. Comparison of the Vorticity of Acoustic Intensity Vector at 23 Hz and 110 Hz Frequencies in the Shallow Sea // Applied Physics Research. Canadian Center of Science and Education. V. 3, № 2. Nov. 2011. P. 179-189.

5.2 Четвертый статистический момент акустического векторного поля

Приведем результаты исследований 2014 г. На основе статистической теории когерентности, разработанной в оптике и радиофизике, вводится новое соотношение в векторной подводной акустике – четвертый статистический момент акустического векторного поля. Показано, что корреляционная теория когерентности может быть применена для исследования корреляционных свойств вектора интенсивности (величины второго порядка). Таким образом, когерентные свойства векторного акустического поля могут быть исследованы с помощью четвертого статистического момента, при этом мы выходим за рамки корреляционной теории второго порядка. Данный подход существенно расширяет возможности в исследовании векторных акустических полей. В статье изложены экспериментальные результаты по исследованию когерентных свойств векторного акустического поля с использованием четвертого момента интенсивности. Показано, что изменчивость уровня корреляционной функции интенсивности выше, чем у исходных величин интенсивности.

Важнейшей характеристикой векторного акустического поля является вектор плотности потока энергии (вектор интенсивности):

$$\vec{I}(f) = \langle p(f, t) \vec{V}(f, t) \rangle_t, \quad (5.8)$$

где $p(f, t)$, $\vec{V}(f, t)$ - мгновенные значения акустического давления и вектора колебательной скорости, соответственно; знак $\langle \dots \rangle_t$ означает усреднение по времени. Выражение (5.8) есть функция взаимной корреляции двух случайных процессов акустического давления $p(t)$ и вектора колебательной скорости $\vec{V}(t)$, при относительном временном сдвиге $\tau = 0$. Акустическое поле считаем стационарным, эргодичным; величины $p(t)$ и $\vec{V}(t)$ - центрированными. Сигналы считаем монохроматическими.

Переходя в комплексную плоскость запишем для данной точки поля (в точке расположения приемника) функцию когерентности в декартовой системе координат:

$$\Gamma_{pV_i}(t) = \frac{\langle \tilde{p}(t)\tilde{V}_i^*(t) \rangle_t}{\sqrt{\langle \tilde{p}(t)\tilde{p}^*(t) \rangle_t \langle \tilde{V}_i(t)\tilde{V}_i^*(t) \rangle_t}} = \text{Re } \Gamma_{pV_i}(t) + \text{Im } \Gamma_{pV_i}(t), \quad (5.9)$$

аргумент $\Gamma_{pV_i}(t)$ находим из $\theta(t) = \text{arctg} \frac{\text{Im } \Gamma_{pV_i}(t)}{\text{Re } \Gamma_{pV_i}(t)}$, где $\tilde{p}(t)$, $\tilde{V}_i(t)$, $\tilde{V}_i^*(t)$ - аналитические сигналы акустического давления и компонент колебательной скорости на частоте ω , $i = x, y, z$. Функция когерентности принимает значения $-1 \leq \Gamma_{pV_i}(t) \leq +1$. В случае, если $\Gamma_{pV_i}(t) = \pm 1$ поле величин $p(t)$ и $\vec{V}(t)$ является полностью когерентным, при $\Gamma_{pV_i}(t) = 0$ - поле некогерентно; при $-1 < \Gamma_{pV_i}(t) < +1$ поле является частично когерентным. Величины $p(t)$ и $\vec{V}(t) \{V_x(t), V_y(t), V_z(t)\}$ являются случайными функциями времени и координат. В данной работе рассматриваются когерентные свойства мгновенной интенсивности только от времени с использованием не только величины второго порядка в виде (5.8) и (5.9), но и высших порядков.

Время наблюдения T гораздо больше периода T_0 несущей частоты ω ($T \gg T_0 = 2\pi/\omega$). Исходя из этого $\vec{I}(t)$ будем считать мгновенной интенсивностью. Когерентность $\Gamma_{pV_i}(t)$ представляет нормированное значение интенсивности $I(t)$ в некоторой полосе частот и является низкочастотной функцией времени с аргументом $\theta(t)$. Рассмотрим два комбинированных приемника расположенных в акустическом поле и разнесенных по горизонтали на расстоянии $d \gg \lambda$. Процесс измерений на всех приемниках синхронизирован. Измеренную интенсивность в точке один обозначим $\vec{I}_1(t)$, в точке два - $\vec{I}_2(t)$. Возникает вопрос, может ли корреляция интенсивностей $\vec{I}_1(t)$ и $\vec{I}_2(t)$ содержать информацию о степени когерентности $p_1(t)$ и $\vec{V}_1(t)$ и $p_2(t)$ и $\vec{V}_2(t)$? Рассмотрим корреляцию интенсивностей $\vec{I}_1(t)$ и $\vec{I}_2(t)$, которые являются статистическими моментами второго порядка. Корреляционную функцию интенсивности запишем в виде:

$$\psi_I(\tau) = \langle I_1(t+\tau)I_2(t) \rangle - \langle I_1(t+\tau) \rangle \langle I_2(t) \rangle, \quad (5.10)$$

где τ - относительная временная задержка, обусловленная разностью хода длин волн Δl от локального источника до каждого из двух приемников (рис. 5.13). Таким образом, корреляция интенсивностей $\vec{I}_1(t)$ и $\vec{I}_2(t)$ требует вычисление статистического момента четвертого порядка, что выходит за пределы корреляционной теории второго порядка. Входящий в формулу (5.10) четвертый статистический момент равен сумме попарных произведений вторых моментов [1]:

$$\begin{aligned}
\langle p_1(t+\tau)V_1^*(t+\tau)p_2(t)V_2^*(t) \rangle &= \langle p_1(t+\tau)V_1^*(t+\tau) \rangle \langle p_2(t)V_2^*(t) \rangle + \\
&+ \langle p_1(t+\tau)p_2(t) \rangle \langle V_1^*(t+\tau)V_2^*(t) \rangle + \langle p_1(t+\tau)V_2^*(t) \rangle \langle V_1^*(t+\tau)p_2(t) \rangle = \\
&= I_1 I_2 + |B_{12}(\tau)|^2 + |\tilde{B}_{12}(\tau)|^2,
\end{aligned} \tag{5.11}$$

где $B_{12}(\tau) = \langle p_1(t+\tau)V_2^*(t) \rangle$ и $\tilde{B}_{12}(\tau) = \langle p_1(t+\tau)p_2(t) \rangle = 0$ - первая и вторая корреляционные функции. Третье слагаемое равно нулю, поскольку оно описывает замкнутые потоки энергии (вихри вектора интенсивности) [2].

В результате формула (5.10) приводится к виду $\psi_I(\tau) = |B_{12}(\tau)|^2 = I_1 I_2 |K_{12}(\tau)|^2$.

Но
$$K_{12}(\tau) = \frac{B_{12}(\tau)}{2\sqrt{I_1 I_2}} = |K_{12}(\tau)| e^{i\theta_{12}(\tau)}, \tag{5.12}$$

где $K_{12}(\tau)$ - коэффициент корреляции для комплексных амплитуд [3]. В окончательном виде корреляционная функция интенсивности:

$$\psi_I(\tau) = I_1 I_2 |K_{12}(\tau)| \cos \theta_{12}(\tau). \tag{5.13}$$

В выражении (6) $I_1, I_2, K_{12}(\tau)$ - постоянные величины. Если обратиться к рис. 5.13, то ясно, что при движении источника звука относительно первого и второго приемников интерферометра разность хода Δl и, соответственно, задержка τ будут изменяться, что приведет к модуляции вида $\cos \theta_{12}(\tau)$ корреляционной функции интенсивности $\psi_I(\tau)$.

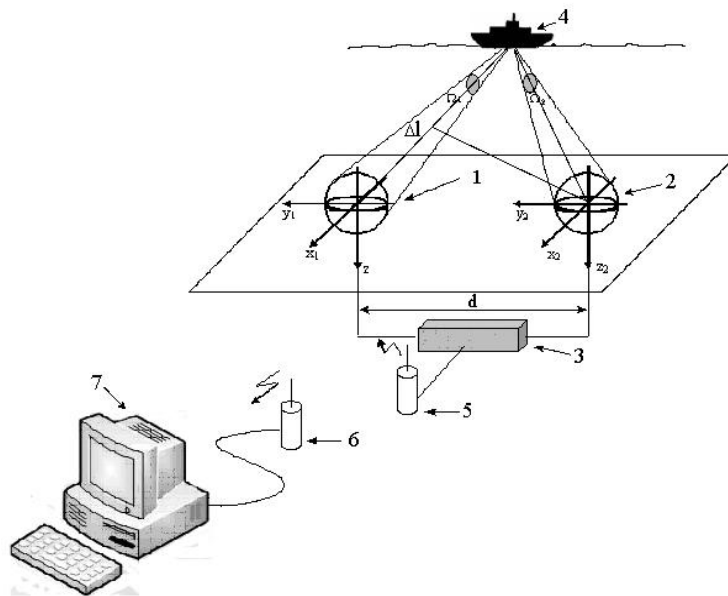


Рисунок 5.13 – Схема эксперимента на основе интерферометра интенсивности (аналог оптического интерферометра Юнга-Френеля). Обозначения: 1, 2 – комбинированные приемники; 3 – гермоконтейнер с электронной аппаратурой; 4 – поверхностный источник звука, $\Delta l = \tau c$ –

разность хода длин волн; $d = 300$ м – расстояние между приемниками (база интерферометра); 5, 6 – приемопередатчики; 7 – многоканальная цифровая система обработки информации



Рисунок 5.14 – Восьмиканальный приемный комбинированный модуль нейтральной плавучести. Японское море, бухта Витязь

Для проверки соотношения (5.13) был проведен натурный эксперимент в мелком море. Приемная система представляла собой интерферометр интенсивности [4], состоящий из двух вертикальных линий, каждая из которых имеет по два комбинированных приемника, (16 цифровых информационных каналов), разнесенных по глубине. Глубина места ~ 30 м. Приемники по горизонтали разнесены на 300 м. Исследовалась когерентность интенсивности, измеряемая двумя комбинированными приемниками, расположенными на глубинах 15 м. Рассматривался ряд частот от 23 Гц до 600 Гц. На рис. 5.15 приведена коррелограмма u -компоненты интенсивности для случая проходящего судна. Как и следует из соотношения (5.13) сигнал постоянного уровня модулирован функцией $\cos \theta_{12}(\tau)$. Для сравнения на рис. 5.16 представлена $\text{Re } \Gamma_{pV_y}(\tau)$ (5.9) для u -компонент интенсивности первого и второго приемников. Из сравнения рис. 5.15 и 5.16 следует, что флуктуации $\text{Re } I_{y_1}(t)$ и $\text{Re } I_{y_2}(t)$ трансформируются в общую картину корреляции интенсивности между точками 1 и 2. Таким образом, статистические свойства $p(t)$ и $\vec{V}(t)$ через взаимную корреляцию $\text{Re } \vec{I}_1(t)$ и $\text{Re } \vec{I}_2(t)$ отражены в корреляционных свойствах $\psi_I(\tau)$. Из рис. 5.16 следует, что когерентность поля в точке 2 выше, чем в точке 1 на значительной части временного интервала 2400 – 3800 с. Знак минус указывает, что энергия течет в направлении против оси u . Колебания уровня интенсивности (рис. 5.16) (при переводе безразмерных величин в децибелы по мощности) не превышает $\pm(3 - 5)$ дБ. Однако, модуляция уровня $\psi_I(\tau)$ достигает

± 25 дБ. Таким образом, величина $\psi_I(\tau)$ «откликается» на изменение когерентности поля в более значительной степени, чем интенсивность. На временном интервале 3400 – 3600 с происходит смена знака с «-» на «+» у-компонент интенсивностей (рис. 5.16), т.е. источник звука перемещается из I четверти в III четверть системы координат комбинированных приемников интерферометра. Этот переход не отражается на коррелограмме $\psi_I(\tau)$, что и должно быть, т. к. расположение системы координат не должно влиять на когерентные свойства акустического поля.

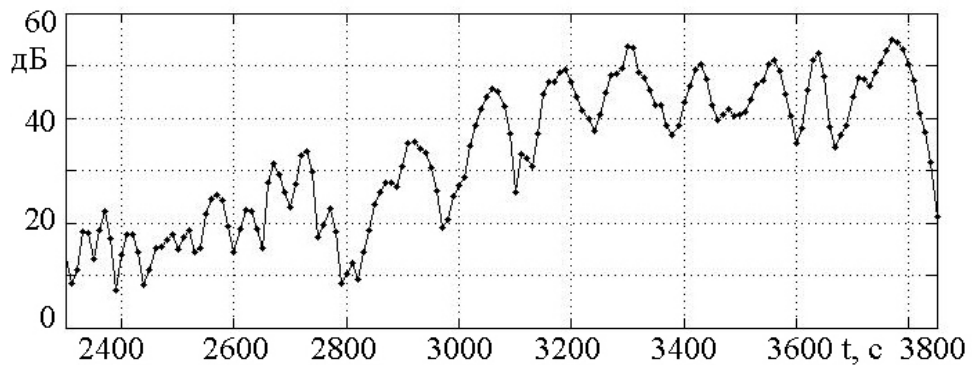


Рисунок 5.15 – Компонента у коррелограммы интенсивности проходящего судна. Частота – 166 Гц, полоса частот – 6 Гц. Время усреднения – 20 с. Шкала децибел выбрана произвольно

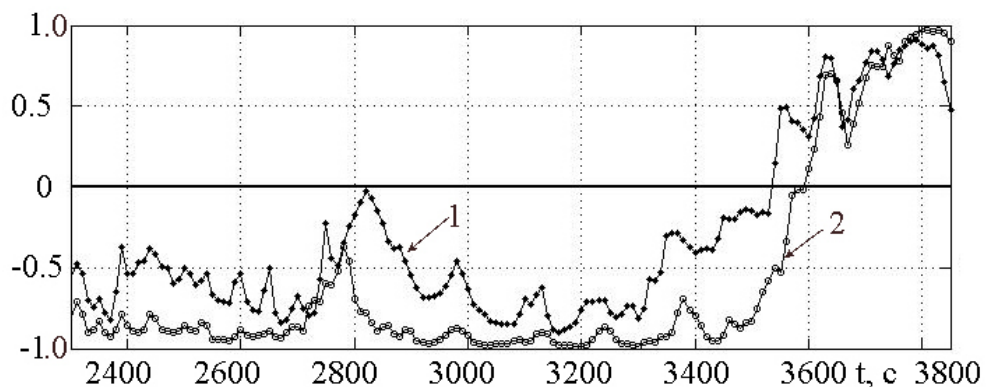


Рисунок 5.16 – Зависимость от времени у-компонент интенсивностей $Re I_{y_1}(t)$ и $Re I_{y_2}(t)$ от проходящего судна в приемных точках интерферометра разнесенных на расстояние 300 м. Частота – 166 Гц, полоса частот – 6 Гц. Время усреднения – 3 с

Данная работа демонстрирует: исследование сложных акустических процессов и выяснение степени их когерентности с использованием четвертого статистического момента вектора интенсивности открывает совершенно новую, ранее неизвестную, информацию об акустическом поле шума и сигнала, что дает новый импульс в развитии теории частичной и полной когерентности в векторной акустике. Очевидно, что данный подход может найти применение при решении прикладных задач.

Список используемых источников

- 1 Борн М., Вольф Э. Основы оптики. М. 1957. 501 с.
- 2 Щуров В.А., Кулешов В.П., Черкасов А.В. Вихревые свойства вектора акустической интенсивности в мелком море. // Акуст. журн. 2011. Т.57, №6. С. 837-843.
- 3 Рытов С.М. Введение в статистическую радиофизику. М. 1976. 494 с.
- 4 Щуров В.А., С.Г. Щеглов*, В.П. Кулешов, Е.Н. Иванов*, Е.С. Ткаченко Гидроакустический комбинированный интерферометр интенсивности// XXVI Сессия РАО, совмещенная с XIV школой-семинаром им. акад. Л.М.Бреховских "Акустика океана". 2013. С. 335–338.

5.3 Наблюдение слабого сигнала при пассивном режиме шумопеленгования в условиях компенсации встречных потоков энергии в реальных условиях мелкого моря (2015 – 2016 гг.)

В работах [1,3–6] рассматривается теория процесса формирования отношения сигнал/шум SNR(PV) комбинированного четырех-компонентного акустического приемника при мультипликативной обработке сигнала. Математическая обработка четырех акустических каналов $P(t)$, $V_x(t)$, $V_y(t)$, $V_z(t)$, расположенных в одной точке пространства с единым фазовым центром, сводится к авто- и взаимной корреляции четырех компонент при временном сдвиге $\tau=0$. В приведенных исследованиях не рассматривается возможность использования фазовых соотношений как дополнительной информации к энергетическим соотношениям. В работах [1,3,4] показано, что уровень средних значений компонент изотропного окружающего шума $\langle p(t)V_x(t) \rangle_t$, $\langle p(t)V_y(t) \rangle_t$, $\langle p(t)V_z(t) \rangle_t$ может «упасть» при усреднении на величину порядка 16 – 20 дБ относительно $\langle p^2(t) \rangle_t$. Закон спада при усреднении уровня плотности потока энергии изотропного окружающего шума аппроксимируется кривой $b/\sqrt{\Delta f T}$, где b – коэффициент, Δf – полоса частот, T – время усреднения. Дисперсия $\sigma^2(pV)$ вычисляется через дисперсию давления σ_p^2 и дисперсию колебательной скорости σ_V^2 на выходе измерительной системы и определяется соотношением [4]:

$$\sigma^2(pV) = 1/4(\sigma_1(p, N)^2 + \sigma_1(V, N)^2 + 2(\sigma_1(p, N)^2 \sigma_1(V, N)^2 \gamma), \quad (5.14)$$

где γ – коэффициент корреляции p и V . В случае поверхностных динамических шумов

$$\gamma = 0 \quad \text{и} \quad \sigma^2(pV) = 1/4(\sigma_1(p, N)^2 + \sigma_{V, N}^2). \quad (5.15)$$

Поскольку р-канал давления имеет круговую характеристику направленности, а V-канал колебательной скорости – косинусную, то отношение дисперсий σ_p^2 и σ_V^2 определяется в

изотропном поле коэффициентом концентрации V-канала равным 3. Превышение при мультипликативной обработке сигнала $\langle (pV_i)_S \rangle_t$ однозначно определяется на фоне снижения $\langle (pV_i)_N \rangle$

уровня шума σ_{pV}^2 , изотропного поля и флуктуационной составляющей σ_{pV}^2 , где $i=x, y, z$ на выходе канала комбинированного приемника. Превышение уровня сигнала по каналу давления оценивается как – относительно флуктуации \bar{p}_N^2 . В случае компонент вектора плотности потока энергии превышение уровня оценивается как $\langle (pV_i)_S \rangle - \langle (pV_i)_N \rangle$ на фоне флуктуаций $\bar{pV}_{i,N}$. В случае детерминированного источника $\langle (pV_i)_S \rangle = \langle (pV) \rangle_S$. Таким образом,

$$\langle (pV_i)_N \rangle$$

уровень плотности потока энергии шума $\bar{pV}_{i,N}$ и флуктуаций потока энергии шума $\bar{pV}_{i,N}$ следует сравнивать с аналогичным значением на выходе приемника давления

$$\Delta = \frac{p_N^2 + \bar{p}_N^2}{\langle (pV_i)_N \rangle + [(\bar{pV}_i)_N]} \quad (5.16)$$

Как показано в [4] соотношение сигнал/шум для давления, колебательной скорости и вектора плотности потока энергии можно записать в виде:

$$\begin{aligned} SNR(p^2)_N &= \frac{k_p^2}{\sqrt{1 + (1 + 2k_p^2)/b\tau}}; \\ SNR(V^2)_N &= \beta^2 k_p^2 \sqrt{1 + (1 + \beta^2 k_p^2)/b\tau}; \\ SNR(pV)_N &= \beta^2 k_p^2 \sqrt{b\tau} / \sqrt{1 + k_p^2(1 - \beta)}, \end{aligned} \quad (5.17)$$

где $k_p^2 = p_S^2/p_N^2$, $k_V^2 = V_S^2/V_N^2$, $(\beta k_p)^2 = \left(\frac{p_S^2}{(p_N^2)(p_N^2/V_N^2)} \right)$, $b = 2\pi\Delta f$, Δf – полоса анализа.

С увеличением времени усреднения τ эти величины ведут себя следующим образом:

$$SNR(p^2) \rightarrow k_p^2; \quad SNR(V^2) \rightarrow k_V^2; \quad SNR(pV) \text{ растет пропорционально } \sqrt{b\tau}.$$

Формулы (5.16, 5.17) справедливы в том случае, если $SNR(p^2) > 3$ дБ, в случае $SNR(p^2) \leq 3$ дБ в анизотропном акустическом поле начинает работать механизм компенсации встречных потоков энергии и процесс обнаружения сигнала переходит в стадию «компенсационного обнаружения».

Основой процесса пассивного обнаружения является спектральный узкополосный анализ четырехмерного случайного векторного акустического поля, на основе которого находятся функции времени различных характеристик поля. На основе анализа полученных функций времени мы строим модель обнаружителя. Рассмотрим возможности предлагаемого обнаружителя на основе эксперимента в реальном акустическом волноводе прибрежной зоны в заливе Посьет проведенного в 2015 г. Схема эксперимента приведена на Рисунок 5.17.

Рассмотрим результаты эксперимента май – октябрь 2015 г. в заливе Посьет Японского моря. Эксперимент начался в 7 ч 31 мин и закончился в 15 ч 46 мин 19 сентября 2015 г. (рис. 5.17). Судно с излучающей системой выполнило две циркуляции с $R_1=1$ км и $R_2=1,5$ км. Скорость движения судна ~ 1 м/с (2 узла). Зависимость скорости звука от глубины представлена на Рисунке 5.18). В районе расположения приемной системы (система находится в центре е круговых галсов) дно достаточно плоское, средняя глубина $\sim 38 - 40$ м. Первый приемник находился на глубине 18 м, второй - 33 м. Акустическое поле в точке измерений представляет смесь сигналов от следующих источников: 1 – динамические шумы моря; 2 – излучаемые тональные сигналы 86, 123, 163 Гц (в случае движения излучающего судна по окружности R_2); шумы НИС «Молоков»; шумы от стоящих на якоре судов: грузовое судно «Datience Lake», танкер «Leda-DV» (расстояние – 2,89 мили). Рефрижераторное судно «Amber Baltic» водоизмещением 2686 тонн движется малым ходом из порта Зарубино, на расстоянии 1,8 мили от приемной системы оно встало на якорь. Шумами яхты можно пренебречь, т.к. она находится в режиме «тишина». Оси координат xOy комбинированного приемника лежит в горизонтальной плоскости, ось z направлена вертикально вниз. Направление оси x относительно направления на норд $N \alpha \approx 135^\circ$.

Формулы (5.16, 5.17) справедливы в том случае, если поле шума имеет высокую степень изотропности (диффузности) и если отношение сигнал/шум для акустического давления $SNR(p^2) > 3$ дБ. Обычно высокая степень изотропности акустического поля характерна для глубокого открытого океана. В прибрежной зоне акустическое поле окружающего шума всегда анизотропно. Береговая черта, промышленные предприятия, расположенные вблизи берега, гавани и ближнее судоходство формируют анизотропное поле подводного окружающего шума и помехи от локальных источников. Источники подводного окружающего шума и локальной помехи формируют в точке приема систему волн, направление которых относительно координат x, y и z комбинированной системы могут принимать любые значения в угле 2π . Компенсацию встречных потоков энергии мы наблюдаем в результате взаимной корреляционной обработки. Компенсация сигнала, мощность которого соизмерима или меньше мощности встречного потока энергии, т.е. $SNR(p^2) > 3$ дБ, в спектре когерентной мощности наблюдается в виде «энергетического провала» на частоте тонального сигнала или в полосе широкополосного сигнала [2,3,7,8].

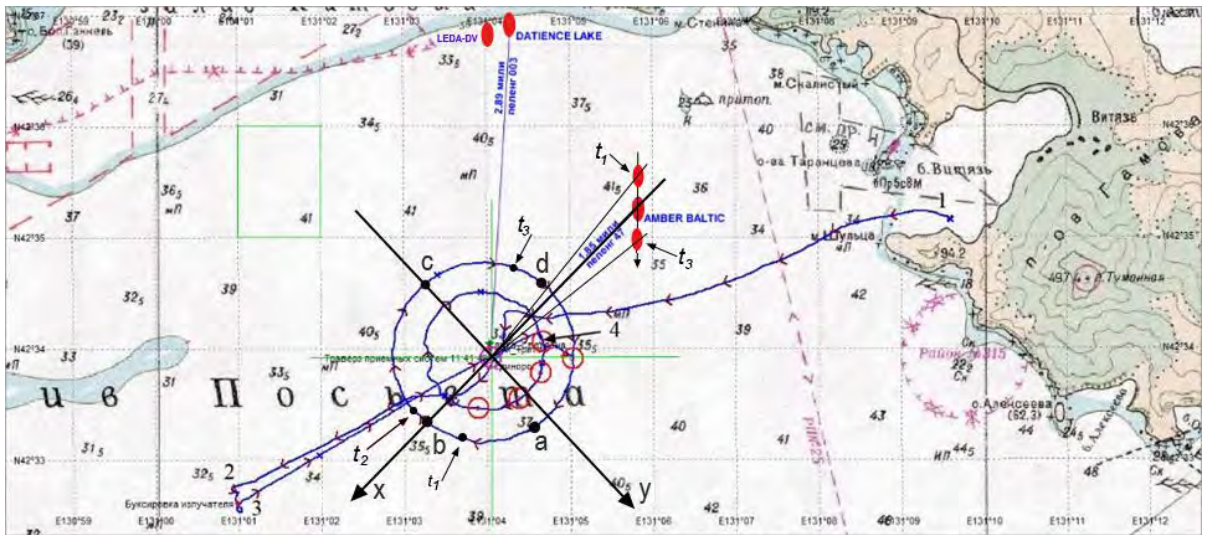


Рисунок 5.17 – Схема маневрирования НИС «Молоков» с излучающей акустической системой в заливе Посьет 19 сентября 2015 относительно приемной системы «Тритон». Показана ориентация осей координат xOy первого комбинированного приемника. Точки а – d соответствуют текущему времени $a = 0$ с, $b = 1450$ с, $c = 2700$ с, $d = 4125$ с. Время: $t_1 = 1160$ с (рис. 5.19), $t_2 = 1490$ с (рис. 5.20), $t_3 = 400$ с (рис. 5.21)



Рисунок 5.18 – Зависимость скорости звука от глубины в точке постановки приемной системы. П1, П2 – глубины постановки комбинированных приемников. Время постановки 19.09.15г.

Излучатель, перемещаясь по окружности (рис. 5.17), создает в точке приема потоки энергии тональных сигналов 86, 123, 163 Гц, направление которых в точке приема изменяется относительно потоков энергии подводного окружающего шума и помехи от локальных

источников. Как следует из Рисунков 2.5 – 2.7 в точках t_1 и t_2 (рис. 5.17) наблюдается компенсация, в точке t_3 – нет.

На рис. 5.19 – 5.21 представлены спектры: 1 – модуль автоспектра $S_{p^2}(f)$; 2 – модуль x -компоненты когерентной мощности $S_{pV_x}(f)$; 3 – модуль y -компоненты когерентной мощности $S_{pV_y}(f)$; 4 – модуль z -компоненты когерентной мощности $S_{pV_z}(f)$; 5,6,7 – фазовые спектры $\Delta\varphi_x(f)$, $\Delta\varphi_y(f)$, $\Delta\varphi_z(f)$, соответственно. Спектральная плотность x , y , z -компонент когерентной мощности вычислялась согласно формулам

$$S_{pV_i} = S_{p^2}(f) * \gamma_i^2(f), \quad \text{где } i=x,y,z.$$

$\gamma_i^2(f)$ – компоненты частотной когерентности [2].

Одновременно излучались три тональных сигнала $f_1=86$ Гц, $f_2=123$ Гц, $f_3=163$ Гц. Во всем диапазоне частот, как следует из $S_{p^2}(f)$ наблюдается интерференционная картина когерентной помехи. Максимум интерференции наблюдается в окрестности частоты $f_2=123$ Гц. На фоне интерференционного спектра наблюдаются «провалы» спектральной плотности когерентной мощности, связанные с компенсацией. На частотах выше 100 Гц спектры шума $S_{p^2}(f)$ и $S_{pV_x}(f)$, $S_{pV_y}(f)$, $S_{pV_z}(f)$ практически совпадают, что указывает на высокую когерентность помехи, т.е. $\gamma_{x,y,z}^2(f) \rightarrow 1$, фазовые спектры на этих частотах указывают: когерентная помеха в горизонтальной плоскости на частотах выше 50 Гц идет в положительном направлении осей x и y , но для частот $f_1=86$ Гц и $f_3=163$ Гц направления отличаются на 180° , т.е. направления сигнала и шума противоположны (рис. 5.19, 5.20, спектры 5,6). На частоте 123 Гц спектральный уровень когерентной мощности «падает» относительно уровня спектра давления: по оси x на 10 дБ, по оси y на 25 дБ (рис. 5.19); на рис. 5.20 $S_{pV_x}(f)$ «падает» относительно $S_{p^2}(f)$ на 30 дБ, по оси y на 5 дБ.

Таким образом, используя явление компенсации встречных потоков энергии возможно определить наличие или отсутствие сигнала, мощность которого соизмерима или меньше мощности помехи, в условиях высококогерентной помехи. Как следует из рис. 5.19–2.21 «энергетические провалы» в спектрах когерентной мощности встречаются достаточно часто (в данной геометрии расположения источников сигнала и помехи), причем на данных частотах в спектре $S_{p^2}(f)$ превышение уровней, как правило, находятся на уровне флуктуаций спектральной плотности мощности. Сигнал $f_1=86$ Гц частично компенсирован. Сигнал $f_3=163$ Гц не компенсирован, выигрыш $S_{pV_{x,y,z}}(f)$ относительно $S_{p^2}(f)$ равен нулю, поскольку помеха полностью когерентна, $\gamma_{x,y,z}^2(f) \rightarrow 1$. Рис. 5.21 соответствует времени t_3 , излучатель находится в верхней части циркуляции. Направления сигнала и помехи в точке приема совпадают. Происходит энергетическое сложение сигнала и помехи, компенсация отсутствует. В этом случае для обнаружения сигнала следует использовать анализ фазовых характеристик сигнала и помехи.

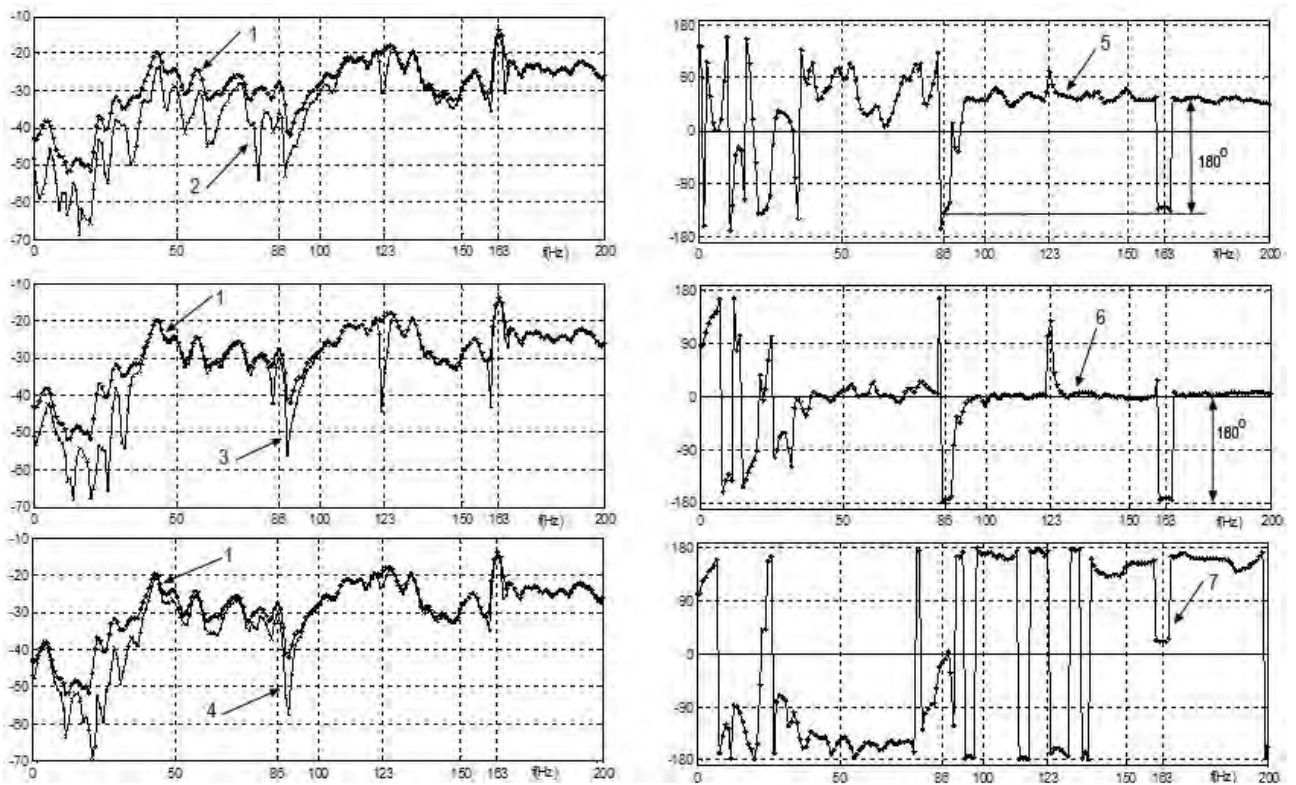


Рисунок 5.19 – Циркуляция. Излучение трех сигналов $f_1=86$ Гц, $f_2=123$ Гц, $f_3=163$ Гц.

Расстояние между излучателем и приемником $R \sim 1,5$ км. 1 – $S_{pz}(f)$, 2 – $S_{pV_x}(f)$, 3 – $S_{pV_y}(f)$, 4 – $S_{pV_z}(f)$, 5 – $\Delta\varphi_x(f)$, 5 – $\Delta\varphi_y(f)$, 5 – $\Delta\varphi_z(f)$, $t_1 = 1160$ с. Время усреднения – 8 с. Уровень в дБ выбран произвольно

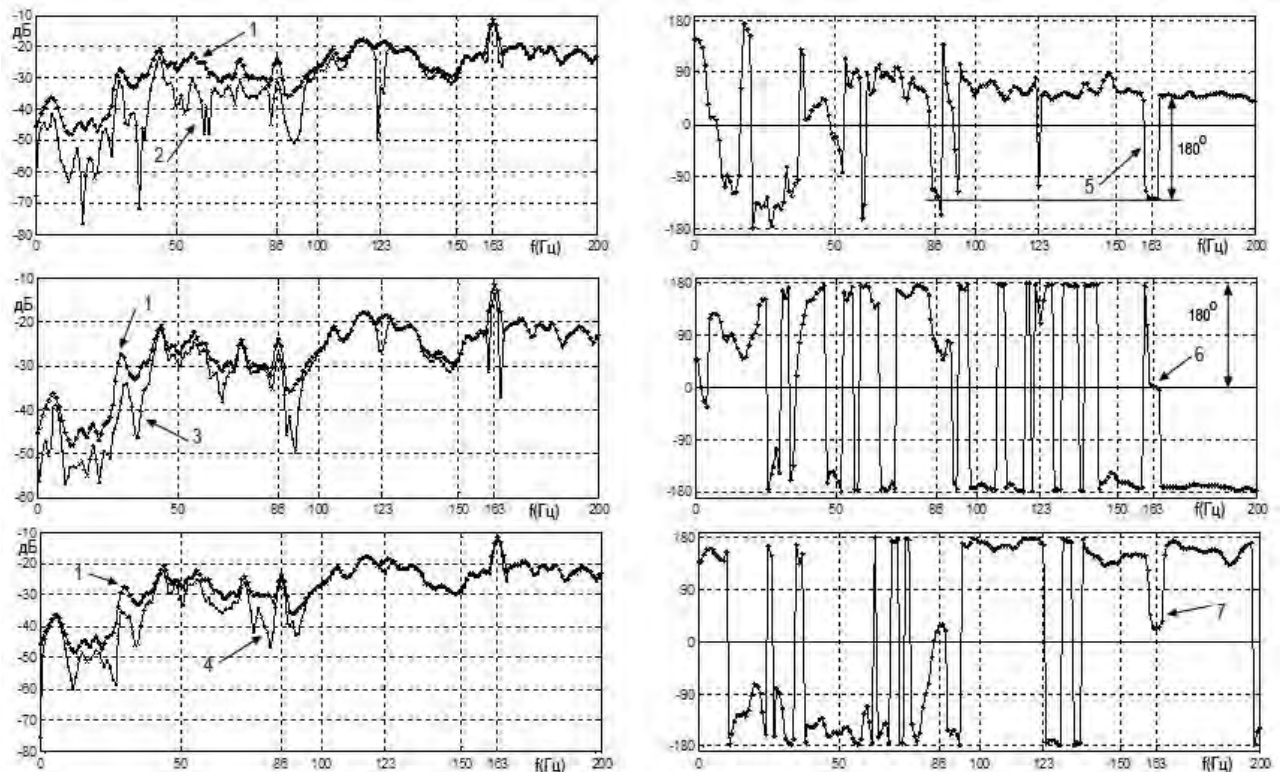


Рисунок 5.20 – Циркуляция. $t_2 = 1490$ с. Обозначения те же, что и на рис. 5.19

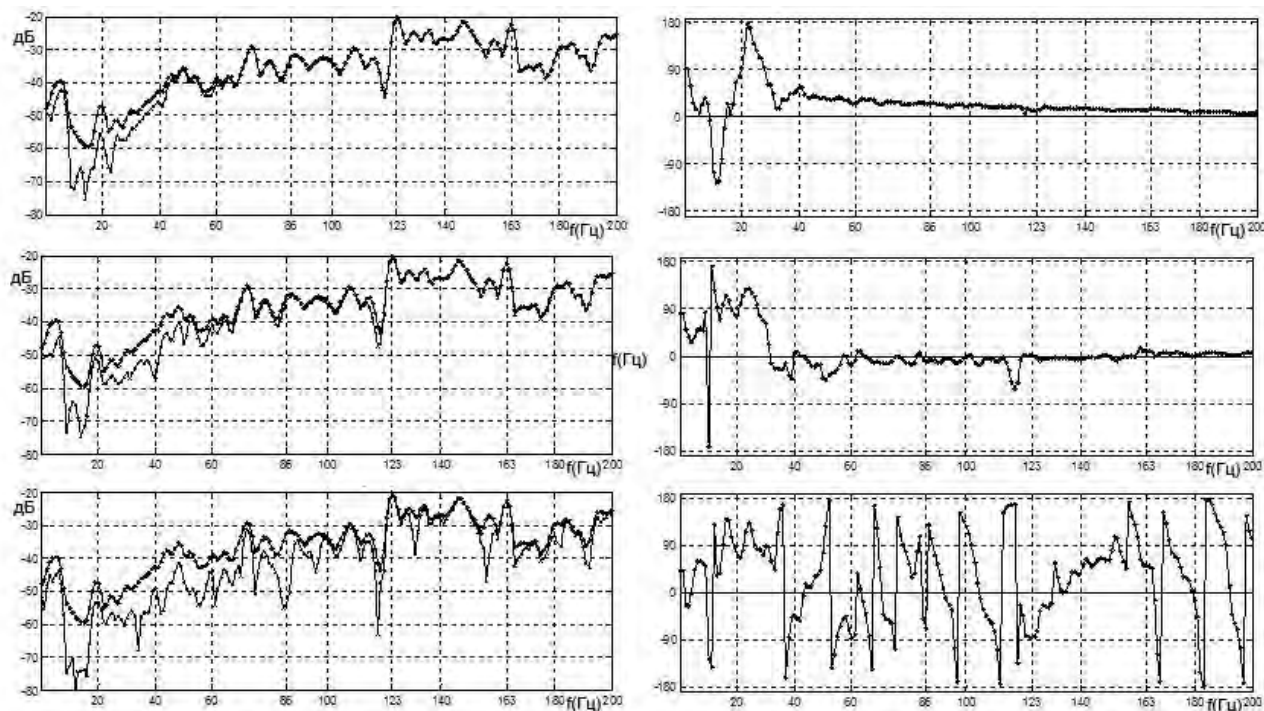


Рисунок 5.21 – Циркуляция. $t_2 = 4000$ с. Обозначения те же, что и на рис. 5.19

Проведенные исследования показали, что при построении систем обнаружения на базе приемных векторно-фазовых систем, необходимо учесть существование явления компенсации, на основе которого возможно построить системы обнаружения нового поколения. Выигрыш при этом относительно квадратичного детектора может составить порядка 45 дБ.

Список используемых источников

- 1 Щуров В.А., Щуров А.В. Помехоустойчивость гидроакустического комбинированного приемника // Акуст. журн. 2002. Т. 48, № 1. С. 110–119.
- 2 Shchurov V.A. Coherent and diffusive fields of underwater acoustic ambient noise // J. Acoust. Soc. Am. 1991. V. 90 (2), pt 1. P. 991–1001.
- 3 Щуров В.А. Векторная акустика океана. Владивосток. Дальнаука. 2003. 307 с.
- 4 Гордиенко В.А., Гордиенко Е.Л., Краснописцев Н.В., Некрасов В.Н. Помехоустойчивость гидроакустических приемных систем, регистрирующих поток акустической мощности// Акуст. журн. 2008. Т.54, №5. С.774-785.
- 5 Воробьев С.Д., Сизов В.И. Векторно-фазовая структура и векторно-фазовый метод описания и анализа случайных акустических полей// Акуст. журн. 1992. Т.38, №4. С. 654-659.
- 6 Клячин В.Е. Статистический анализ векторно-фазовых характеристик акустических полей и алгоритм их регистрации // Акуст. журн. 2004.Т.50, №4. С.516-523.

- 7 *Shchurov V.A., Ilyichev V.I., Kuleshov V.P., Kuyanova M.V.* The interaction of energy flows of underwater ambient noise and local source // *J. Acoust. Soc. Am.* 1991. V. 90 (2), pt 1. P. 1002–1004.
- 8 Щуров В. А., Кулешов В. П., Ткаченко Е. С., Иванов Е. Н. Признаки, определяющие компенсацию встречных потоков энергии в акустических полях океана// *Акуст. журн.* 2010. Т.56, №6. С. 835-843.

Список опубликованных материалов по теме в 2013 – 2016 гг.

- 9 Подводный планер (варианты). Пат. №122970 U1 РФ/ Щеглов С.Г. №2012118807; заявл. 04.05.12; опубл. 20.12.12. Бюл. № 35 (полез. модель).
- 10 Подводный планер (варианты). Пат. №124245 U1 РФ/ Щеглов С.Г., Ляшков А.С. №20121186660, заявл.04.05.2012; опубл.20.01.2013 Бюл. №2. (полезная модель).
- 11 Подводный планер (варианты). Пат. №2490164 С1 РФ/ Щеглов С.Г. №2012118812 заявл. 04.05.2012; опубл.20.08.2013 Бюл.№23. (изобретение).
- 12 Щуров В.А., Ляшков А.С. О некоторых особенностях энергетических характеристик интерференционного акустического поля мелкого моря// *Акуст. журн.* 2013. Т.59, №4. С. 459-468.
- 13 Щуров В.А., Щеглов С.Г. *, Кулешов В.П., Иванов Е.Н. *, Ткаченко Е.С. Гидроакустический комбинированный интерферометр интенсивности// XXVI Сессия РАО, совмещенная с XIV школой-семинаром им. акад. Л.М.Бреховских "Акустика океана", 17 июня - 21 июня 2013 (Институт океанологии им. П.П.Ширшова РАН, Москва) 392-395 (452-453)
- 14 Щуров В.А., Кулешов В.П., Ляшков А.С. Регулярные (почти-периодические) структуры линейных и квадратичных характеристик акустического поля // XXVI Сессия РАО, совмещенная с XIV школой-семинаром им. акад. Л.М.Бреховских "Акустика океана", 17 июня - 21 июня 2013 (Институт океанологии им. П.П.Ширшова РАН, Москва) 335-338 (441-442)
- 15 Щуров В.А., Щеглов С.Г., Кулешов В.П., Иванов Е.Н., Ткаченко Е.С. Исследование гидроакустического волнового поля посредством статистического момента четвертого порядка // Восьмой Всероссийский симпозиум «Физика геосфер». Материалы докладов. ТОИ ДВО РАН Владивосток. Дальнука. 2-6 сентября 2013. С. 233-237.
- 16 Щуров В.А., Кулешов В.П., Ляшков А.С., Ткаченко Е.С. Регулярные структуры линейных и квадратичных характеристик акустического поля // Восьмой Всероссийский симпозиум «Физика геосфер». Материалы докладов. ТОИ ДВО РАН Владивосток. Дальнука. 2-6 сентября 2013. С. 397-401.

- 17 Щеглов С.Г. Влияние угла планирования на гидродинамическое сопротивление подводного планера // Восьмой Всероссийский симпозиум «Физика геосфер». Материалы докладов. ТОИ ДВО РАН Владивосток. Дальнука. 2-6 сентября 2013. С. 238-242.
- 18 Щуров В.А., Ткаченко Е.С., Иванова Г.Ф.* Движение энергии низкочастотного тонального импульса в поле донно-поверхностной реверберации // Пятая Всероссийская научно-техническая конференция «Технические проблемы освоения Мирового океана». Материалы конференции. ИПМТ Владивосток. Дальнука. 30 сентября -4 октября 2013. С. 222-225
- 19 Щуров В.А., Черкасов А.В.* Четвертый статистический момент акустического векторного поля // Пятая Всероссийская научно-техническая конференция «Технические проблемы освоения Мирового океана». Материалы конференции. ИПМТ Владивосток. Дальнука. 30 сентября -4 октября 2013. С. 226-229
- 20 Щуров В.А., Ляшков А.С., Ткаченко Е.С. Регулярные почти-периодические интерференционные структуры на мелкой и глубокой воде // Пятая Всероссийская научно-техническая конференция «Технические проблемы освоения Мирового океана». Материалы конференции. ИПМТ Владивосток. Дальнука. 30 сентября -4 октября 2013. С. 217-221
- 21 Щеглов С.Г. Возможность снижения гидродинамического сопротивления малоразмерных беспилотных подводных планеров // Пятая Всероссийская научно-техническая конференция «Технические проблемы освоения Мирового океана». Материалы конференции. ИПМТ Владивосток. Дальнука. 30 сентября -4 октября 2013. С. 164-167
- 22 Щуров В.А., Ляшков А.С., Щеглов С.Г., Ткаченко Е.С., Иванова Г.Ф., Черкасов А.В. Локальная структура интерференционного поля мелкого моря // Подводные исследования и робототехника. Владивосток: Дальнаука. 2014. №1 (17). С. 58-67.
- 23 Щуров В.А., Ткаченко Е.С., Иванова Г.Ф. Вихревой перенос акустической энергии в мелком море.// Материалы 57-ой Всероссийской научной конференции. «Фундаментальные и прикладные вопросы естествознания» ТОВВМУ им. С.О.Макарова, Владивосток, 4 декабря 2014. Т. III. С. 227-230.
- 24 Щуров В.А., Иванова Г.Ф., Иванов И.А. Вихри интенсивности в акустическом поле глубокого открытого океана.// Материалы 57-ой Всероссийской научной конференции. «Фундаментальные и прикладные вопросы естествознания» ТОВВМУ им. С.О.Макарова, Владивосток, 4 декабря 2014. Т. III. С. 231-236.
- 25 Щуров В.А., Ляшков А.С., Щеглов С.Г., Ткаченко Е.С. Взаимодействие крупномасштабных и локальных вихрей вектора акустической интенсивности // Девятый Всероссийский

- симпозиум «Физика геосфер». Материалы конференции. ТОИ ДВО РАН Владивосток. Дальнаука. 21-24 сентября 2015. С. 251-254.
- 26 Щуров В.А. Сравнительная оценка интенсивностей крупно- и мелкомасштабных акустических вихрей.// Шестая Всероссийская научно-техническая конференция «Технические проблемы освоения Мирового океана». Материалы конференции. ИПМТ Владивосток. Дальнаука. 28 сентября -2 октября 2015. С. 180-184.
- 27 Shchurov V.A. Comparative assessment for the intensities of large-scale and small-scale acoustic eddies// The 5rd Pacific Rim Underwater Acoustics Conference. 2015. Vladivostok, Russia, 23-26 September 2015. (Far Eastern Federal University and V.I. Il'ichev Pacific Oceanological Institute)/ P.42-43
- 28 Щуров В.А., Иванова Г.Ф, Ляшков А.С., Щеглов С.Г., Ткаченко Е.С., Взаимодействие крупномасштабных и локальных вихрей // Материалы 58-ой Всероссийской научной конференции. «Фундаментальные и прикладные вопросы естествознания» ТОВВМУ им. С.О.Макарова, Владивосток, 4 декабря 2015. Т. III. С. 300-303.
- 29 Shchurov V.A. Large- and small-scale acoustic vortices intensities assessment// The 5rd Pacific Rim Underwater Acoustics Conference. 2015.Proceedings of Meetings on Acoustics, Vol. 24 070012 (2016). P. 1-7, [DOI: 10.1121/2.0000139], (<http://dx.doi.org/10.1121/2.0000139>)
- 30 Отчет по выполнению первого этапа НИР «Экспериментальное исследование пространственно – частотной структуры скалярно – векторных звуковых полей, создаваемых движущимся подводным источником звука в морской среде», шифр «Монитор-ТОИ», №01/2014-2016/ТОИ от 02.02.2015 г. СЧ проекта «Разработка новой технологии обнаружения и определения координат подводных движущихся объектов на основе измерений скалярно-векторной структуры их звуковых полей комбинированными приемниками», шифр «Монитор», ТОИ ДВО РАН, Владивосток, 2015.
- 31 Отчет по выполнению второго этапа НИР «Экспериментальное исследование пространственно – частотной структуры скалярно – векторных звуковых полей, создаваемых движущимся подводным источником звука в морской среде», шифр «Монитор-ТОИ», №01/2014-2016/ТОИ от 02.02.2015 г. СЧ проекта «Разработка новой технологии обнаружения и определения координат подводных движущихся объектов на основе измерений скалярно-векторной структуры их звуковых полей комбинированными приемниками», шифр «Монитор», ТОИ ДВО РАН, Владивосток, 2016.

6 Формирование поля нелинейных внутренних гравитационных волн и их разрушение. Геоакустическое моделирование. Осадочные волны. Численное и статистическое моделирование распространения звуковых волн в случайно-неоднородных средах

6.1 Геоакустическое моделирование шельфовой зоны Японского моря

В течение последнего десятилетия в заливе Петра Великого (ЗПВ) сотрудниками ТОИ ДВО РАН были проведены комплексные геолого - геофизические исследования строения морского дна. ЗПВ расположен в северо-западной части Японского моря и является самым крупным заливом Японского моря площадью около 9000 км². Дно залива достаточно ровное и характеризуется уклоном 6 - 7° до 150 м. Залив ограничен с моря береговым склоном с уклоном до 30° с глубины 150 м до глубин порядка 2500 м. На участке шельфа размером 400 км², большая часть которого относится к внутреннему заливу ЗПВ – заливу Посьета, были выполнены сейсмоакустические исследования методом непрерывного сейсмоакустического профилирования (НСП), а также были проведены литологические работы геологической трубкой ГОИН. На этой же площади, при помощи судового эхолота, была проведена детальная батиметрическая съемка залива и выполненномномасштабный пространственный анализ геоморфологии дна [1-3].

В ЗПВ выделяется четыре типа фациальных условий формирования донных отложений: лагуно-бухтовые, подводного берегового склона, внутреннего и внешнего шельфа. На изобатах 50 – 60 м., проходит условно граница между фациальными условиями формирования осадков внешним и внутренним шельфом. Фацию внутреннего шельфа составляют галечники, гравийники, псаммиты, алевролиты и миктиты. На внешнем шельфе с глубинами 60 – 80 м мелкозернистые отсортированные псаммиты переходят в плохо сортированные средне – и крупнозернистые псаммиты с примесью гравия, гальки. Донные осадки в заливе Посьета представлены в основном среднезернистыми и мелкозернистыми псаммитами, в северо-восточной части залива (у побережья полуострова Гамова) часто с ракушечным детритом.

На различных участках исследуемого участка шельфа ЗПВ на профилях НСП и данных батиметрической съемки прослеживаются волнообразные формы рельефа (холмов) различных пространственных масштабов. Зафиксированные формы имеют высотные характеристики от полуметра до восьми метров.

Таким образом, отмеченные экспериментальные факты позволяют сделать заключение о том, что в ЗПВ наблюдаются осадочные волны с горизонтальными масштабами от 500 до 1000 метров, и высотами от 2 до 8 метров. Как правило, они располагаются между изобатами от 50 м до 100 м.

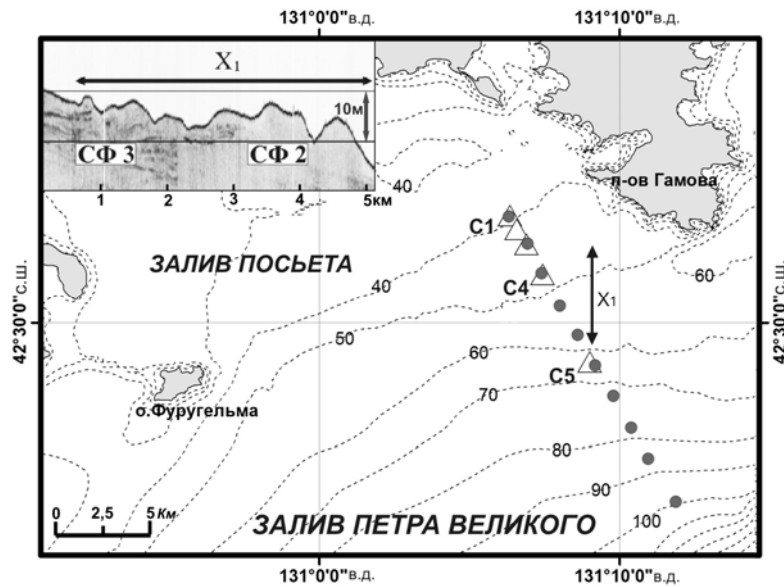


Рисунок 6.1 – Карта района океанологического эксперимента. Треугольниками отмечены точки постановки буйковых станций

Для объяснения образования осадочных волн рассмотрим механизм, связанный с деятельностью турбидитных потоков, вызванных придонными течениями. Зона обрушения нелинейных внутренних гравитационных волн (ВГВ) является реальным источником таких потоков.

В октябре 2012 г. в районе полуострова Гамова было выставлено пять заякоренных буйковых станций: С1-С5 с регистраторами температуры. Схема их постановки показана на рис.6.1 (треугольники). В процессе эксперимента проводилось регулярное зондирование зондом СТД всех толщ воды (круглые маркеры).

По данным частоты плавучести $N(z)$, были определены пространственно-временные масштабы ВГВ с помощью численного решения краевой задачи на собственные значения. Из таких расчетов следует, что средняя фазовая скорость на трассе С5-С4 составила ~ 0.7 м/с. Нетрудно оценить диапазон частот ВГВ с масштабами осадочных волн рельефа $L_1=600$ м и $L_2=900$ м. Он составил $\Omega_1 \sim 1/15$ мин⁻¹ и $\Omega_2 \sim 1/19$ мин⁻¹.

В результате анализа распределения по глубине частоты плавучести - $N(z)$ для осеннего периода вдоль гидрологического разреза было установлено, что плотностная стратификация прибрежных вод залива в этот период характеризуется следующей особенностью. В районе расположения осадочных волн рельефа параметр квадратичной нелинейности меняет знак, что в свою очередь согласно многочисленным исследованиям приводит к распаду нелинейных внутренних волн заглупления и генерации интенсивных внутренних волн возвышения при их распространении над районом осадочных волн.

Таким образом, в процессе геолого-геофизических и океанологических исследований на шельфе Японского моря были получены следующие результаты.

В заливе Петра Великого на глубинах от 50 до 100 метров зафиксированы осадочные волны (ОВ) с пространственными масштабами из диапазона от 500 до 1000 метров и высотами от 2 до 8 метров.

В зоне расположения ОВ в осенний период параметр квадратичной нелинейности ВГВ, определяемый плотностной стратификацией, меняет знак.

Зафиксирован значительный рост энергии внутреннего волнения на границе ОВ с масштабами $\sim (600 - 900)$ м, совпадающим с диапазоном пространственных масштабов ОВ.

В зоне расположения ОВ зафиксировано возбуждение внутреннего пульсирующего бора, вызванного распадом уединённой внутренней волны заглубления длительностью ~ 40 мин в пакет из четырёх импульсных волн возвышения [3].

6.2 Интенсивные внутренние гравитационные волны в прибрежной зоне залива Петра Великого (Японское море)

Хорошо известно, что наиболее интенсивными, самыми энергоёмкими, на шельфе океана являются ВГВ с приливной и квазиинерционной частотами.

Принято считать, что основным источником генерации ВГВ на шельфе является взаимодействие течений баротропного прилива с континентальным склоном и с подводными хребтами. Приливные течения,двигающиеся из глубокого океана к берегу, встречая на своем пути материковый склон, получают вертикальные составляющие, которые смещают изопикнические поверхности, что и вызывает ВГВ приливного периода.

Основным источником генерации движений с инерционной частотой является ветровое воздействие на шельф. Обычно во время и после сильных ветров на шельфе развиваются инерционные возмущения вдоль склоновых течений. Эти возмущения нестационарны во времени и неоднородны по пространству. При взаимодействии со склоном такие возмущения вызывают ВГВ на частотах, близких к инерционным. Периодичность их возникновения определяется периодичностью прохождения возмущений в атмосфере. Инерционные колебания крайне неустойчивы, и, разрушаясь, они порождают цуги короткопериодных волн [4,5].

По причине конечности своей амплитуды при накате на шельф приливные и квазиинерционные ВГВ укручаются, порождая солитонно-подобные волны депрессии или заглубления пикноклина. Распространяясь в прибрежные воды, волны заглубления, проходя области изменения глубины, трансформируются в цуги интенсивных короткопериодных волн.

Экспедиционные работы выполнялись в северо-западной части залива Петра Великого Японского моря (см. рис.6.1) с 14 по 20 октября 2012 г. с борта научно-исследовательского судна. Береговая линия залива сильно изрезана и образует множество небольших внутренних заливов и бухт. В прибрежной части имеется множество островов и отдельно выступающих из воды скал [1]. Все эти факторы могут заметно искажать общую картину формирования поля ВГВ. По этой причине для эксперимента была выбрана достаточно мористая область с относительно плавной топографией дна. Протяженность шельфа здесь, в направлении нормально к изобатам, от береговой черты до глубин 200 м составляет примерно 36 км. Топография шельфа в данном районе исследований характеризуется относительно плавным изменением глубины до 100 метровой изобаты 5 м/км, от 100 метровой до 200 метровой изобаты – 20 м/км, и дальнейшим резким свалом глубин 210 м/км в диапазоне глубин от 200 м до 2 км [1]. Глубины 200 м условно определяют границу континентального шельфа. На морской границе шельфа при взаимодействии течений баротропного прилива (в основном, приливная гармоника M_2) с материковым склоном образуются приливные ВГВ [4]. Приливная ВГВ, двигаясь по направлению к берегу, из-за изменчивости топографии и гидрологии, испытывает существенную трансформацию. При определенных гидрологических условиях, обычно летом и осенью, в результате такой нелинейно-дисперсионной трансформации могут образоваться интенсивные ВГВ [5].

Для изучения ВГВ использовались данные инструментальных измерений вариаций температурного поля. Измерения проводились автономными цифровыми комплексами [6,7], размещенными на заякоренных автономных буйковых станциях S1-S7, географическое расположение которых показано на рис. 6.1. Станции S1-S6 расположены на трассе нормально изобатам. Такое расположение буйковых станций было выбрано в соответствии с направлением движения интенсивных ВГВ в данном районе [4]. Станция S7 совместно с S1 и S2 использовалась для дополнительного контроля направления движения ВГВ. Датчики температуры термогирлянд DS20B18 на станциях S1-S4 и S7 располагались через 3 метра по глубине, дискретность регистрации составляла 1 секунду, что позволило, после передискретизации до 20-30 секунд, достичь разрешающей способности около 0.01°C . Станции S5 и S6 были снаряжены автономными термографами «НОВО», расположенными по глубине через 9 метров, измерительным элементом которых являются упомянутые выше цифровые датчики температуры. Дискретность измерений здесь составляла одну минуту. В ходе эксперимента, 16 октября, был выполнен гидрологический разрез с помощью зонда RBR XRX-600, точки зондирования которого показаны на рис. 6.2. Для более детального контроля гидрологической обстановки в период 19-20 октября на заякоренном судне была выполнена суточная станция в районе точки S1, на которой проводились зондирования через каждые 15 минут, а в различные фазы прилива выполнялись зондирования через

двухминутные интервалы в течение 100 минут. Рядом с судном на дне был установлен акустический профилограф течений ADP Argonaut 750 kHz.

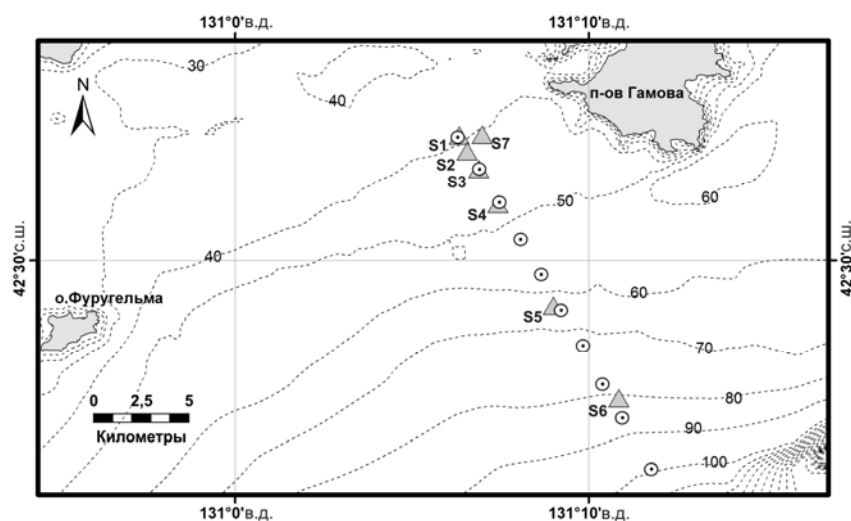


Рисунок 6.2 – Карта района эксперимента. Треугольниками отмечены точки постановки термогирлянд, круглые маркеры соответствуют точкам зондирования зондом СТД.

Гидрологическая и метеорологическая обстановка в районе эксперимента, по данным СТД зонда и метеостанции, показана на рис.6.3. Фоновые гидрологические условия в этот период характеризуются присутствием квазиоднородного слоя толщиной более двух десятков метров и хорошо выраженным сезонным пикноклином с максимумом частоты плавучести более чем 30 цикл/ч (точки разреза 6-10 и термогирлянды S5, S6).

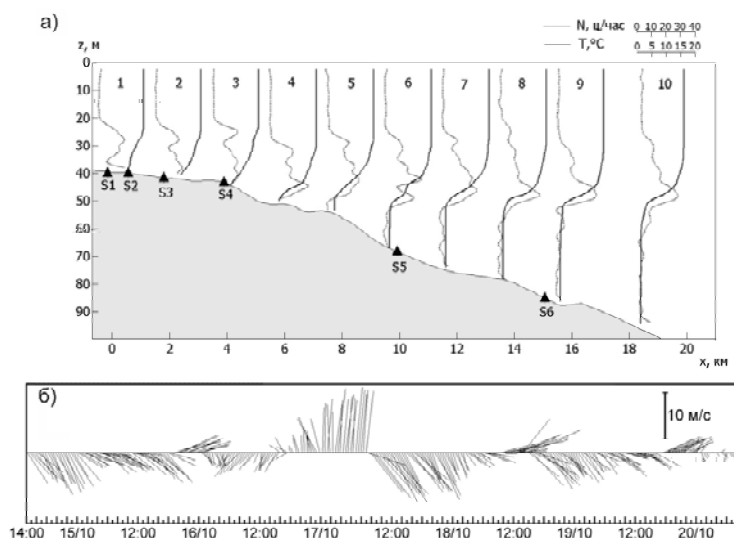


Рисунок 6.3 – Гидрологическая и метеорологическая обстановка в районе эксперимента. (а) Жирными непрерывными линиями показано распределение температуры $T(z, x)$, а прерывистыми – частота плавучести $N(z, x)$, где z – глубина места, а x – горизонтальное расстояние от станции S1. (б) Ветер в районе эксперимента (направление вверх – север, направление направо – восток)

На рис. 6.4 показана динамика во времени некоторых изотерм на станциях S1-S5 в период с 17 по 20 октября. Выбор значений изотерм определялся их расположением относительно положения термоклина и степенью их изменчивости по глубине. На станциях S1-S4 это изотерма 14°C (изотерма 8°C добавлена для большей наглядности), а на станции S5 – изотермы 4°C и 3°C. Анализ смещений изотерм в процессе всего эксперимента показал, что первые двое суток доминировали возмущения длительностью примерно 12 часов. На третьи сутки становится заметным возмущение длительностью от 16 до 18 часов. Амплитуда этого возмущения быстро растет в течение суток, и далее оно становится преобладающим до конца эксперимента. На протяжении всего эксперимента в выбранном районе была в основном ветреная погода, сила ветра изменялась от 5 до 15 м/с. По данным метеостанции, ветер был преимущественно северного и северо-западного направления (более 80% времени), и лишь временами он изменялся на южный (см. рисунок). Для данного района в осенний период такое поведение ветра является типичным, а длительное воздействие ветра северных направлений на морскую поверхность запускает здесь процесс апвеллинга [8]. Из открытого моря в залив затекает холодная вода, что и проявляется в постепенном подъеме изотерм к поверхности. Подъем к поверхности термоклина приводит к смене полярности амплитуд ВГВ [5]. Так, до 19 октября все наблюдаемые цуги интенсивных ВГВ имели положительную полярность, когда подошвы сглаженные, а гребни обостренные. В полдень 19-го термоклин достаточно поднялся к поверхности (более половины глубины для мелководных станций S1, S2 и S7) и появились цуги, характеризующиеся отрицательными полярностями амплитуд (обостренные подошвы и сглаженные вершины). На рис. 6.4 это явление хорошо видно по динамике изотерм на станциях S1 и S2.

Корреляционная обработка экспериментальных данных показала, что интенсивные волновые возмущения, согласно их анализу на станциях S1, S2 и S7, двигаются в направлении берега практически вдоль выбранной трассы (см. также [4]). Один раз, 18 октября в 01:00 местного времени, было зафиксировано интенсивное волновое возмущение амплитудой 5 метров, которое двигалось вдоль трассы в обратном направлении в сторону открытого моря. Наблюдаемые слабые (амплитуды порядка одного метра) фоновые возмущения были достаточно хаотическими и, как правило, не имели определенного направления движения. Особенностью движения хорошо выраженных возмущений температуры является то, что по трассе они перемещаются с различными скоростями. Например, на интервале трассы от S5 до S4 они имеют две характерные средние скорости движения 0.54 м/с и 0.38 м/с.

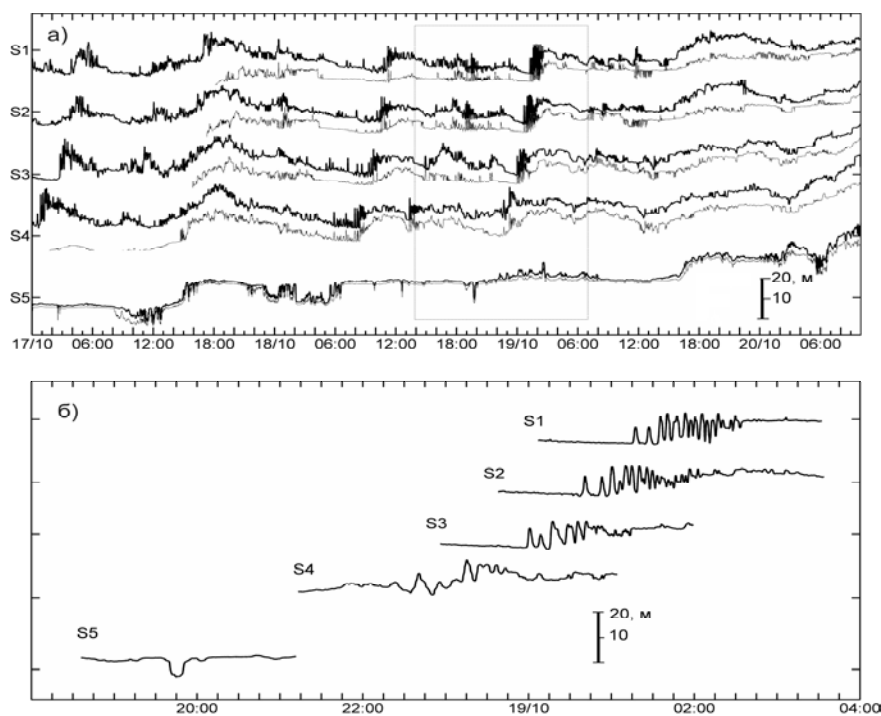


Рисунок 6.4 – Временная изменчивость изотерм на станциях S1-S5 в период 17-21 октября 2012 г. (а) На станциях S1-S4 изотермы: 14°C (жирные линии) и 8°C (тонкие линии), а на станции S5 изотермы 4°C и 3°C. (б) Распад уединенной депрессии ВГВ при ее движении из моря к берегу, ее трансформация во времени при прохождении станций S5-S1.

Для данного района такие скорости соответствуют диапазону ВГВ [3]. Хорошо известно, что скорость распространения ВГВ выбранной моды на заданной частоте определяется из решения соответствующей линейной краевой задачи. Используя профили частоты плавучести, а также методику и программы [5], мы получили среднее значение скорости распространения полусуточной ВГВ 0.39 м/с и для квазиинерционной ВГВ с периодом 16 часов получили значение скорости 0.54 м/с. В обоих случаях мы выбирали первую моду. Такое же хорошее соответствие расчетных и экспериментальных значений скоростей распространения для полусуточных и квазиинерционных ВГВ наблюдаются и на других буйковых станциях. Этот факт позволяет сделать предположение, что в процессе эксперимента основными волновыми движениями в морской среде являются ВГВ полусуточного и квазиинерционного периодов.

Схема эксперимента позволяет проследить типовую пространственно-временную трансформацию нелинейных волновых возмущений. Для примера выберем отрезок времени от 18:00 18 октября до 06:00 19 октября, он отмечен на рис. 6.4а рамкой. Здесь на термогирлянде S5 наблюдается событие – образование импульса заглубления изотермических поверхностей амплитудой около 8 метров (по изотерме 4°C) и длительностью более 20 минут. Рассмотрим волновые возмущения на других станциях S4-S1, ради удобства все они представлены на рис.6.4б. Оценки скорости движения между термогирляндами и сравнение их с расчетными скоростями

движения приливных ВГВ в точках S1-S5 показывают вполне удовлетворительное их совпадение. Например, между точками S2 и S1 скорость распространения возмущения составляет около 0.4 м/с. Это значение на 5% отличается от фазовой скорости первой моды полусуточных ВГВ. Таким образом, представленная на рис. 6.4б эволюция волнового возмущения показывает распад уединенной депрессии ВГВ, которая описывается уравнением Кортевега-де Вриза. Как известно, это уравнение имеет нестационарные решения, представляющие собой решения колебательного типа. В начале такой волновой зоны находится уединенная волна (обычно – солитон), а по мере ее движения к ней примыкают волны с плавно меняющимися и затухающими во времени амплитудами.

В заключение отметим, что предложенная методика эксперимента позволила детально проследить и проанализировать пространственную и временную изменчивость ВГВ при движении последних со стороны кромки шельфа к берегу. Она позволила увидеть процесс трансформации и распада интенсивных ВГВ. Во всех более ранних исследованиях на шельфе Японского моря буксировка распределенных датчиков температуры позволяла получить только «мгновенный» разрез поля. Постановки же отдельных буйковых станций позволяли лишь определить направление движения пакетов интенсивных ВГВ и оценить их характеристики в отдельной точке.

В процессе эксперимента установлены следующие факты.

В прибрежной зоне Японского моря в осенний период увеличения ветровой нагрузки значительно возрастает мезомасштабная изменчивость гидрофизических полей на частотах, близких к инерционной частоте 1/18 цикл./ч.

Причиной мезомасштабной изменчивости поля температуры в прибрежной зоне Японского моря являются ВГВ с частотами, близкими к полусуточной и инерционной частотам.

Интенсивные волновые возмущения, генерируемые приливом в районе кромки шельфа, сильно нелинейны и испытывают существенную трансформацию при движении к берегу нормально изобатам. Уединенные возмущения при выходе из мористой области в прибрежную трансформируются в пакет короткопериодных интенсивных ВГВ, временные масштабы которых составляют от нескольких до десятков минут.

6.3 Низкочастотные гидроакустические исследования и геоакустическая модель

Для исследования законов формирования низкочастотных звуковых полей, а также для верификации геоакустической модели дна, в юго-западной части залива Петра Великого в 2014 и 2015 гг. проводились гидроакустические экспериментальные исследования [2,9-11]. С борта НИС на глубинах до 15м работали два гидроакустических излучателя с несущими частотами 22 и 33 Гц. В период эксперимента выполнялись гидрологические разрезы зондом СТД, а также в

непрерывном режиме на буйковых станциях регистрировалась распределенная по глубине температура, что позволяло достаточно точно оценивать поле скорости звука по акустическим трассам [12]. Прием выполнялся на донные автономные гидроакустические станции [6]. На рис.6.5 показан фрагмент схемы проведенных экспериментов.

В ходе эксперимента в каждой точке с помощью двух излучающих систем с центральной частотой 22 Гц и 33 Гц проводилось излучение гармонических и сложных фазоманипулированных сигналов (М-последовательностей) длиной 63, 127, 255 и 511 символов, с 4 – 10 периодами несущей частоты на символ. Конструктивные особенности обоих излучателей обеспечивают также существенный уровень излучения нечетных гармоник, которые сохраняют способность сворачиваться, как и основной сигнал. В данном случае третья гармоника обоих излучателей (66 Гц и 99 Гц соответственно) и пятая гармоника излучателя 22 Гц. (110 Гц) заметно превышала уровень морских шумов (рис. 6.5). Излучение акустического сигнала проводилось в 4 точках залива (точки 1-4 R22/35), «веером» от точки приема А01.

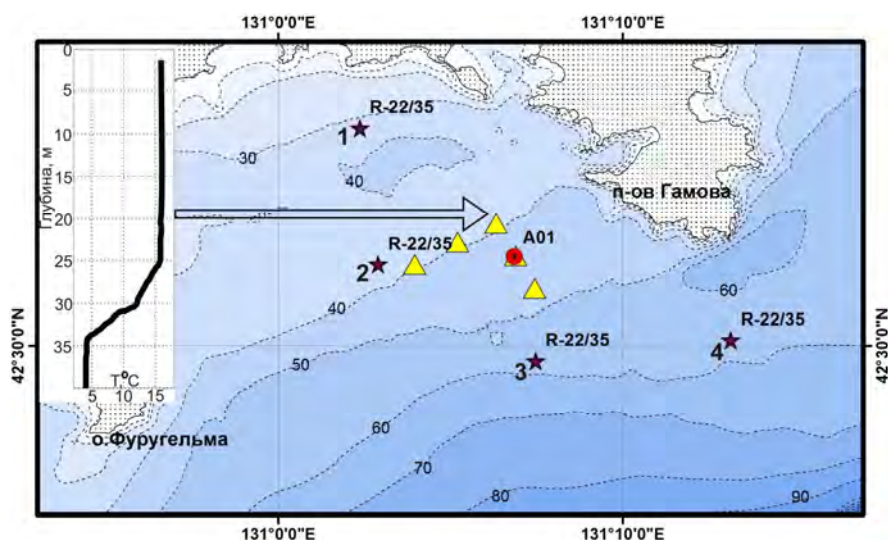


Рисунок 6.5 – Схема гидроакустического эксперимента 2014 г. Звездочками отмечены точки излучения акустических сигналов 22 Гц и 33 Гц, красным кружком отмечена автономная донная гидроакустическая приемная станция, треугольниками отмечены точки постановки автономных термогирлянд.

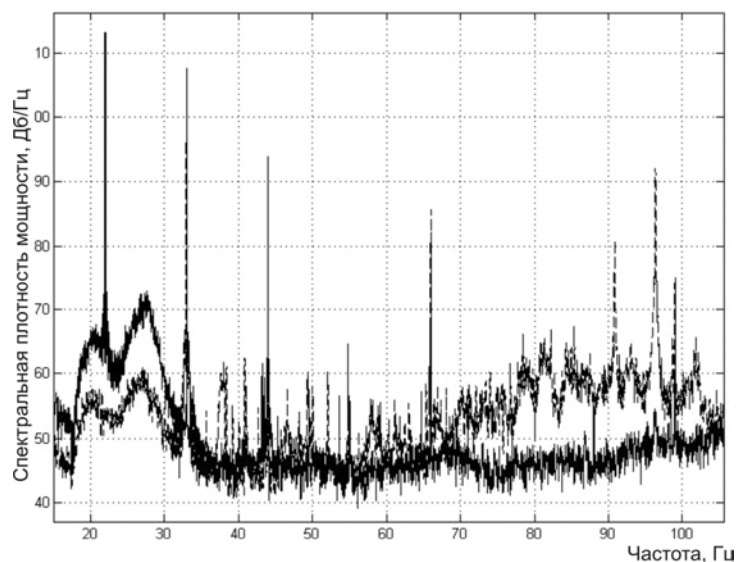


Рисунок 6.6 – Спектр принятых сигналов 22 Гц и 33 Гц на автономную донную гидроакустическую приемную станцию из точки излучения 1.

Рассмотрим вариант, когда точка излучения 1, точка приема в центре залива Посьета. Расстояние между точкой излучения 1 и приемной системой составило около 9200 м. По геолого-геофизическим данным, отраженным в геоакустической модели, в точке излучения 1 мощность всего осадочного слоя порядка 60 м. Донные отложения в точке излучения 1 включают в себя два слоя рыхлых осадков, верхний слой мелко-среднезернистого песка познеплейстоцено-голоценового возраста (Q_{III-IV}), мощностью 20 м и второй слой грубозернистого песка нижнего-среднего плейстоцена (Q_{I-II}), мощностью 40 м. По данным геоакустической модели первый осадочный слой вдоль акустического профиля имеет среднюю продольную скорость звука порядка 1620 м/с. Во втором осадочном слое средняя продольная скорость звука равна 1750 м/с. Акустический фундамент в месте проведения гидроакустического эксперимента представлен диорит-гранитным гамовским комплексом познепермского возраста (γP_2). В геоакустической модели продольная скорость гранитного слоя равна 5500 м/с. Мощность осадков в точке приема акустического сигнала порядка 180 м. Осадки в точке приема состоят из слоя мелко-среднезернистого песка познеплейстоцено-голоценового возраста (Q_{III-IV}), мощностью порядка 20 м, слоя грубозернистого песка нижнего-среднего плейстоцена (Q_{I-II}), мощностью 140 м и третий осадочный слой неогенового возраста, состоящий из грубозернистого песка и галечника, мощностью около 20 м. Вдоль акустического профиля от точки излучения 1 до приема сигнала дно моря достаточно ровное с глубиной порядка 37-40 м, а верхняя граница гранитного слоя имеет наклонную границу. Глубина залегания границы гранитного слоя в точке излучения 1 равна 100 м относительно уровня моря, в точке приема сигнала глубина порядка 220 м. Третий осадочный слой неогенового возраста по акустической трассе выклинивается приблизительно на 2 км от

точки приема, что дает возможность исключить его при анализе и обработке гидроакустического эксперимента.

Принятый сигнал 33 Гц на приемной станции с точки излучения 1 превышает на 50 Дб шумы океана, а превышение третьей гармоники сигнала (99 Гц) по отношению к шуму составило более 15 Дб (рис. 6.6). На рис. 6.7 приведена корреляционная функция гидроакустического основного сигнала М-последовательности с частотой 33 Гц и его третья гармоника 99 Гц, излученного в точке 1 и принятого на автономной приемной станции. На корреляционных функциях ноль временной шкалы соответствует времени прихода основного сигнала. На рисунке 6.7 видно, что акустический сигнал с частотой 33 Гц сформировал одну моду по акустической трассе, которая отражается в единственном пике на коррелограмме. В то же время на коррелограмме пик третьей гармоники 99 Гц акустического сигнала распался на три составляющие, которые, по нашему мнению, соответствуют трем модам, сформированным под влиянием двух осадочных слоев с различными акустическими характеристиками в них, которые прослеживаются по акустической трассе. Последний пик третьей гармоники сигнала пришел по водному слою, что позволяет рассчитать групповые скорости распространения звука каждой моды. Средняя скорость звука в водном слое равна примерно 1490 м/с. Таким образом, групповые скорости первых двух мод третьей гармоники равны 1580 и 1710 м/с. Групповая скорость основного сигнала частотой 33 Гц равна 1630 м/с.

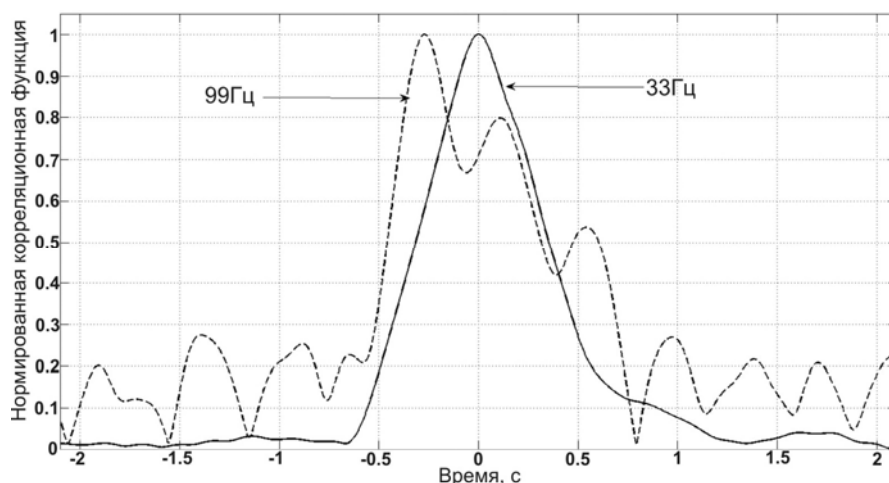


Рисунок 6.7 – Корреляционная функция гидроакустического основного сигнала с частотой 33 Гц и его третья гармоника 99 Гц, излученного в точке 1 и принятого на автономную донную гидроакустическую приемную станцию.

Один из важных выводов гидроакустического эксперимента заключается в том, что до проведения исследований низкочастотных акустических полей крайне важно иметь общие, а

лучше детализированные, модели акустических параметров геологических структур и гидрологической обстановки в месте проведения гидроакустического эксперимента. При этом необходимые данные могут быть получены только в результате комплексного геолого-геофизического изучения дна интересующей акватории, а также, выяснения особенностей динамики вод и выполнение сопровождающих гидрологических работ во время эксперимента.

6.4 О формировании низкочастотных звуковых полей во флуктуирующем мелком море

Распространение звукового сигнала в естественных морских условиях всегда является случайным процессом. Параметры среды, в первую очередь скорость звука, флуктуируют в пространстве и времени под воздействием многих факторов, имеющих различные масштабы и интенсивность. Поэтому разработка статистических моделей, проливающих свет на особенности распространения звука в случайном море, является важной и актуальной проблемой подводной акустики. В настоящем разделе продолжаем развитие подхода к моделированию статистических характеристик низкочастотного акустического поля в мелком море зоны океанского шельфа [13-16].

Пусть в водной толще с постоянной плотностью ρ_0 , средняя скорость звука $c_0(z)$ испытывает слабые двумерные флуктуации $c(r,z) = c_0 + \delta c(r,z)$, $|\delta c/c_0| \ll 1$, (r,z) – координаты цилиндрической системы. Слой жидких осадков является однородным с постоянными значениями плотности, скорости звука и поглощения: ρ_1, c_1, β_1 . Далее полагаем, что случайное поле $\varepsilon(r,z) = -2\delta c(r,z)/c_0$ гауссово и описывается следующей анизотропной корреляционной функцией:

$$B_\varepsilon(r_1 - r_2, z_1 - z_2) \equiv \langle \varepsilon(r_1, z_1) \varepsilon(r_2, z_2) \rangle = \sigma_\varepsilon^2 \exp \left[- \left(L_r^{-1} |r_1 - r_2| + L_z^{-1} |z_1 - z_2| \right) \right],$$

Волновое поле $p(r,z)$ точечного монохроматического источника, расположенного в точке $(0, z_0)$, удовлетворяет линейным уравнениям акустики со случайными коэффициентами и в волновой зоне может быть представлено разложением по локальным модам нерегулярного волновода:

$$p(r,z) = \sum_m G_m(r) \varphi_m(r,z); \quad \frac{\partial^2}{\partial z^2} \varphi_m(r,z) + [k^2(r,z) - \kappa_m^2(r)] \varphi_m(r,z) = 0 \quad (1)$$

Собственные функции φ_m на поверхности ($z = H$) и на дне ($z = 0$) океана удовлетворяют следующим граничным условиям: $\varphi_m(r,H) = 0$, $\varphi_m(r,0) + g_0(r) \varphi'_m(r,0) = 0$, где $g_0(r)$ характеризует импеданс дна, а случайная функция $k^2(r,z) = k_0^2(z)[1 + \varepsilon(r,z)]$, $k_0 = \omega/c_0(z)$.

для мелкого моря с типичной слабой интенсивностью флуктуаций главные статистические эффекты учитываются в рамках адиабатического приближения метода поперечных сечений:

$$G_m(r) = A_m(r) \exp \left\{ i \int_L^r d\xi \kappa_m(\xi) \right\}, \quad (2)$$

которое описывает накапливающееся с дистанцией влияние слабых неоднородностей

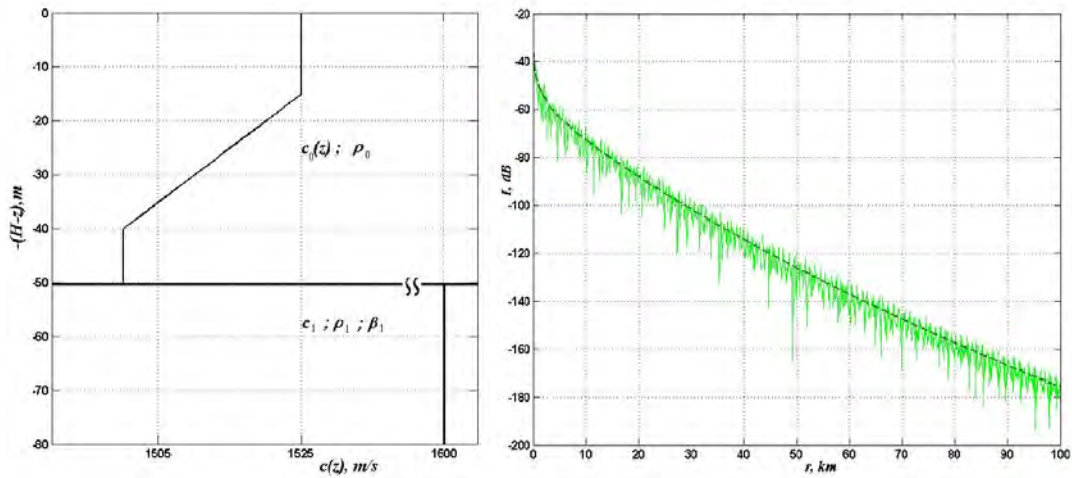


Рисунок 6.8 – Модель детерминированной гидрологии мелкого моря (левый рисунок).

Детерминированные потери при распространении. Источник на глубине 25м, прием 30 м. Зеленая линия – общее решение задачи. Черная линия – усредненное решение некогерентной суммы мод.

В то же время межмодовое взаимодействие для таких неоднородностей является лишь некоторой знакопеременной добавкой к решению, мало зависящей от расстояния, и потому им можно пренебречь в условиях мелкого моря и диапазона частот ниже 1-2 кГц.

Второй статистический момент поля давления (средняя интенсивность звукового поля), представленный посредством некогерентной и когерентной сумм, имеет вид:

$$\langle |p|^2 \rangle = \sum_n \langle |G_n|^2 \rangle |\varphi_n|^2 + \sum_{(n \neq m)} \langle G_n G_m^* \rangle (\varphi_n \varphi_m^*) \quad (3)$$

На рис.6.8 приведены результаты статистического моделирования, использующие представления (2)-(3) для решения исходной стохастической задачи (1). В качестве модели для вычислений был выбран мелководный трехслойный волновод с регулярным термоклином и двумерными флуктуациями скорости звука $\delta c(r,z)$: $H = 50$ м, приповерхностный слой $H - h_1 = 15$ м, где $c_0(z) = 1525$ м/с и интенсивность флуктуаций $[\delta c/c_0]^2 = 10^{-6}$, придонный слой $h_2 = 10$ м, где $c_0(z) = 1500$ м/с и $[\delta c/c_0]^2 = 10^{-6}$, слой линейного термоклина $h_1 - h_2 = 25$ м, где 1500 м/с $\leq c_0(z) \leq 1525$ м/с и $[\delta c/c_0]^2 = 10^{-5}$. $\rho_1/\rho_0 = 2$, $n_0 = c_0/c_1 = (1500/1600)(1 + ib_1)$, $b_1 = 0.01$, где ρ_1 , c_1 , b_1 – параметры однородного жидкого дна.

Средняя интенсивность $\langle I \rangle = \langle |p|^2 \rangle$ рассчитывалась по ансамблю из 1000 случайных реализаций. Хорошо видно, что по сравнению с детерминированной задачей происходит

сглаживание интенсивности поля с расстоянием и заметное замедление спада кривой потерь при распространении. Данная закономерность, установленная ранее на примере статистических задач со слоистыми случайными неоднородностями скорости звука, справедлива и для флуктуаций скорости звука, зависящих от горизонтальной координат, то есть двумерных флуктуаций. В море формируется стохастический волновод, в котором моды в среднем становятся более скользящими. Как результат, на дистанциях $r > 10$ км наблюдается постепенный подъем уровня средней интенсивности звукового поля над уровнем интенсивности, соответствующим детерминированным условиям распространения.

Таким образом, результаты статистического моделирования низкочастотного звука в мелком море с поглощающим дном, показывают, что, не смотря на слабые флуктуации скорости звука на расстояниях несколько километров, наблюдаются сильные флуктуации акустического поля, возрастающие с расстоянием и достигающие десятков децибел. Кривая, описывающая потери сигнала при распространении сглаживается в горизонтальном и вертикальном направлениях и изменяется закон спада кривой потерь. Этот эффект тем более выражен, чем больше горизонтальный масштаб случайных неоднородностей. В море формируется стохастический волновод в котором моды распространяются на десятки децибел лучше, чем в детерминированных условиях [14].

В результате проведенных по теме проекта работ удалось решить целый ряд научных и практических задач. Уточнить цифровую модель топографии дна залива Петра Великого и проанализировать ее масштабы. На базе низкочастотных акустических экспериментов выполнить уточнения разработанной авторами геоакустической модели дна. Провести экспериментальные работы по исследованию динамики внутренних волн. Разработать методы статистического моделирования звуковых полей во флуктуирующих средах. Получить закономерности их формирования. Выполненный цикл работ представляет важный вклад в дальнейшие экспериментальные и теоретические исследования звуковых полей в шельфовых зонах океана в интересах решения дистанционного зондирования океана акустическими методами.

Список использованных источников

- 1 Коротченко Р.А., Самченко А.Н., Ярощук И.О. Пространственно-временной анализ геоморфологии дна залива Петра Великого (Японское море)// Океанология. 2014. Т. 54. № 4. с.538-545.
- 2 Samchenko A.N., Kosheleva A.V., Shvyrev A.N., Pivovarov A.A. Low-frequency hydroacoustic experiments on the shelf using the data of geoacoustic sediment model // Chin. Phys. Lett. Is. 12, Vol. 31, 2014. 124301.

- 3 Долгих Г.И., Новотрясов В.В., Самченко А.Н., Ярощук И.О. Об одном механизме образования осадочных волн на шельфе Японского моря// ДАН. 2015. т.465. № 5. с.593-597.
- 4 Ярощук И.О., Леонтьев А.П., Кошелева А.В., Пивоваров А.А., Самченко А.Н., Степанов Д.В., Швырев А.Н. Об интенсивных внутренних волнах в прибрежной зоне залива Петра Великого (Японское море)// Метеорология и гидрология. 2016. № 9. с.55-62.
- 5 Novotryasov V.V., Stepanov D.V. and Yaroshchuk I.O. Observations of internal undular bores on the Japan/East Sea shelf-coastal region// Ocean Dynamics. 2016. Vol.66. Issue.1. p.19-25.
- 6 Леонтьев А.П. Цифровой комплекс регистрации вариаций гидростатического давления с инерциальным позиционированием // Приборы и техника эксперимента. 2015. № 4. С. 149-150.
- 7 Леонтьев А.П., Ярощук И.О., Смирнов С.В., Кошелева А.В., Пивоваров А.А., Самченко А.Н., Швырев А.Н. Пространственно-распределенный измерительный комплекс для мониторинга гидрофизических процессов на океаническом шельфе// ПТЭ. 2017. № 1. С.128-135.
- 8 Храпченков Ф.Ф., Ярощук И.О., Кошелева А.В., Дубина В.А. Ветровой апвеллинг в заливе Петра Великого по спутниковым и морским наблюдениям// Исслед. Земли из космоса. 2014. № 3. с.33-40.
- 9 Самченко А.Н., Коротченко Р.А., Кошелева А.В., Пивоваров А.А., Швырев А.Н., Ярощук И.О. Экспериментальные низкочастотные гидроакустические исследования в прибрежной зоне Японского моря (залив Петра Великого)// Вестник ДВО. 2016. № 5(189). С.31-35.
- 10 Чупин В.А., Будрин С.С., Долгих Г.И., Пивоваров А.А., Самченко А.Н., Швырев А.Н., Ярощук И.О. Сезонная зависимость эффективности трансформации гидроакустических волн на границе «вода-дно»// Подводные исследования и робототехника. 2015. 2(20). с. 35-39.
- 11 Dolgikh G.I., Samchenko A.N., Pivovarov A.A., Chupin V.A., Shvyrev A.N., Yaroshchuk I.O. Peculiarities of the hydroacoustic oscillations transformation at the media interfaces // Proc. of Meetings on Acoustics. 2015. Vol. 24.00123.
- 12 Kosheleva A.V., Lazaryuk A.Yu., Yaroshchuk I.O. Estimation of acoustic and oceanological seawater characteristics by temperature measurements in the Sea of Japan shelf zone // Proc. of Meetings on Acoustics. 2015. Vol. 24, 005001.
- 13 Gulin O.E., Yaroshchuk I.O. Simulation of low-frequency sound in shallow sea with two-dimensional random inhomogeneities // Proc. of Meetings on Acoustics. 2016. Vol.24. 070027.

- 14 Гулин О.Э., Ярощук И.О. К теории низкочастотных акустических полей в случайно-неоднородном океане// ДАН. 2014. Т.458. № 1. С.97-101.
- 15 Gulin O.E. and I.O.Yaroshchuk I.O. Simulation of underwater acoustical field fluctuations in shallow sea with random inhomogeneities of sound speed: depth-dependent environment// Journal of Computational Acoustics. 2014. Vol.22. No.1 1440002
- 16 Gulin O.E. and I.O.Yaroshchuk I.O. Simulation of underwater acoustical field fluctuations in range-dependent random environment of shallow sea // Journal of Computational Acoustics. 2014. Vol.22. No.1. 1440006.

7 Количественная акустическая оценка профиля концентрации растворенного в водной толще метана в зонах его пузырьковой разгрузки

7.1 Метод количественной акустической оценки профиля концентрации растворенного в водной толще метана в зонах его пузырьковой разгрузки

Поступающий из морского дна растворенный или газообразный метан переносится в верхние слои водной толщи в результате диффузии, с конвективными потоками, а также при растворении всплывающих пузырьков и газогидратов [1]. Профиль концентрации растворенного в водной толще метана, в общем случае, определяется механизмами его переноса, характеристиками течений, а также источников и стоков метана.

Водная толща, расположенная ниже приповерхностного хорошо перемешанного слоя, является эффективным барьером на пути диффузного поступления метана в верхние водные слои и атмосферу, поскольку характерное время окисления метана в воде значительно меньше характерных времен перемешивания глубинных водных масс [2]. Поэтому в случае преобладания диффузного механизма в условиях низкого вертикального коэффициента турбулентной диффузии повышенные концентрации растворенного метана должны регистрироваться только в достаточно узком придонном слое. Однако прямые измерения, проведенные в различных областях мирового океана, показали, что в местах газовыделения область со значительным превышением фоновых концентраций метана в водной толще нередко простирается до нескольких сотен метров от дна [6, 7].

Механизм формирования такого распределения растворенного метана может быть связан с пузырьковым транспортом, который для глубин ниже приповерхностного перемешанного слоя является наиболее эффективным инструментом доставки метана из осадочного слоя океана в верхние слои водной толщи и атмосферу [1]. Скорости всплытия пузырьков в газовом «факеле» (ГФ) достаточно высоки и составляют около 0.2 м/с [8, 9], следовательно, они за один час способны доставить метан на высоту более 700 м от поверхности дна. Поэтому, в водной толще на всем протяжении ГФ за счет растворения всплывающих пузырьков должна формироваться область повышенной концентрации растворенного метана.

В данном разделе рассматривается метод расчета профиля концентрации растворенного в воде метана, обусловленного растворением всплывающих пузырьков, и сравнение полученного профиля с результатами прямых измерений концентрации растворенного метана в водной толще.

Для расчёта концентрации растворенного метана в водной толще воспользуемся следующей моделью.

Пусть в горизонтальный слой воды единичной толщины,двигающийся с постоянной скоростью V и находящийся на высоте h над горизонтальной поверхностью обширной зоны

разгрузки метана на дне, поступает метан с постоянным по всей зоне потоком в воду с единицы площади $F_s(h)$. В этом случае концентрация метана $C(h)$ в этом слое воды над областью разгрузки в направлении течения будет линейно возрастать:

$$C(h) = \frac{F_s(h) \cdot L}{V}, \quad (1)$$

где L – расстояние от края области разгрузки вдоль направления течения до места измерения. Таким образом, для определения искомого профиля концентрации метана нужно найти профиль потока метана, поступающего в единицу водного столба, и скорость глубоководных течений.

Скорости глубоководных течений на полигоне определялись по результатам гидроакустической съемки ГФ дистанционным акустическим методом [10]. Метод основан на определении углов наклона ГФ в пространстве, которые определяются соотношением между скоростью всплытия пузырьков и скоростью течения. Такой метод также как и акустические методы, основанные на доплеровском эффекте, позволяет определять течения на ходу судна, однако такой метод на километровых глубинах обладает более высокой чувствительностью до одного см/с.

Традиционные методы измерения потока метана, основанные на установке специальных ловушек газа [11] или оптическом наблюдении за всплывающими пузырьками [12], оценивают поток по суммарному объему пузырьков, пересекающих горизонтальную плоскость в единицу времени (поток метана вверх). Однако для построения искомого профиля растворенного в воде метана требуется знание не потока метана вверх, связанного с вертикальным переносом метана всплывающими пузырьками, а потока метана в воду, связанного с растворением пузырьков. Поток метана в воду можно определить, взяв производную по глубине от профиля потока метана вверх. Построение такого профиля путем постановки ловушек или оптического наблюдения требует проведения серии измерений на различных глубинах, что на практике оказывается чрезвычайно трудозатратным и потому малоприменимым.

Применение дистанционных акустических методов с этой точки зрения является предпочтительным. Традиционные методы дистанционного определения потока метана в ГФ [8, 13], основаны на оценке уровня обратного рассеяния звука (ОРЗ) от переносящих метан пузырьков. При этом для проведения такой оценки кроме акустических данных требуются дополнительные сведения о функциях плотности распределения пузырьков по скоростям всплытия, размерам и форме на каждом горизонте. Получить такие сведения на нескольких горизонтах и при значительном расстоянии от дна крайне затруднительно. Кроме того, дифференцирование профиля потока метана вверх, необходимое для получения профиля потока в воду, вносит дополнительные ошибки. В работе [14] показано, что искомым профилем потока метана в воду можно оценить с помощью акустического зондирования без применения процедуры

дифференцирования и при неизвестных распределениях пузырьков по размерам и скоростям всплытия.

Метод основан на измерении профиля сечения ОРЗ от ГФ на частотах выше резонансной частоты пузырьков, образующих ГФ. Поток метана в воду F_w связан с его диффузией через поверхность пузырьков. Следуя [15], для величины этого потока в грамм-молях в секунду от единицы высоты столба ГФ получим выражение:

$$F_w = 4\pi \int_0^{\infty} k_B s r^2 \left(C - \frac{P_b}{H} \right) N n(r) dr \quad (2)$$

где: k_B – индивидуальный для каждого пузырька коэффициент, характеризующий скорость обмена метана через его поверхность; s – отношение площадей поверхности пузырька и сферы того же объема; r – эффективный радиус пузырька, равный радиусу шара того же объема; C – концентрация метана в воде; P_b – парциальное давление метана в пузырьках; H – постоянная Генри; N – количество пузырьков на единицу высоты ГФ, $n(r)$ – функция плотности распределения пузырьков по размерам.

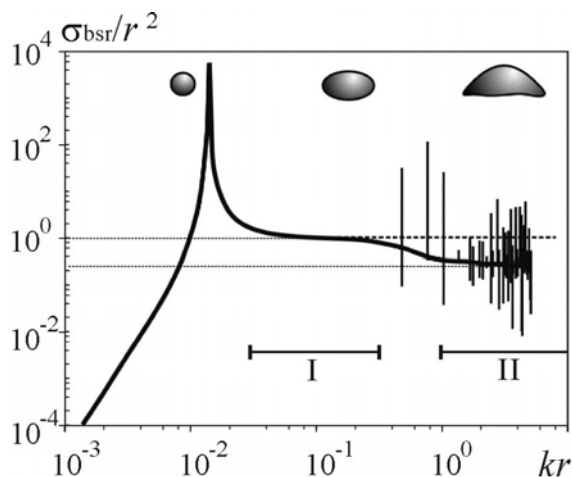
Для глубоководных ГФ (глубина больше 400 м) выражение (2) можно значительно упростить. Из-за высокого гидростатического давления P можно пренебречь, во - первых, поверхностным натяжением и, во - вторых, процессом встречной диффузии в пузырек растворенных в воде газов – азота, кислорода и др. Учитывая также, что газовые пузырьки у дна состоят в основном из метана, можно считать парциальное давление метана P_b равным гидростатическому давлению P на всем протяжении ГФ. Из - за небольших горизонтальных размеров ГФ [16, 17] пузырьки при наличии течений всплывают в “чистой” воде и, следовательно, членом C можно пренебречь. Что касается коэффициента k_B , то согласно [15], для “грязных” пузырьков с $r > 10$ мкм скорость обмена метана через поверхность слабо зависит от их размеров: $k_B \sim r^{0.1}$. Для ГФ характерные радиусы пузырьков находятся в пределах 1-10 мм [18] и для этого диапазона размеров с точностью около 10% k_B можно считать постоянным и также вынести из-под знака интеграла. Отметим, что постоянство k_B приводит к постоянству скорости уменьшения радиуса пузырька из-за диффузии v_d , которая связана с k_B простым соотношением: $v_d = k_B RT / H$, где T – температура в градусах Кельвина; R – универсальная газовая постоянная.

С учетом выше изложенного, выражение (2) примет следующий вид:

$$F_w = \frac{4\pi P}{RT} v_d \int_0^{\infty} s r^2 N n(r) dr = \frac{v_d S_b}{V_M} \quad (3)$$

где S_b – суммарная площадь поверхности пузырьков, V_M – молярный объем газа на данном горизонте. Таким образом, задача определения потока сводится к определению v_d и суммарной площади поверхности S_b .

С помощью современных эхолотов легко получить профиль сечения ОРЗ от ГФ. По этому профилю при известных функциях $n(r)$ и s численными методами можно рассчитать профиль суммарной площади поверхности S . В принципе по акустическим наблюдениям можно оценить суммарную площадь поверхности и при неизвестном распределении пузырьков по размерам. На рисунке 7.1 представлен результат расчета сечения обратного рассеяния пузырька σ_{bsr} (иногда σ_{bsr} называют, также, дифференциальным сечением обратного рассеяния), нормированного на квадрат радиуса пузырька r , для $r > 0.1$ мм без учета вязкости и теплопроводности [19].



Отрезками показаны участки с квадратичной зависимостью y от r . Над соответствующими областями kr (для частоты 20 кГц) условно показаны возможные формы всплывающих пузырьков.

Рисунок 7.1 – Зависимость нормированного сечения ОРЗ сферического пузырька от значения kr

На графике выделяются два горизонтальных участка с квадратичной зависимостью сечения ОРЗ от радиуса пузырька. Первый занимает диапазон $2kr_r < kr < 0.5$, где r_r – резонансный радиус, второй – область геометрического рассеяния с $kr > 1$. Резонансными явлениями в области $kr > 0.5$ можно пренебречь, поскольку ширина пиков чрезвычайно мала, а в реальных случаях мала и их амплитуда [6]. Если распределение пузырьков полностью укладывается внутри одного из этих участков, то искомая суммарная поверхность пузырьков равна сечению ОРЗ, умноженному на соответствующий данному участку коэффициент. Для участка I возможный диапазон размеров пузырьков – (отношение максимального радиуса к минимальному) с глубиной, из – за увеличения резонансного радиуса, сужается от около 20 у поверхности до 2 на глубине 1000 м. Основным недостатком работы в области геометрического рассеяния (участок II) является необходимость использования высоких частот. Как указывалось выше, для ГФ характерные радиусы пузырьков у источника на дне находятся в пределах 1 - 10 мм, что приводит к необходимости использовать частоты выше 200 кГц. При работе с поверхности такие частоты эффективны до глубин не более 100 - 150 м. При исследовании глубоководных ГФ обычно используются частоты 12 – 38 кГц. Как

видно из рисунка 1, между участками I и II существует ступенька, которая в случае сферических пузырьков затрудняет использование этих участков одновременно.

Рассмотрим влияние формы пузырьков на акустическое рассеяние. Форма свободно всплывающих в воде пузырьков изменяется в зависимости от размеров от сферы для маленьких пузырьков ($r < 0.5$ мм) до сплюснутого эллипсоида для относительно больших пузырьков ($0.5 \text{ мм} < r < 8.5$ мм). При $r > 8.5$ мм пузырьки по форме напоминают усеченную снизу сферу [20]. Отношение вертикальной и горизонтальной осей эллипсоида e с увеличением r постепенно уменьшается от 1 для маленьких пузырьков до 0.75 для $r = 2$ мм [21]. Для пузырьков большего размера это отношение лежит в диапазоне 0.5 - 0.75 [15, 20, 21]. Эллипсоидальность пузырька приводит к увеличению его поверхности и сечения ОРЗ при зондировании с поверхности воды. Следуя работе [22] легко показать, что при вертикальном зондировании на участке I увеличение сечения ОРЗ из-за не сферичности практически совпадает с увеличением поверхности пузырька и погрешность акустической оценки его поверхности для $e > 0.5$ не превышает 1%. На участке II форма пузырька оказывает более сильное влияние на ОРЗ. Легко показать, что для эллипсоида вращения с уменьшением e сечение ОРЗ растет по закону $e^{-8/3}$, что существенно быстрее, чем площадь его поверхности. Замечательно, что при $e = 0.6$ (величина близкая к наблюдаемой для крупных пузырьков) площадь поверхности пузырька равна сечению ОРЗ, умноженному на тот же коэффициент 4π , что и для участка I. Отметим, что и для самых крупных пузырьков, имеющих форму усеченной сферы, этот коэффициент также близок к 4π . Таким образом, для пузырьков, образующих глубоководный ГФ, на частотах ~ 20 кГц участок II на рисунке 1 приподнимается, ступенька между участками I и II исчезает, и оба участка практически ложатся на одну линию (пунктирная линия на рисунке 1). Это позволяет проводить акустические измерения суммарной поверхности пузырьков с неизвестным распределением по размерам и со значениями kr , попадающими на оба участка (рисунок 1). В этом случае выражение (3) принимает вид:

$$F_w = \frac{4\pi}{V_M} v_d \sigma, \quad (4)$$

где σ - сечение ОРЗ от столба ГФ единичной высоты. То есть, для определения потока метана в воду достаточно акустических измерений и литературных данных о величине v_d , которая в зоне стабильности газогидрата метана лежит в диапазоне $1 \div 1.5$ мкм/с [23, 24] или в диапазоне $1.5 \div 6.5$ мкм/с [25]. Для успешного применения данного метода необходимо выполнения условия, что основная масса пузырьков образующих ГФ имеет резонансные частоты ниже рабочей частоты эхолота. Если принять за минимальный радиус пузырьков метана один миллиметр, то для глубины до одного километра данное условие выполняется на рабочей частоте от 30 кГц и выше. Таким образом, с учетом (1) и (4) искомый профиль концентрации метана $C(h)$ в водной толще над обширной областью разгрузки в виде многочисленных ГФ будет определяться выражением:

$$C(h) = \frac{4\pi}{V_M} v_d \cdot \overline{\sigma(h)} \cdot \mu \frac{L}{V}, \quad (5)$$

где $\overline{\sigma(h)}$ – усредненный по всем ГФ профиль сечения ОРЗ, μ - количество глубоководных ГФ на единице площади морского дна.

Описанный выше метод позволяет рассчитать придонные концентрации метана непосредственно по акустическим измерениям при неизвестных скоростях всплытия пузырьков и неизвестном их распределении по размерам.

7.2 Верификация метода акустической оценки концентрации метана в водной толще на примере зоны его пузырьковой разгрузки в Охотском море

Апробация метода акустической оценки концентрации метана в водной толще в областях его пузырьковой разгрузки была проведена на основе данных, полученных в Охотском море на полигоне с площадью 14000 км², расположенном у северо-восточного склона о. Сахалин (рисунок 7.2а). Данный полигон содержит подавляющее большинство известных ГФ Охотского моря [8, 26]. Профиль концентрации метана в водной толще рассчитывался на основе акустических данных, полученных на данном полигоне с помощью многочастотного стационарного комплекса, основу которого составляют эхолоты ELAC и Сарган - ЭМ. В период с 2002 по 2010 гг. в экспедициях на НИС “Академик М.А. Лаврентьев” на указанном полигоне было выполнено около 1000 регистраций более чем 400 ГФ. Положения зарегистрированных на полигоне ГФ показаны на рисунке 7.2а.

На основе полученных акустических данных и метода, изложенного выше по формуле (4), были рассчитаны профили потока метана F_w от глубоководных ГФ для разных частот. При расчете профилей потока метана скорость уменьшения радиуса пузырька из-за диффузии v_d принималась равной 2 мкм/с, учитывалось также сферическое расхождение и затухание звука.

Основным условием использования формулы (4) является то, что большинство пузырьков имеют размеры больше резонансного. Для нижней границы распределения пузырьков в ГФ 1 мм используемая частота эхолота должна быть больше 30 кГц. Нами для сбора данных об уровне обратного рассеяния звука были использованы эхолоты с рабочими частотами ниже оптимальной частоты 30 кГц. Оценки резонансных радиусов пузырьков метана для частот 12 и 20 кГц дают соответственно 2.4 и 1.45 мм для глубины 850 м (средняя глубина океанологических станций и ГФ по которым определялись средние профили концентрации метана).

Оценим погрешность измерения суммарной площади пузырьков для этих рабочих частот в простейшем случае, когда плотность распределения пузырьков постоянна в диапазоне радиусов 1 – 10 мм и равна нулю вне его. В качестве добротности пузырька возьмем ее максимальное

значение обусловленное потерями на переизлучение без учета механических потерь $Q = 1/ka$. При данных условиях получим для частоты 20 кГц ошибку + 15%, а для частоты 12 кГц + 65%.

На рисунке 7.2б приведены рассчитанные по акустическим данным профили потока метана в воду от типичного глубоководного ГФ на частотах 12 и 20 кГц.

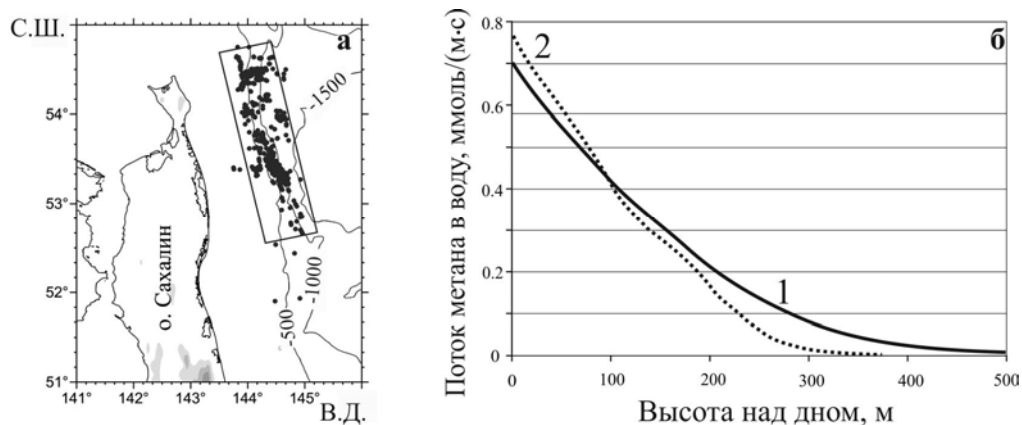


Рисунок 7.2 – Расположение ГФ (точки) на полигоне (а) и рассчитанные по данным ОРЗ для частот 12 (1) и 20 кГц (2) профили потока метана в воду от типичного ГФ (б).

Из рисунка 7.2б видно, что кривые 1 и 2 хорошо совпадают друг с другом. Хотя кривая 2 для 20 кГц при увеличении высоты над дном спадает несколько быстрее кривой 1 для 12 кГц, что связано, возможно, с более узкой шириной диаграммы направленности на частоте 20 кГц или большим влиянием резонансных пузырьков на частоте 12 кГц. Такое хорошее совпадение кривых для разных частот свидетельствует, что в нашем случае резонансные эффекты в придонном слое толщиной около двухсот метров пренебрежимо малы.

Что касается профиля концентрации метана $C(h)$ в водной толще над обширной областью разгрузки, то, согласно выражений (4, 5) он определялся с помощью:

$$C(h) = \overline{F_w(h)} \cdot \mu \cdot \frac{L}{V} \quad (6)$$

где $\overline{F_w(h)}$ – усредненный профиль потока метана в воду по всем ГФ, μ – количество глубоководных ГФ на единице площади морского дна на полигоне, L – расстояние от края области разгрузки вдоль направления течения до места измерения, V – скорость глубоководного течения.

Поток метана в воду сильно зависит от высоты над дном, и при усреднении по глубине в этом случае возникли бы большие погрешности, связанные с усреднением значений потоков в воду на разных высотах от дна. Поэтому в качестве h в выражении (6) использовалась не глубина, а высота над дном. Это связано также с тем, что для усреднения использовались глубоководные ГФ, источники которых были расположены не строго на одной глубине, а в диапазоне глубин от 700 до 850 м.

Прямые измерения глубоководных течений в рассматриваемой области не проводились, однако, для определения профиля концентрации метана с помощью выражения (6), необходимо учитывать среднюю скорость глубоководного течения V . Для ее оценки был применен метод, описанный в [10]. Особенностью, которого является дистанционное определение V по данным акустического зондирования ГФ.

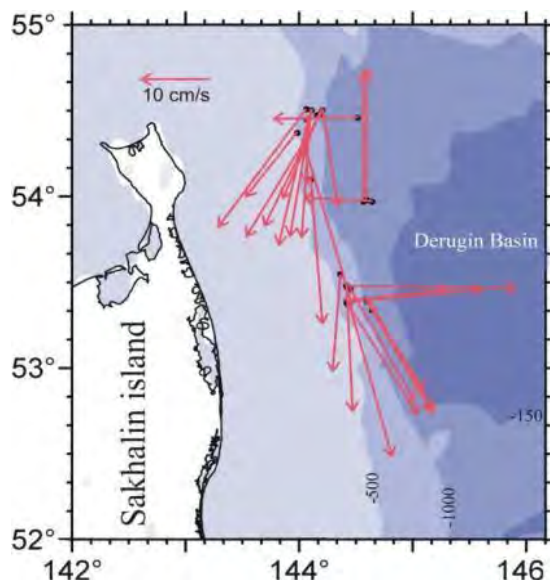


Рисунок 7.3 – Поле глубоководных течений в летнее время у северо-восточного склона о. Сахалин по данным акустических наблюдений за ГФ

На рисунке 7.3 показано поле глубоководных течений для летнего времени года, полученное по описанному выше методу. Как видно из рисунка 7.3 при глубинах менее 1000 метров доминирующим является течение с севера на юг, совпадающее по направлению с действующим в пределах шельфа восточного Сахалина Восточно - Сахалинским поверхностным течением, однако при больших глубинах направление глубоководного течения меняется на противоположное и совпадает с Северо - Восточным поверхностным течением. Полученные скорости глубоководных течений оказались неожиданно высокими и достигали 30 см/с со средней скоростью глубоководного течения $V = 15$ см/с. При этом оказалось, что в среднем течение направлено на юго – юго - восток параллельно изобатам и длинной стороне полигона (прямоугольник на рисунке 7.2а).

Таким образом, в качестве исходных, для расчета профиля концентрации метана в водной толще на полигоне, использовались следующие оценочные данные:

- Среднее расстояние от северной границы области пузырьковой разгрузки метана до океанологических станций $L = 150$ км;
- Количество глубоководных ГФ на одном квадратном километре $\mu=0.1$ [8];
- Скорость течения $V = 15$ см/с.

При этой скорости течения время прохода объема воды через область пузырьковой разгрузки метана до района океанологических измерений составляет 12 дней, что гораздо меньше характерного времени диссипации метана в морской воде, т.е. пренебрежение процессами диссипации метана полностью оправдано.

Верификация метода акустической оценки расчета профилей концентрации метана в водной толще проводилась на основании сравнения рассчитанных по акустическим данным профилей концентрации с данными прямых измерений концентрации метана в водной толще полученных путем отбора на станциях проб воды на заданных горизонтах, с последующим газохроматографическим анализом на борту судна [27]. Эти данные были получены в экспедициях 2009 и 2010 годов на 14 глубоководных станциях (глубина больше 400 м), где проводился отбор проб воды на разных горизонтах, и далее определялась концентрация метана в этих пробах.

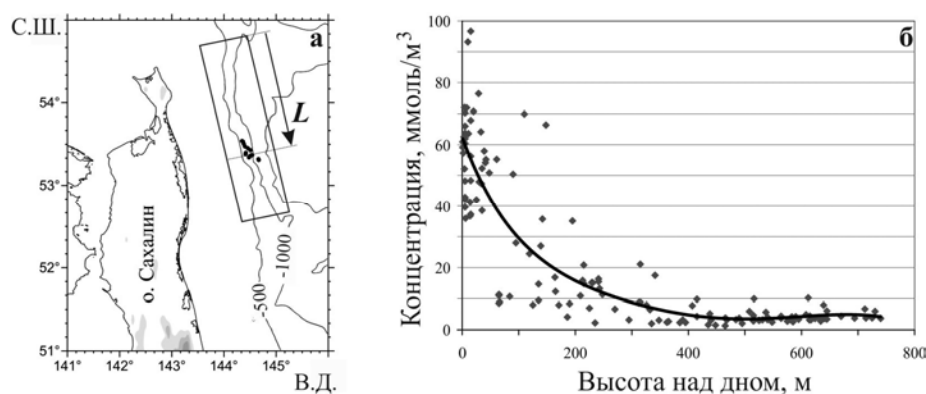


Рисунок 7.4 – Расположение глубоководных станций (точки) на полигоне, на которых производилось измерение концентраций метана в морской воде (а), отдельные значения концентраций метана в воде и их усредненный профиль (б)

На рисунке 7.4а показаны положения океанологических станций на полигоне, а на рисунке 7.4б нанесены значения измеренных концентраций в зависимости от высоты над дном и представлен полученный по ним усредненный профиль концентрации растворенного метана в морской воде. В качестве аппроксимирующей функции использовался полином шестой степени с достоверным уровнем аппроксимации $R^2 = 0.8$.

Стрелка L показывает направление глубоководных течений, а её длина 150 км соответствует среднему расстоянию от северной границы полигона (прямоугольник) до океанологических станций.

Используя рассчитанные профили потока метана в воду (рисунок 7.2б) с помощью выражения (6) были получены искомые профили концентрации метана в морской воде от высоты над дном (рисунок 7.5, кривые 2 и 3).

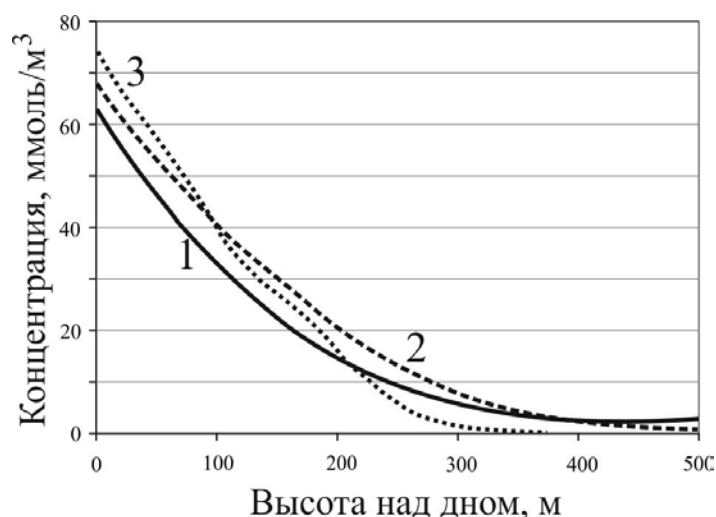


Рисунок 7.5 – Кривые, отображающие зависимость измеренной (1) и рассчитанных по данным ОРЗ для 12 (2) и 20 кГц (3) концентрации метана в морской воде от высоты над дном

На этот же рисунок нанесен полученный по данным прямых измерений усредненный профиль концентрации растворенного метана в морской воде (рисунок 7.4б). Сравнение кривых, представленных на рисунке 7.5, позволяет сделать вывод о хорошем соответствии между расчетными и измеренными профилями, как по величине, так и по форме. Это подтверждает хорошую точность предложенного акустического метода оценки концентрации метана в водной толще и указывает на преобладающую роль пузырькового транспорта в формировании в придонной водной толще повышенной концентрации растворенного метана.

Список использованных источников

- 1 Judd A.G. The global importance and context of methane escape from the seabed // *Geo-Mar Lett.* 2003. V. 23. P. 147 - 154.
- 2 Valentine D.L., Blanton D.C., Reeburgh W.S., Kastner M. Water column methane oxidation adjacent to an area of active hydrate dissociation, Eel River Basin // *Geochimica et Cosmochimica Acta.* 2001. V. 65. P. 2633 – 2640.
- 3 Dillon T.M. Vertical Overturns' A. Comparison of Thorpe and Ozmidov Length Scales // *Journal of Geophysical Research.* 1982. V. 87. № 12. P. 9601 – 9613.
- 4 Osborn T.R. Estimates of the Local Rate of Vertical Diffusion from Dissipation Measurement // *Journal of Physical Oceanography.* 1980. V. 10. P. 83 – 88.
- 5 Linke P., Sommer S., Rovelli L., McGinnis D.F. Physical limitations of dissolved methane fluxes: The role of bottom-boundary layer processes // *Marine Geology.* 2010. V. 272. P. 209 – 222.

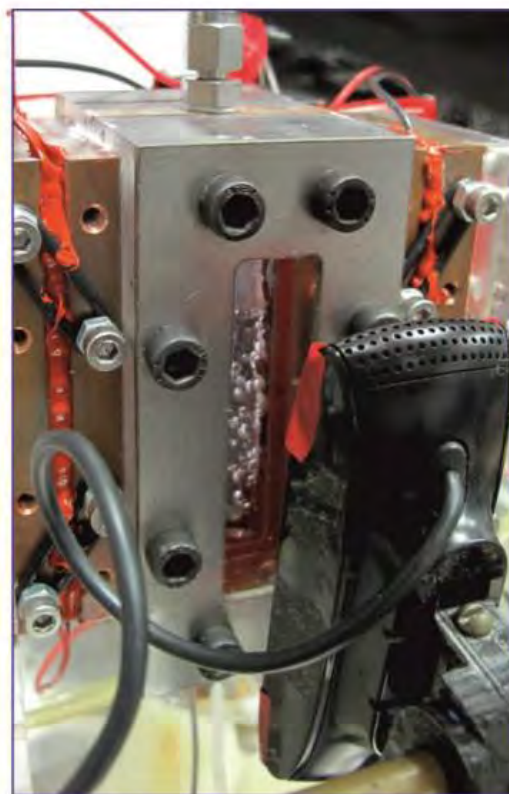
- 6 Reeburgh W.S., Ward B.B., Whalen S.C., Sandbeck K.A., Kilpatrick K.A., Kerkhof L.J. Black Sea methane geochemistry // *Deep-Sea Research*. 1991. V. 38. № 2. P. 1189 – 1210.
- 7 Scranton M.I., Brewer P.G. Occurrence of methane in the near-surface waters of the western subtropical North-Atlantic // *Deep Sea Research*. 1977. V. 24. № 2. P. 127 – 138.
- 8 Саломатин А.С., Юсупов В.И. Акустические исследования газовых “факелов” Охотского моря // *Океанология*. 2011. Т. 51. № 5. С. 911–919.
- 9 McGinnis D.F., Greinert J., Artemov Y. et al. Fate of rising methane bubbles in stratified waters: How much methane reaches the atmosphere? // *J. Geophys. Res.* 2006. V. 111. № 9. P. 9007 – 9017.
- 10 Саломатин А.С., Юсупов В.И., Черных Д.В. Оценка глубоководных течений по данным гидроакустической съемки газовых “факелов” // *Сборник трудов XXII сессии РАО*. 15-17 июня. Москва. 2010. Т. 2. С. 273 - 276.
- 11 Walter K.M., Zimov S.A., Chanton J.P., Verbyla D., Chapin F.S. Methane bubbling from Siberian thaw lakes as a positive feedback to climate warming // *Nature*. 2006. V. 443. P. 71 – 75.
- 12 Blanchard D.C., Woodcock A.H. Bubble formation and modification in the sea and its meteorological significance // *Tellus*. 1957. V. 9. P. 145 – 158.
- 13 Муякшин С. И., Заутер Э. Дистанционный акустический метод определения производительности подводного источника газовых пузырьков // *Океанология*. 2010. Т. 50. №. 6. С. 1045-1051.
- 14 Саломатин А. С., Юсупов В. И., Верещагина О. Ф., Черных Д. В. Акустическая оценка концентрации метана в водной толще в областях его пузырьковой разгрузки // *Акустический журнал*, 2014, том 60, № 5, с. 638–644.
- 15 Leifer I., Patro R.K. The bubble mechanism for methane transport from the shallow sea bed to the surface: A review and sensitivity study// *Cont. Shelf Res.* 2002. V. 22. № 16. P. 2409 – 2428.
- 16 Муякшин С.И., Заутер Э., Бетиус А. и др. Некоторые результаты эхолокационной съемки источника метана, связанного с глубоководным грязевым вулканом “Хаакон Мосби” // *Сб. тр. XV сессии РАО. Акустика океана*. Москва. 2004. Т. 2. С.165 - 168.
- 17 Greinert J., Nutzal B. Hydroacoustic experiments to establish a method for the determination of methane bubble fluxes at cold seeps // *Geo-Marine Lett.* 2004. V. 24. № 2. P. 75 – 85.
- 18 Leifer I., MacDonald I. Dynamics of the gas flux from shallow gas hydrate deposits: interactions between oily hydrate bubbles and the ocean environment // *Earth and Planetary Science Lett.* 2003. V. 210. P. 411 – 424.

- 19 Sage K.A., George J., Überall H. Multipole resonances in sound scattering from gas bubbles in a liquid // *Journal of Acoustic Society of America*. 1979. V. 65. № 6. P. 1413 – 1422.
- 20 Clift R., Grace J.R., Weber M.E. *Bubbles, Drops, and Particles*. N.Y.: Academic Press Inc., 1978. P. 380.
- 21 Alves S.S., Orvalho S.C.P. and Vasconcelos J.M.T. Effect of bubble contamination on rise velocity and mass transfer// *Chem. Eng. Sci.* 2005. № 60. P. 1 - 9.
- 22 Westbrook G., Thatcher K., Rohling E., Piotrowski A., Like H., Osborne A., Nisbet E., Minshull T., Lanoiselle M., James R., Hnerbach V., Green D., Fisher R., Crocker A., Chabert A., Bolton C. Beszczynska-Moller A., Berndt C., Aquilina A. Escape of methane gas from the seabed along the West Spitsbergen continental margin // *Geophysical Research Letters*. 2009. V. 36. P 1 – 5.
- 23 Rehder G., Brewer P.W., Peltzer E.T., Friederich G. Enhanced lifetime of methane bubble streams within the deep ocean // *Geophysical Research Letters*. 2002. V. 29. № 15. P. 211 – 214.
- 24 Rehder G., Leifer I., Brewer P.G., Friederich G., Peltzer E.T. Controls on methane bubble dissolution inside and outside the hydrate stability field from open ocean field experiments and numerical modeling // *Marine Chemistry Volume*. 2009. V. 114. № 1. P. 19 – 30.
- 25 McGinnis D.F., Greinert J., Artemov Y. et al. Fate of rising methane bubbles in stratified waters: How much methane reaches the atmosphere? // *J. Geophys. Res.* 2006. V. 111. № 9. P. 9007 – 9017.
- 26 Акуличев В.А., Обжиров А.И., Шакиров Р.Б., Мальцева Е. В., Гресов А. И., Телегин Ю. А. Условия формирования газогидратов в Охотском море // *Доклады Академии наук*. 2014. Т. 454. № 3. С. 340 – 342.
- 27 Vereshchagina O.F., Korovitskaya E.V., Mishukova G.I. Methane in water column sand sediments of the north western Sea of Japan // *Deep - Sea Research II*. 2013. V. 86. P. 25 – 33.

8 Лабораторные исследования и численное моделирование процессов образования и разложения газогидратов

8.1 Лабораторные исследования процессов образования и разложения газогидратов

Экспериментально изучены особенности выхода пузырьков метана и углекислого газа из сопла в воду при температуре и давлении, соответствующих области стабильности газогидрата метана и вне ее. Для проведения экспериментальных исследований создан экспериментальный комплекс (рисунок 8.1). Комплекс состоит из прозрачной ячейки высокого давления, температура которой задается с пульта управления, баллона с газом, соединенным с системой подачи газа, на выходе которой находится сопло, установленное в нижней части охлаждаемой ячейки. Комплекс позволяет проводить исследования в диапазоне давлений 1 -100 атм. и температур от -10 до 20°C с регистрацией происходящих процессов на цифровую видеокамеру [1].



Справа показана охлаждаемая ячейка высокого давления с цифровой видеокамерой на переднем плане.

Рисунок 8.1 – Общий вид комплекса для изучения образования и разложения газогидратов

С помощью созданного комплекса выполнены модельные эксперименты по изучению кинетики образования и разложения газогидратов метана и углекислого газа на поверхности пузырьков. Показано, что в зоне стабильности газогидрата метана пузырьки метана могут не

покрываться газогидратной коркой в течение нескольких часов. Установлено, что процесс образования газогидратной корки на поверхности пузырька инициируется ударом пузырька при всплытии или контактом с поверхностью газогидрата. Так пузырьки метана или углекислого газа при выходе из сопла и всплытии, находясь в зоне стабильности соответствующего газогидрата, не имеют газогидратной корки (рисунок 8.2), по крайней мере, до высоты порядка 10 см (длина ячейки высокого давления).



Внизу видно, как пузырек метана выходит из сопла. Вверху – пузырьки метана, покрытые газогидратной коркой, собираются в стабильные «гроздья». Температура 0.1 °С, давление 70 атм.

Рисунок 8.2 – Пузырьки метана в воде в зоне стабильности газогидрата

Установлено, что в случае предварительной заморозки воды в ячейке высокого давления и в условиях стабильности газогидрата метана выходящие из сопла пузырьки могут сразу за несколько секунд покрываться газогидратной коркой, при этом они зачастую имеют причудливую форму (рисунок 8.3), существенно отличающуюся от «обычной», когда соотношение давления и температуры лежит вне области стабильности газогидрата.

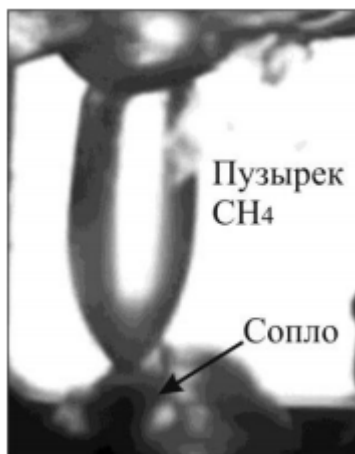
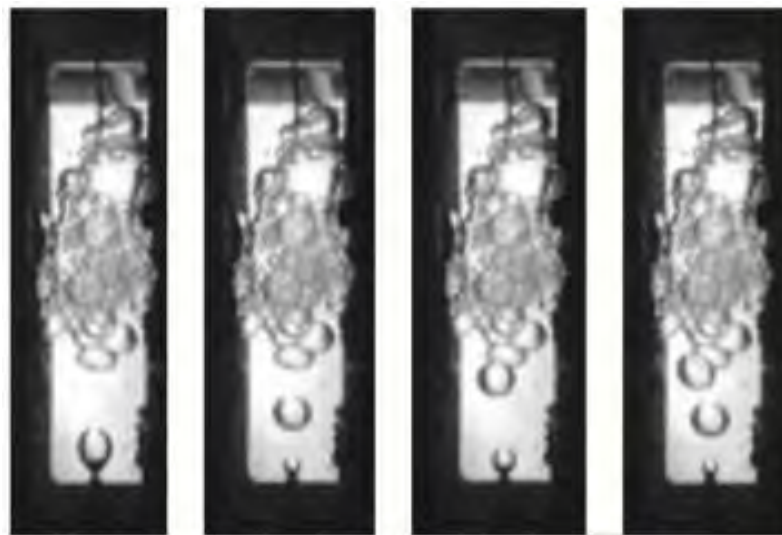


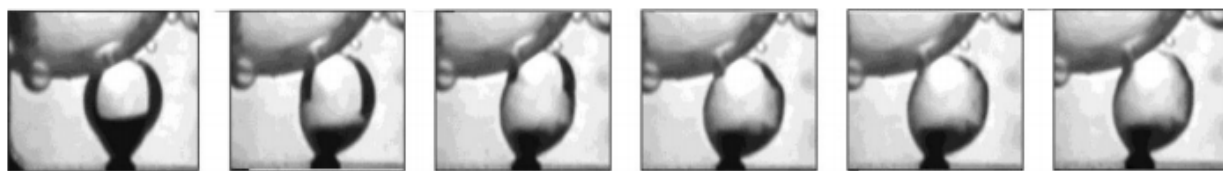
Рисунок 8.3 – Удлиненный пузырек с газообразным метаном в зоне стабильности газогидрата метана. Температура $0.1\text{ }^\circ\text{C}$, давление 70 атм.

Аналогичная картина наблюдается и с углекислым газом. При достаточно высоком давлении ($>30\text{ атм.}$) углекислый газ при температуре около нуля переходит в жидкость, плотность которой немного ниже плотности воды. Поэтому в этих условиях пузырьки углекислого газа всплывают существенно медленнее метановых пузырьков, часто почти не изменяя своей первоначальной формы (рисунок 8.4). Так же, как и в случае с метаном, пузырьки, заполненные жидким углекислым газом, при соприкосновении с поверхностью газогидрата в верхней части ячейки, постепенно за несколько секунд покрываются газогидратной коркой (рисунок 8.5).



Показаны последовательные кадры. Температура $1\text{ }^\circ\text{C}$, давление 50 атм. Верхняя часть ячейки заполнена пузырьками жидкого CO_2 , покрытыми газогидратной коркой.

Рисунок 8.4 – Особенности отрыва, всплытия и покрытия коркой газогидрата жидкого CO_2



В нижней части под пузырьком виден кончик сопла. Время между кадрами 0.4 с. Температура 1 °С, давление 50 атм.

Рисунок 8.5 – Пузырек с жидким CO₂ у сопла постепенно покрывается коркой газогидрата

Очень интересные процессы наблюдаются в «тройной точке», когда может одновременно существовать газообразный, жидкий и газогидратный CO₂. На рисунке 8.6 показан именно такой случай, когда при постоянном потоке CO₂ из сопла первоначально в ячейке с водой образовался соединенный с соплом большой пузырь из жидкого CO₂, а затем в нем стали всплывать пузырьки с газообразным CO₂. Постепенно пузырь увеличился в размерах, а верхнюю его часть стал занимать газообразный CO₂.

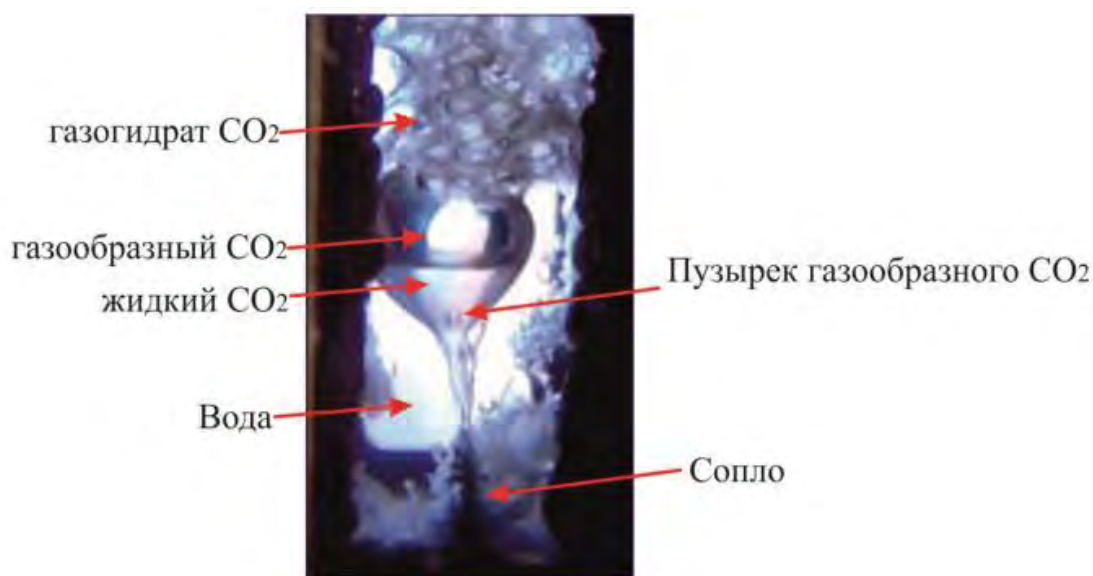


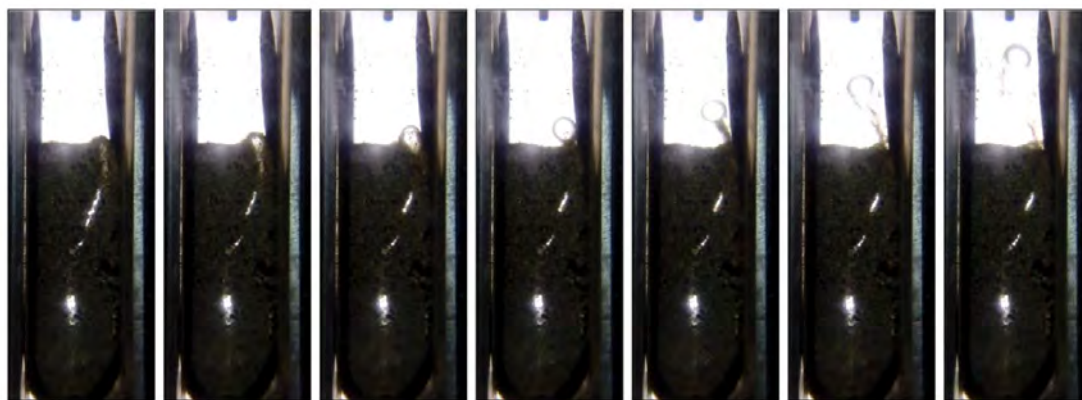
Рисунок 8.6 – Пузырек с газообразным CO₂ всплывает в пузыре с жидким (внизу капли) и газообразным CO₂, находящегося в воде. Температура 4°С, давление 30 атм.

На модернизированном экспериментальном стенде, который позволяет проводить исследования в оптически прозрачной ячейке в диапазоне давлений 1-100 атм. и температур от -10 до 20°С, с регистрацией происходящих процессов на скоростную видеокамеру, выполнены модельные эксперименты по изучению выхода пузырьков метана через осадочную породу в воду. В качестве модельных сред использовался кварцевый песок и образцы осадочных пород моря Лаптевых, взятые с глубины 39 м. Показано, что в зоне стабильности газогидрата метана пузырьки

метана, вышедшие на поверхность среда/вода, могут не покрываться газогидратной коркой в течение нескольких часов. Установлено, что процесс образования газогидратной корки на поверхности пузырька в этом случае инициируется контактом поверхности пузырька с газогидратом метана.

Установлено, что в случае предварительной заморозки воды в ячейке высокого давления и в условиях стабильности газогидрата метана выходящие из верхнего осадочного слоя пузырьки во всех используемых модельных средах могут быстро за несколько секунд покрываться газогидратной коркой. При этом они зачастую имеют причудливую форму, существенно отличающуюся от «обычной», когда соотношение давления и температуры лежит вне области стабильности газогидрата.

В лабораторных экспериментах определены особенности процессов выхода пузырьков из модельных сред в условиях стабильности газогидрата и при температуре порядка 0°C . Показано, что в этом случае в областях пузырьковой разгрузки может происходить выброс струй осадков и пузырьков со скоростями, превышающими 1 м/с (рисунок 8.7). Такой эффект объясняется тем, что при таких условиях сцепление между частичками в осадках и модельных средах увеличивается, для преодоления этого барьера требуется дополнительная энергия, которая и приводит к выбросам.



Температура 0.2°C , давление 75 атм.

Рисунок 8.7 – Выход пузырька метана из слоя осадков в зоне стабильности газогидрата

8.2 Численное моделирование процессов образования и разложения газогидратов

С использованием восьми ядерного суперкомпьютера Parsytec выполнено квантово – химическое моделирование кластеров метана с молекулами воды в приближении супермолекулы [2]. На рисунке 8.8 показаны структуры гидратного каркаса $\text{H}_2\text{O}(5^{12})$ и клатрата $\text{CH}_4\cdot\text{H}_2\text{O}(5^{12})$ с учетом ван-дер-ваальсовых радиусов атомов.

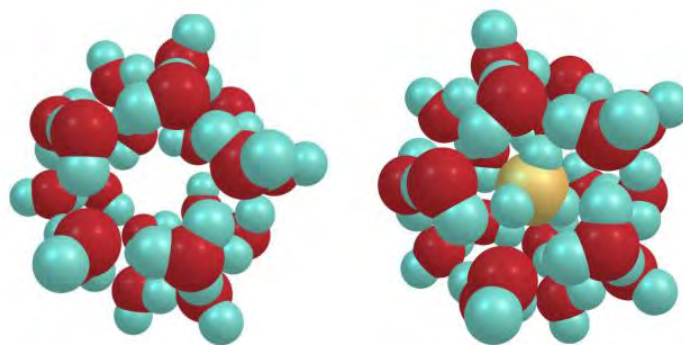


Рисунок 8.8 – Структуры гидратного каркаса $\text{H}_2\text{O}(5^{12})$ и клатрата $\text{CH}_4 \cdot \text{H}_2\text{O}(5^{12})$ с учетом ван-дер-ваальсовых радиусов атомов

Изучение строения свободных гидратных оболочек $\text{H}_2\text{O}(5^{12})$ и клатрата $\text{CH}_4 \cdot \text{H}_2\text{O}(5^{12})$ позволило впервые установить зависимость колебательных спектров оболочки и клатрата от степени сжатия и провести классификацию колебания гидратной оболочки и клатрата во всем диапазоне колебательного спектра. Показаны изменения не только валентных (как это имеет место в литературе), но и деформационных частот нормальных колебаний молекулы CH_4 в зависимости от размеров гидратной оболочки. На уровне электронного строения установлена природа химической связи в свободной гидратной оболочке $\text{H}_2\text{O}(5^{12})$ и клатрате $\text{CH}_4 \cdot \text{H}_2\text{O}(5^{12})$. На рисунке 8.9 показан вид двух квазивырожденных ВЗМО клатрата метана при оптимальном значении параметра $h=2.8 \text{ \AA}$

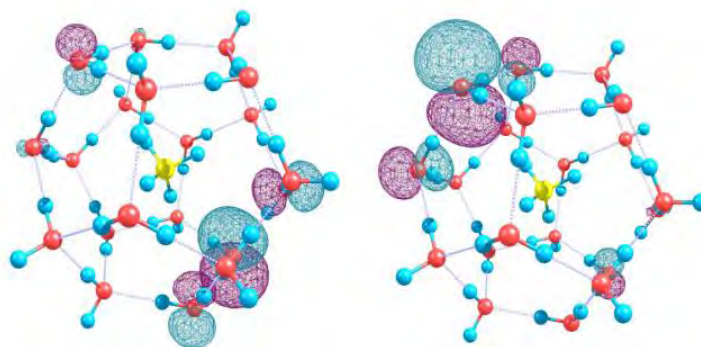


Рисунок 8.9 – Вид двух квазивырожденных ВЗМО клатрата при оптимальном значении размера гидратной оболочки $h=2.8 \text{ \AA}$

Проведен анализ изменения энергии образования гидратных оболочек $\text{H}_2\text{O} [5^{12}]$ и $\text{H}_2\text{O} [6^2 5^{12}]$ и энергии водородных связей при изменении размеров оболочек. Квантово-химически рассчитаны зависимости электронной энергии комплексов $\text{H}_2\text{O} [5^{12}]$, $\text{CH}_4 \cdot \text{H}_2\text{O} [5^{12}]$, и, впервые, комплексов $\text{H}_2\text{O} [6^2 5^{12}]$ и $\text{CH}_4 \cdot \text{H}_2\text{O} [6^2 5^{12}]$ от их размеров; определены оптимальные геометрические параметры кластеров.

Для определения потенциальных функций каркасов и клатратов, а также изменения энергии их образования из молекул при растяжении-сжатии оболочки H_2O [5¹²] и H_2O [6²⁵1²] выполнен ряд расчетов с функционалами DFT - градиент-корреляционным функционалом Педью, Буке и Эрзенхофа с поправками на большие расстояния LC-wPBE и базисным набором 6-311+G(d,p), а также гибридным обменно-корреляционным функционалом Гримма с дисперсионной поправкой B97D и базисным набором 6-311++G(2d,2p) [3-4], предсказывающими существенно разную интенсивность межмолекулярного взаимодействия в рассматриваемых оболочках и клатратах.

Из всех возможных изомеров кластеров нами смоделированы структуры гидратов, показанные на рисунке 8.10, в которых концевые связи О-Н(конец) наиболее равномерно распределены по поверхности додекаэдра H_2O [5¹²] и структуры H_2O [6²⁵1²].

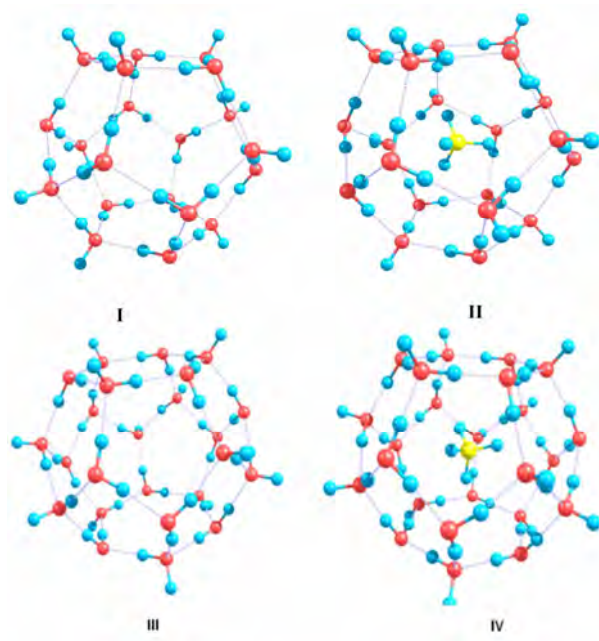


Рисунок 8.10 – Структуры гидратов H_2O [5¹²] (I) и H_2O [6²⁵1²] (III) и клатратов $\text{CH}_4 \cdot \text{H}_2\text{O}$ [5¹²] (II) и $\text{CH}_4 \cdot \text{H}_2\text{O}$ [5¹²6²] (IV)

При моделировании изменений размеров гидратной оболочки H_2O [5¹²] предполагалось, что она сохраняет строение правильного додекаэдра (атомы О в вершинах), а оболочка H_2O [6²⁵1²] сохраняет одинаковые расстояния О...О, как в двух правильных шестиугольниках, так и в 12 одинаковых пятиугольниках. Сканируемым параметром являлось расстояние между атомами кислорода (и зависящая от него величина h от центра каркаса до центра пятиугольной/шестиугольной грани) при этом варьируемыми параметрами являлись длины связей О-Н(мост), О-Н(конец), валентные углы Н(мост)-О-Н(мост), Н(мост)-О-Н(конец) молекул H_2O , а в клатратах также расстояние С-Н молекулы CH_4 . Одна из связей С-Н молекулы метана ориентирована в центр верхней грани каркаса.

На рисунке 8.11 приведены зависимости относительной полной электронной энергии гидратных каркасов и соответствующих клатратов от расстояния O...O, полученные методом B97D/6-311++G(2d,2p).

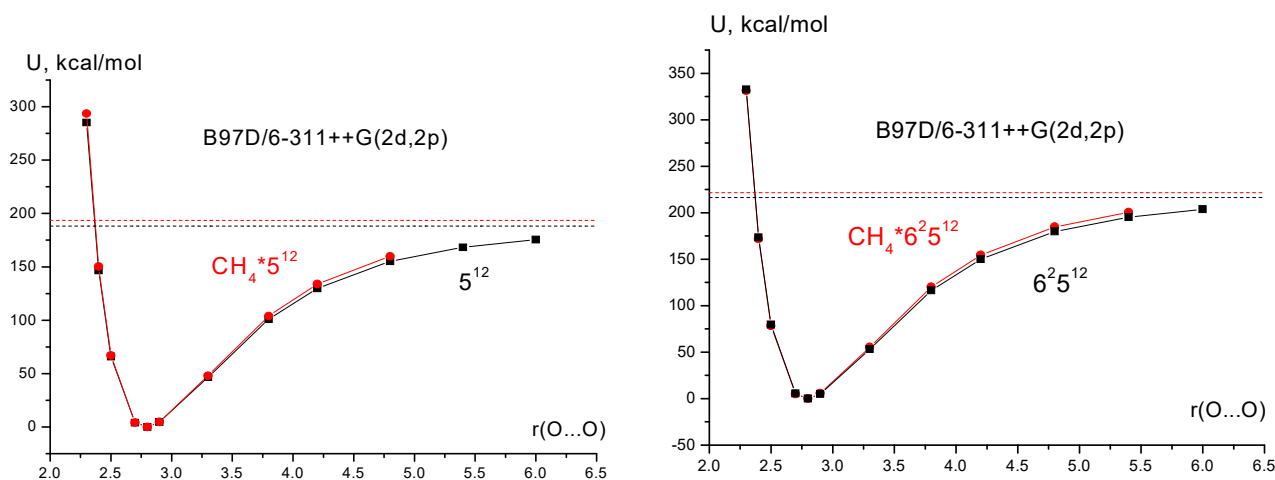


Рисунок 8.11 – Зависимости относительной электронной энергии гидратных каркасов и соответствующих клатратов от расстояния O...O. Расстояние по оси x отложено в ангстремах.

Минимум энергии соответствует значениям $r(\text{O}\dots\text{O}) = 2.8 \text{ \AA}$ во всех четырех комплексах. Наличие/отсутствие молекулы CH_4 в центре гидратной оболочки не приводит к каким-либо заметным изменениям вида потенциальной функции. Наличие CH_4 повышает относительную энергию клатрата $\text{CH}_4 \cdot \text{H}_2\text{O} [5^{12}]$, лишь когда $r(\text{O}\dots\text{O})$ становится меньше 2.6 \AA и больше 3.2 \AA , для клатрата $\text{CH}_4 \cdot \text{H}_2\text{O} [6^2 5^{12}]$ изменение энергии при внедрении метана еще менее заметно (повышение энергии наблюдается при $r(\text{O}\dots\text{O})$ большим 3.6 \AA).

Данные зависимости свидетельствуют о том, что определяющими взаимодействиями в каждой их четырех структур являются взаимодействия между молекулами воды и их стремление находиться на определенном расстоянии друг от друга независимо от геометрии и объема каркаса $\text{H}_2\text{O} [5^{12}]$ или $\text{H}_2\text{O} [6^2 5^{12}]$ и наличия или отсутствия такого симметричного гостя, как молекула CH_4 . При этом заметное отличие в расстоянии $\text{C}\dots\text{O}$, которое составляет 3.92 \AA в малом клатрате и 4.24 и 4.41 \AA в большом для их оптимальной геометрии, не является существенным фактором.

При образовании каркаса $\text{H}_2\text{O} [5^{12}]$ возникает 30 водородных связей (ВС), а при образовании каркаса $\text{H}_2\text{O} [6^2 5^{12}]$ – 36 ВС. Для оптимальной структуры каркасов, которой соответствует $r(\text{O}\dots\text{O}) = 2.8 \text{ \AA}$, энергия ВС оценена по величине $\Delta_f E(\text{каркас})$.

Величина $\Delta_f E$ для клатратов рассчитана как:

$$\Delta_f E(\text{клатрат}) = E_{\text{клатрат}} - n \cdot E_{\text{H}_2\text{O}} - E_{\text{CH}_4},$$

Энергия инкапсулирования CH_4 в каркас определена как разность электронных энергий оптимизированных структур:

$$\Delta_{\text{инкапс}} E = E_{\text{клатр}} - E_{\text{каркас}} - E_{\text{СН}_4}$$

Для подтверждения возможности трансляционного движения молекулы CH_4 внутри каркаса H_2O [6²⁵1²] нами построена потенциальная функция клатрата $\text{CH}_4 \cdot \text{H}_2\text{O}$ [5¹²6²] от двух расстояний $\text{C} \dots \text{O}$ (рисунок 8.12)

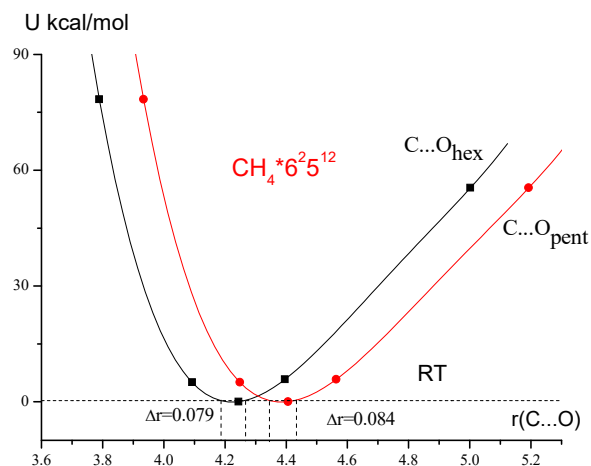


Рисунок 8.12 – Зависимости потенциальной энергии от расстояний $\text{C} \dots \text{O}$ в клатрате $\text{CH}_4 \cdot \text{H}_2\text{O}$ [6²⁵1²]. Расстояние по оси x отложено в ангстремах.

На рисунке 8.12 пунктиром отмечено значение тепловой энергии, соответствующее температуре рентгенографического эксперимента (123(2) К). Интервал вероятных значений межъядерного расстояния $\text{C} \dots \text{O}_{\text{hex}}$ составляет 4.187 – 4.266 Å, а $\text{C} \dots \text{O}_{\text{pent}}$ - 4.344 – 4.428 Å, указывая на способность молекулы метана незначительно перемещаться внутри полости гидрата в разных направлениях.

В расчетах каркасы H_2O [5¹²] и H_2O [6²⁵1²] имели молекулы воды двух типов: с двумя мостиковыми связями $\text{O}-\text{H}_{\text{мост}}$ и с одной мостиковой и одной концевой связью $\text{O}-\text{H}_{\text{конц}}$ (рисунок 8.10). При увеличении размеров каркаса H_2O [5¹²] различие между длинами концевых $\text{O}-\text{H}_{\text{конц}}$ и мостиковых $\text{O}-\text{H}$ (мост) связей уменьшается, а сами длины связей приближаются к значениям $r(\text{O}-\text{H})$ в свободной молекуле воды. В то же время длина водородной связи $\text{O} \dots \text{H}$ в эксперименте выглядит больше, чем в расчетах. Однако данное несоответствие связано, в большей степени, не с расхождением между теорией и экспериментом, а с занижением расстояния $\text{O}-\text{H}$ в рентгеновском эксперименте из-за заметного смещения центра тяжести электронной плотности у атома H в сторону атома O , в результате чего связь $\text{O}-\text{H}$ кажется укороченной, а расстояние $\text{H} \dots \text{O}$ увеличенным.

При инкапсулировании молекулы метана, согласно расчетам, длина связи $\text{C}-\text{H}$ с уменьшением размера оболочки H_2O [(5¹²) ~до 3.8 Å и оболочки H_2O [6²⁵1²] ~до 3.3 Å незначительно возрастает, а при дальнейшем сжатии каркасов начинает сокращаться. В малом

каркасе сокращение длины связи С-Н выражено намного ярче, чем в большом каркасе. Поэтому изменение $r(\text{C-H})$ можно считать геометрическим отражением взаимодействия между молекулой метана и гидратной оболочкой.

Обращает на себя внимание тот факт, что экспериментальная величина $r(\text{C-H})$ в каркасе H_2O [5¹²] [36] значительно (~на 0.09\AA), а в каркасе H_2O [6²⁵12] на $\sim 0.16\text{\AA}$ превосходит экспериментальное значение $r(\text{C-H})$ свободной молекулы.

Проведенный анализ структурных особенностей четырех кластеров показывает, что наиболее надежно экспериментально определяемые параметры такие как расстояния $\text{O}\dots\text{O}$ и $\text{C}\dots\text{O}$ близки к равновесным параметрам, рассчитанным другими методами. Т.е. использованные методы расчета правильно передают геометрические размеры каркасов и клатратов и могут быть использованы для описания их электронных свойств.

С помощью квантово – химического моделирования рассмотрено изменение электронного строения клатрата метана. Определена зависимость потенциальной энергии системы от смещения центральной молекулы CH_4 в различных направлениях. Выполнен анализ различных колебаний молекул метана в клатрате. Результаты могут быть использованы для уточнения механизма разложения газогидрата метана.

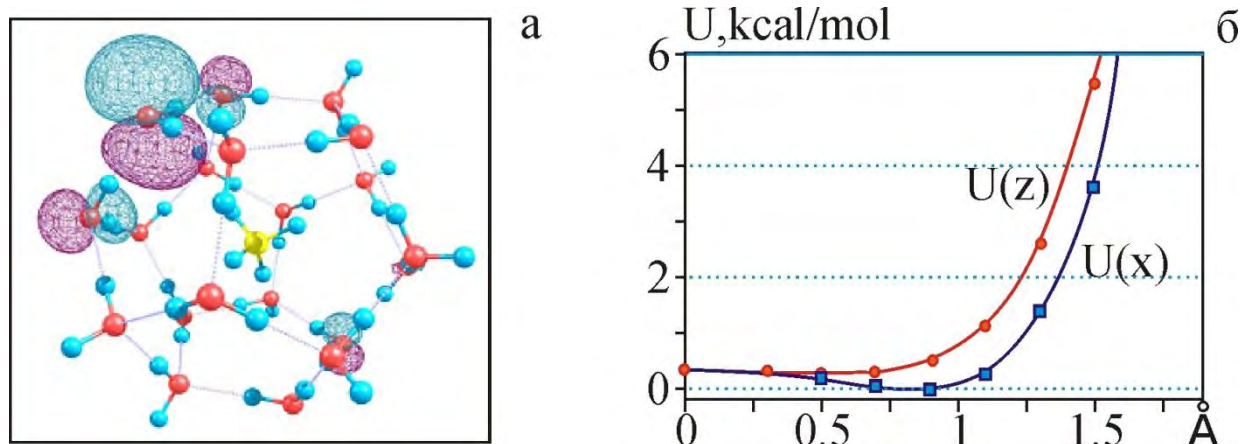


Рисунок 8.13 – Условная схема квазисостояния клатрата метана (а) и вычисленная зависимость потенциальной энергии от смещения центральной молекулы CH_4 в различных направлениях

Список использованных источников

- 1 Саломатин А.С., Черных Д.В., Юсупов В.И. Стенд для исследования образования и разложения газогидратов // Патент на полезную модель №143248. 2014.07.20. Бюл. №20.

- 2 Гиричева Н.И., Ищенко А.А., Юсупов В.И., Баграташвили В.Н., Гиричев Г.В. Структура и энергетика метановых гидратов // Известия ВУЗов. Химия и Химическая технология. 2014. Т. 57. №9. С. 3-9.
- 3 Tawada Y., Tsuneda T., Yanagisawa S., Yanai T., and Hirao K. A long-range-corrected time-dependent density functional theory // J. Chem. Phys., 2004. V. 120. N. 18. P. 8425-8433.
- 4 Vydrov O.A. and Scuseria G.E. Assessment of a long range corrected hybrid functional // J. Chem. Phys. 2006. V. 125. N. 23. P. 234109.

9 Поиск и исследование зон пузырьковой разгрузки метана в ДВ морях и российском секторе Арктики акустическими методами

Поиск и исследование зон пузырьковой разгрузки метана проводились в 2013 - 2016г.г. в 62, 67, 70, 73 и 74 рейсах НИС «Академик М.А. Лаврентьев» в Охотском и Японском морях, в 80 и 83 рейсах маломерного НИС «Импульс» в заливе Петра Великого Японского моря, с борта маломерного судна и с надувной лодки в море Лаптевых.

9.1 Поиск и исследование зон пузырьковой разгрузки метана в Охотском море

Поиск и исследование зон пузырьковой разгрузки метана проводились в Охотском море у юго-восточной части острова Сахалин на НИС «Академик М.А. Лаврентьев» с помощью стационарного комплекса, основу которого составляют эхолоты ELAC и Сарган-ЭМ рабочие частоты 12 и 20 кГц, ширина диаграммы направленности 12° и 10, соответственно и система цифровой регистрации эхо-сигналов (см. раздел 9.4).

Батиметрические измерения проводились с использованием штатного судового эхолота ELAC LAZ-72 E-V. Принятый эхосигнал после нормирования и фильтрации преобразовывался дигитайзером ELAC STG-721 в цифровой вид. При регистрации скорость звука принималась равной 1500 м/с. Цикличность отсчетов зависит от глубины места и изменяется от 2.6 до 10.5 секунд. Навигационная привязка осуществлялась спутниковым приемоиндикатором производства GARMIN, погрешность определения координат не превышала $6 \div 12$ метров в течение всего рейса. Каждую секунду спутниковый приемник выдает данные о времени, координатах, курсе и скорости судна.

Данные от спутникового приемоиндикатора и эхолота синхронизируются и регистрируются при помощи, специально разработанной программой, выполняемой на обычном персональном компьютере. В результате каждое измерение глубины однозначно привязывается по времени и получает точные географические координаты. Одновременно производится пересчет координат к виду, удобному для дальнейшей обработки. Оператор всегда видит на мониторе графическое представление профиля дна и полную навигационную информацию. Результаты съемки доступны немедленно по окончании каждого промерного галса.

Гидроакустические наблюдения проводились как на ходу судна, так и в дрейфе. Общий пройденный путь с гидроакустическими наблюдениями составил 2600 миль. Было выполнено около 133 регистраций 101 газовых факелов (ГФ), 55 из которых, были обнаружены впервые. На рисунке 9.1 показано пространственное расположение всех ГФ зарегистрированных в отчетном периоде в Охотском море.

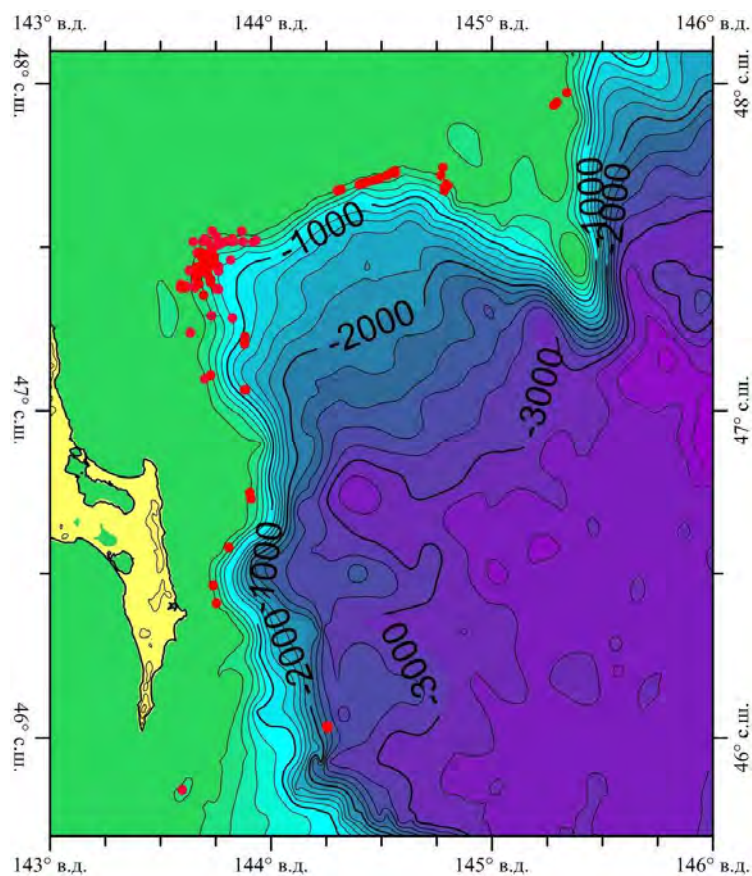


Рисунок 9.1 – Схема расположения ГФ (точки красного цвета) в Охотском море у юго-восточной части острова Сахалин

Глубины ГФ лежат в очень широком диапазоне от 85 до 2230 метров. Зависимость количества ГФ обнаруженных в районе исследований от глубины представлена на рисунке 9.2.

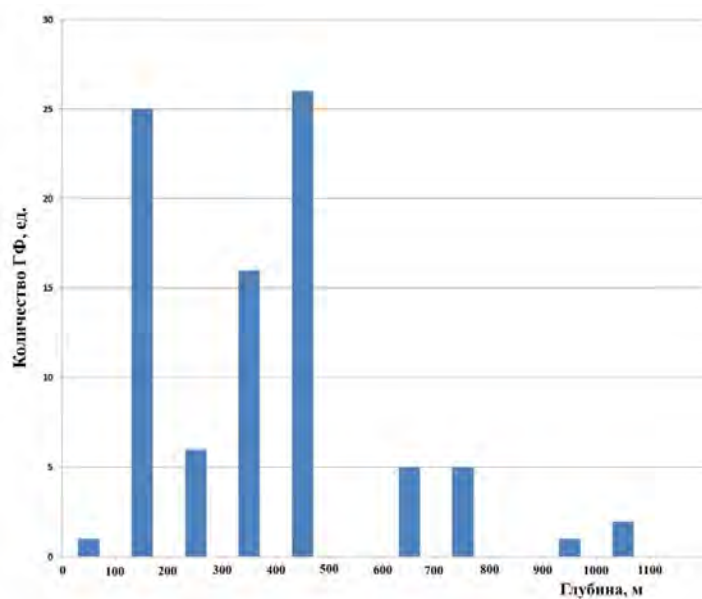


Рисунок 9.2 – Зависимость количества ГФ от глубины в Охотском море у юго-восточного склона острова Сахалин

Найденная зависимость хорошо совпадает с полученной ранее зависимостью количества ГФ от глубины у северо-восточного склона острова Сахалин [1].

В большинстве случаев мелководные ГФ наблюдались на бровке шельфа, часто в виде протяженных областей. Пример регистрации ГФ на бровке шельфа представлен на рис. 9.3. На рисунке видны область мелководных ГФ SF49 протяженностью 650 метров и многочисленные ГФ достигающие, в отдельных случаях, поверхности.

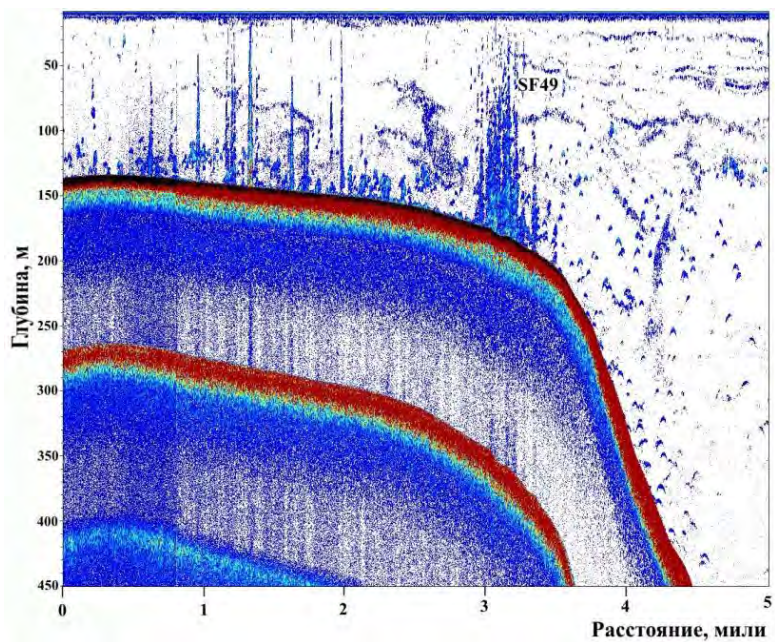


Рисунок 9.3 – Эхограмма мелководных ГФ на бровке шельфа

Второй максимум в распределении ГФ по глубине расположен в диапазоне 300 – 500 метров (рисунок 9.2), что соответствует верхней границе зоны стабильности газгидрата метана в Охотском море. Пример регистрации ГФ на глубинах близких к верхней границе зоны стабильности газгидрата метана представлен на рисунке 9.4.

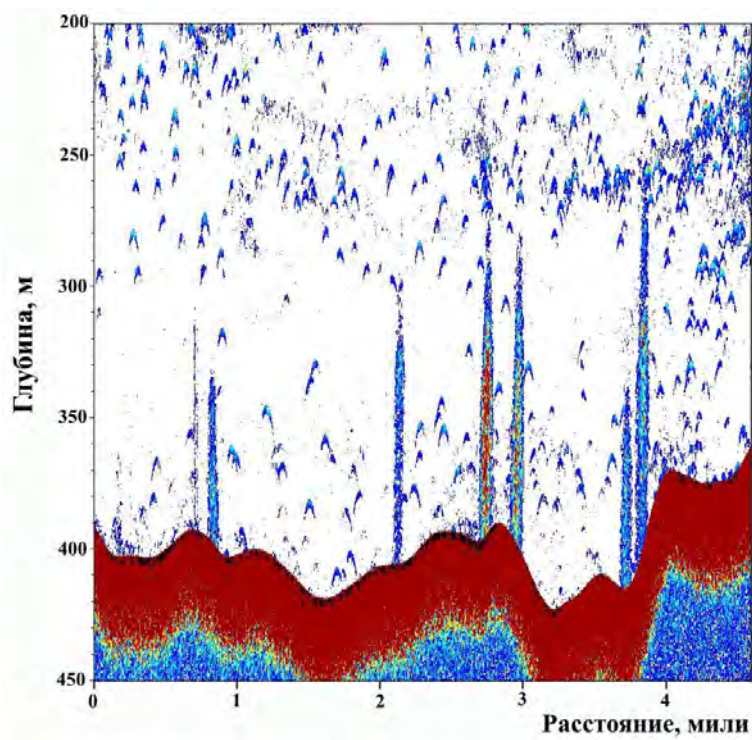


Рисунок 9.4 – Эхограмма ГФ на глубинах близких к верхней границе зоны стабильности газгидрата метана в Охотском море

Характерной чертой рельефа дна в районе скопления ГФ являлось наличие хорошо выраженных каньонов. Пример регистрации ГФ в каньоне представлен на рисунке 9.5.

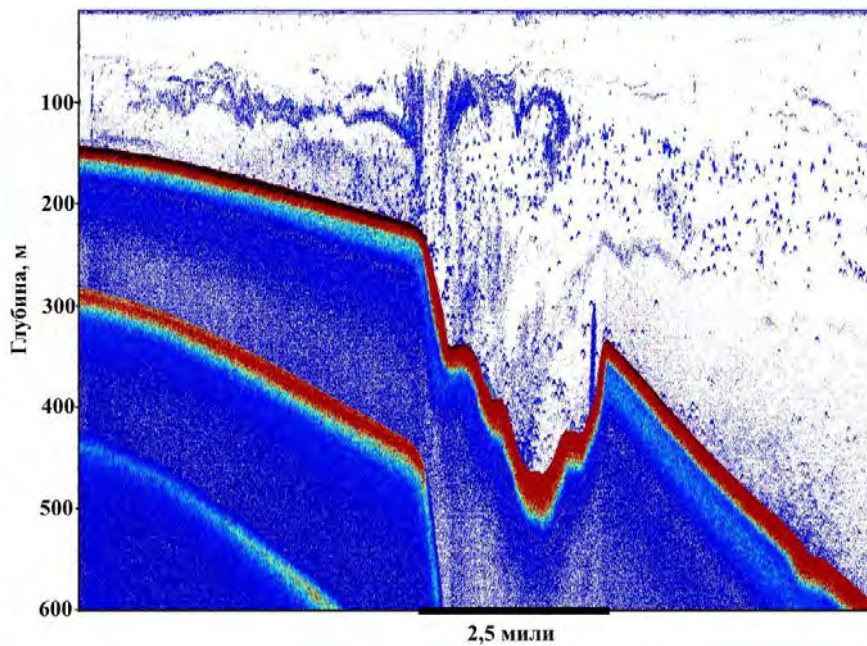


Рисунок 9.5 – Эхограмма ГФ в каньоне

При батиметрической съемке основное внимание было уделено району скопления ГФ в заливе Терпения (северный полигон) и окрестностям глубоководного ГФ (глубина 2200 метров) на западном склоне Курильской котловины (южный полигон). Результаты батиметрической съемки на этих полигонах представлены на рисунках 9.6 и 9.7.

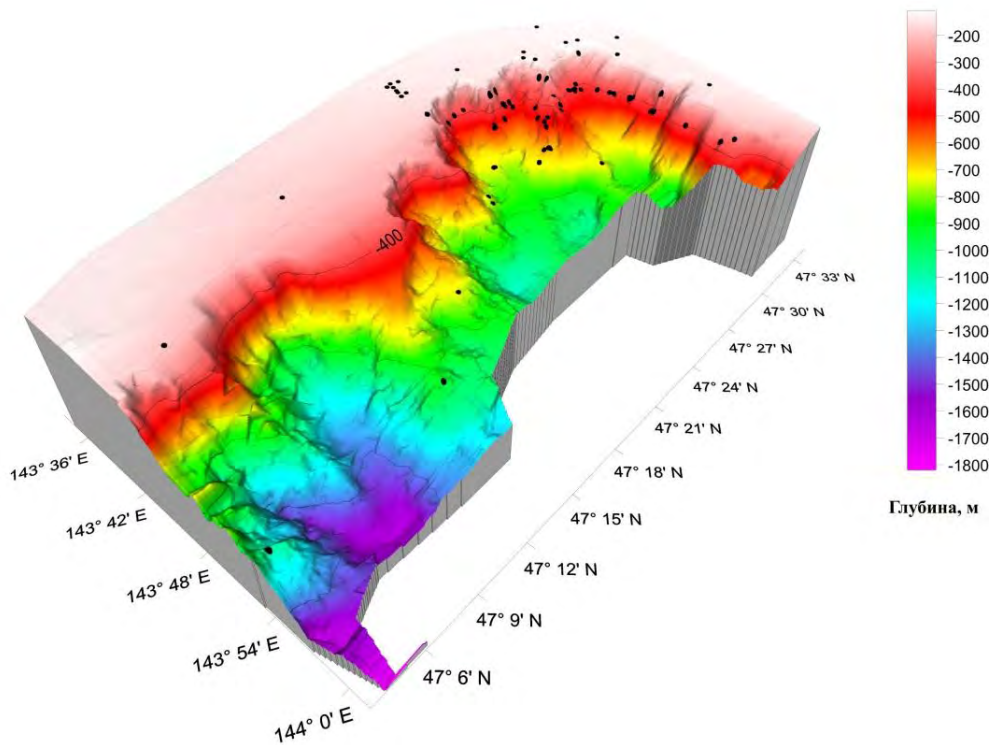


Рисунок 9.6 – Рельеф дна на северном полигоне (черными точками отмечены положения ГФ)

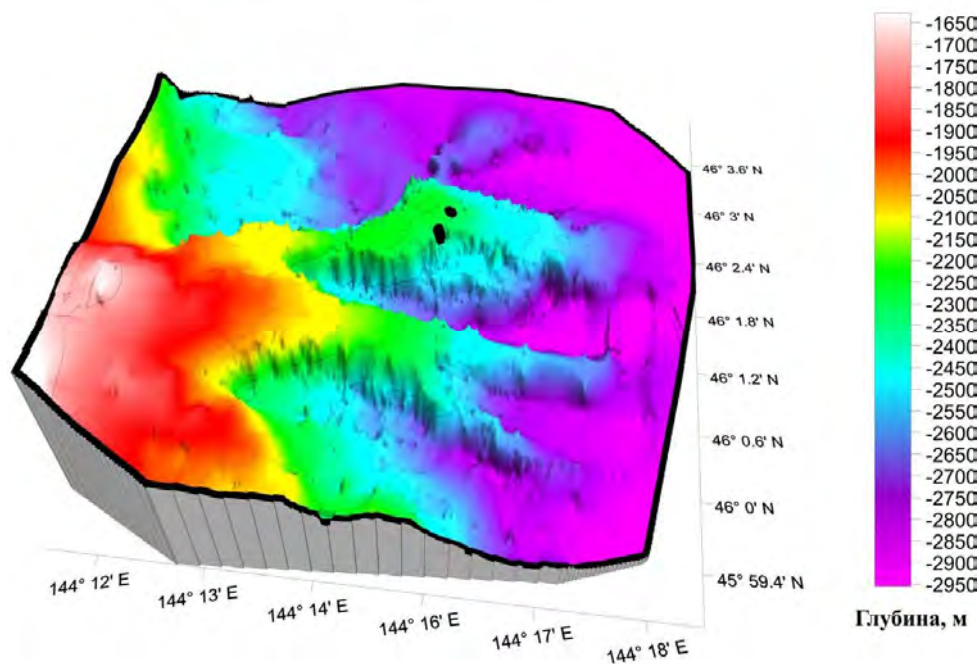


Рисунок 9.7 – Рельеф дна на южном полигоне (черными точками отмечены регистрации глубоководного ГФ)

Впервые этот глубоководный ГФ (глубина 2200 м) был обнаружен в 59 рейсе НИС «Академик М.А. Лаврентьев» в 2012 г. В 2013 г. этот ГФ был подробно исследован, была выполнена серия регистраций ГФ на ходу судна при различных курсах (см. рисунок 9.8) и в дрейфе на станциях.

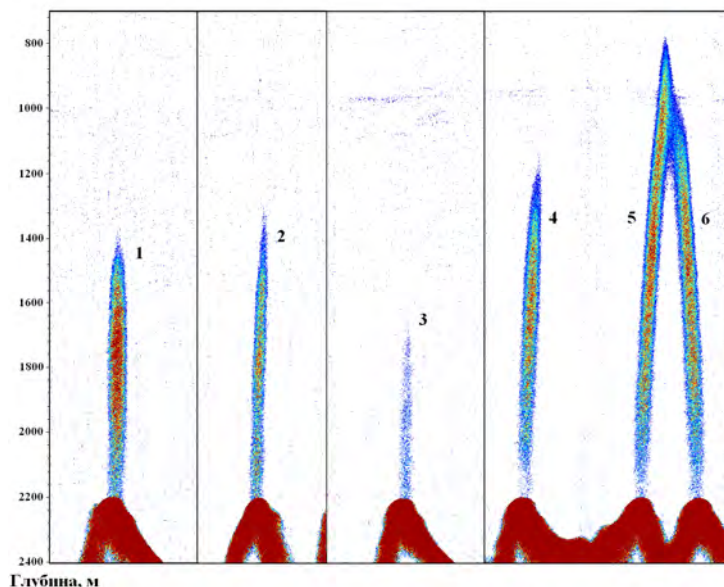


Рисунок 9.8 – Эхограммы шести галсов через глубоководный ГФ.

Мощность пузырьковой разгрузки этого ГФ составила около единицы моль/с, что заметно меньше чем в 2012 г., тогда его мощность достигала 5 моль/с. Этот ГФ регистрировался также в 2014, 2015 и 2016 г.г. В эти годы его мощность уменьшилась примерно на три порядка и не превышает нескольких ммоль/с.

По наклону оси глубоководного ГФ на разных курсах удалось оценить среднюю скорость полутора километрового придонного слоя воды, которая составила 10 см/с в юго-юго-восточном направлении.

9.2 Поиск и исследование зон пузырьковой разгрузки метана в Татарском проливе Японского моря

Поиск и исследование зон пузырьковой разгрузки метана проводились в Татарском проливе Японского моря на НИС «Академик М.А. Лаврентьев» с помощью стационарного комплекса, основу которого составляют эхолоты ELAC и Сарган-ЭМ рабочие частоты 12 и 20 кГц, ширина диаграммы направленности 12° и 10, соответственно и система цифровой регистрации эхо-сигналов (см. раздел 9.4).

Гидроакустические наблюдения на НИС «Академик М.А. Лаврентьев» проводились как на ходу судна, так и в дрейфе. Общий пройденный путь с гидроакустическими наблюдениями

составил 3580 миль. В Татарском проливе у западного склона о. Сахалин было выполнено 248 регистрации 188 газовых факелов (ГФ), 91 из которых, были обнаружены впервые. На рисунке 9.9 показано пространственное расположение ГФ зарегистрированных в отчетном периоде в Татарском проливе. Глубины ГФ обнаруженных в Татарском проливе лежат в более узком диапазоне, чем глубины ГФ обнаруженных в Охотском море. Все ГФ здесь обнаружены на глубинах 90 – 755 метров, причем в интервале глубин 340 – 600 метров не обнаружено ни одного ГФ. В интервале глубин 605 – 755 метров обнаружено шесть одиночных ГФ сосредоточенных в небольшой области в северо-западной части района пузырьковой разгрузки, большинство из которых, если не все, выходят из покмарков (кратероподобных структур). Первым в 2014 г. был найден ГФ F1 на глубине 610 метров, он расположен на краю покмарка с поперечными размерами около 800 метров и глубиной около 40 метров.

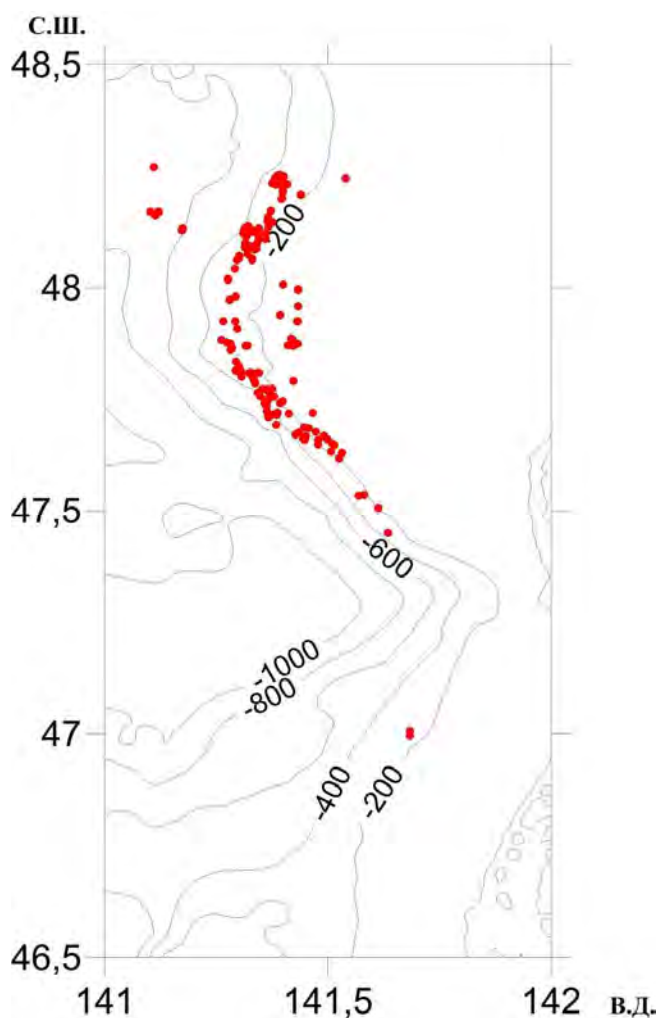


Рисунок 9.9 – Схема расположения ГФ в Татарском проливе

На рисунке 9.10 представлена эхограмма полученная при одной из регистраций этого покмарка. В течение 60 часов было выполнено восемь регистраций ГФ F1. За это время его интенсивность несколько раз сильно изменялась, вплоть до полного исчезновения.

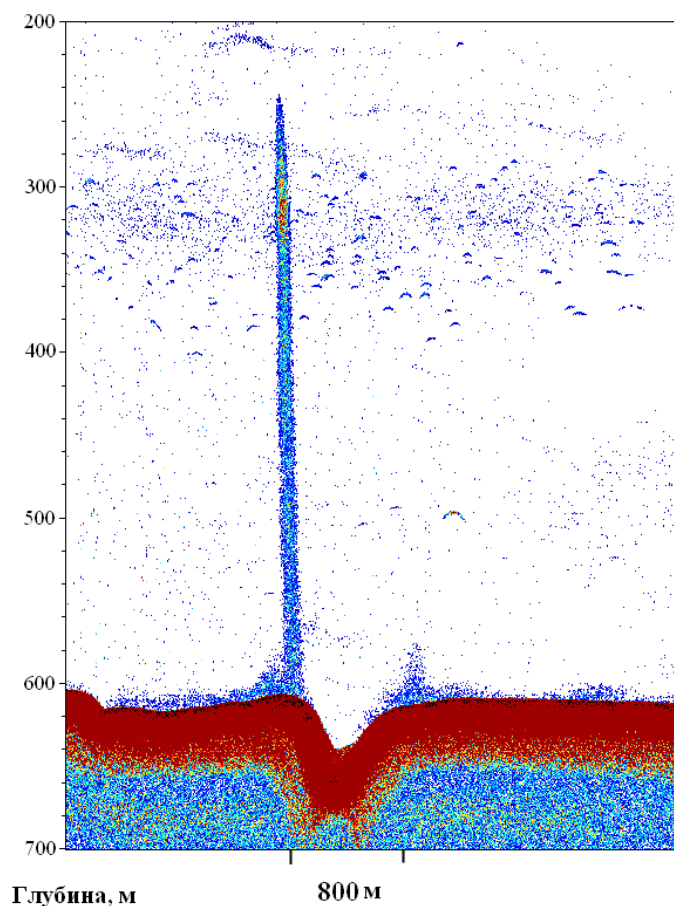


Рисунок 9.10 – Эхограмма глубоководного ГФ обнаруженного на краю покмарка в Татарском проливе

На рисунках 9.11 и 9.12 приведены примеры регистрации ГФ выходящих из покмарков. ГФ F12 расположен в центре покмарка с поперечными размерами около 500 метров и глубиной около 20 метров. Всего было выполнено четыре регистрации ГФ F12 на разных курсах судна – 90°, 23°, 195° и 140° соответственно.

ГФ F25 расположен на краю покмарка с поперечными размерами около 600 метров и глубиной около 30 метров.

По углу наклона оси факела F1 была оценена средняя в диапазоне глубин 100 - 600 метров скорость течения. Оценка показала, что среднее течение здесь направлено с востока на запад и примерно равно 5 см/сек. По углу наклона оси ГФ F12 была оценена средняя в диапазоне глубин 200 - 750 метров скорость течения. Оценка показала, что среднее течение здесь направлено на север и примерно равно 8 см/сек.

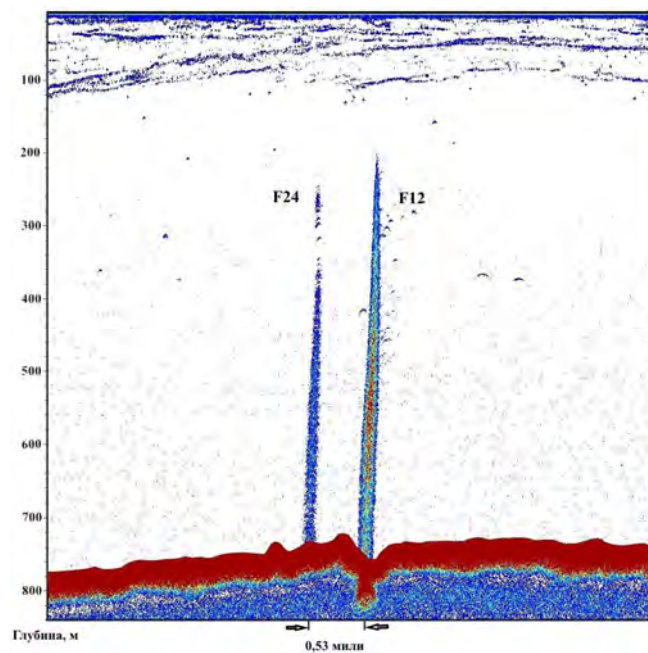


Рисунок 9.11 – Эхограмма глубоководных ГФ в Татарском проливе

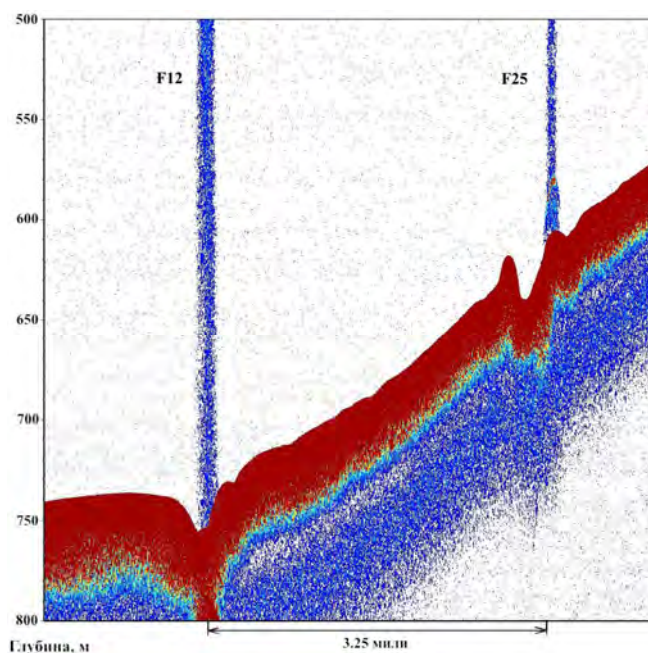


Рисунок 9.12 – Эхограмма глубоководных ГФ приуроченных к покмаркам в Татарском проливе

Большинство ГФ обнаружены на глубинах 200 – 340 метров в узкой полосе, простирающейся с севера на юг, длиной около 50 миль и шириной около 2 миль. Во многих случаях ГФ наблюдались здесь в виде протяженных областей, пример регистрации таких областей представлен на рисунке 9.13.

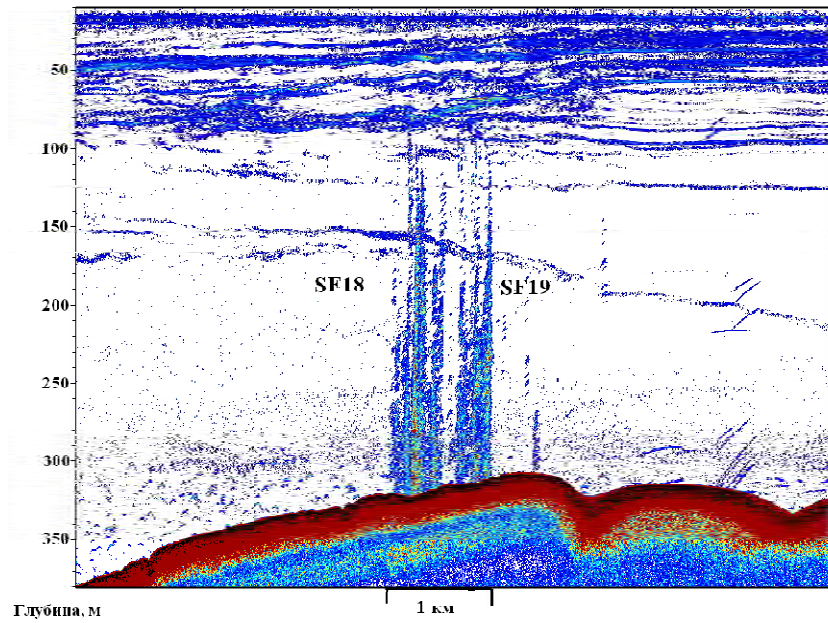


Рисунок 9.13 – Эхограмма ГФ в виде протяженных областей в Татарском проливе

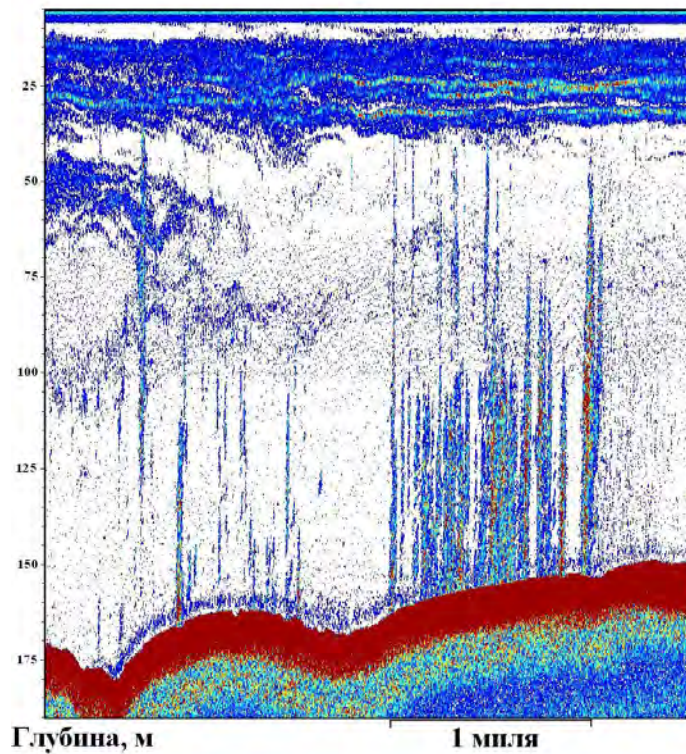
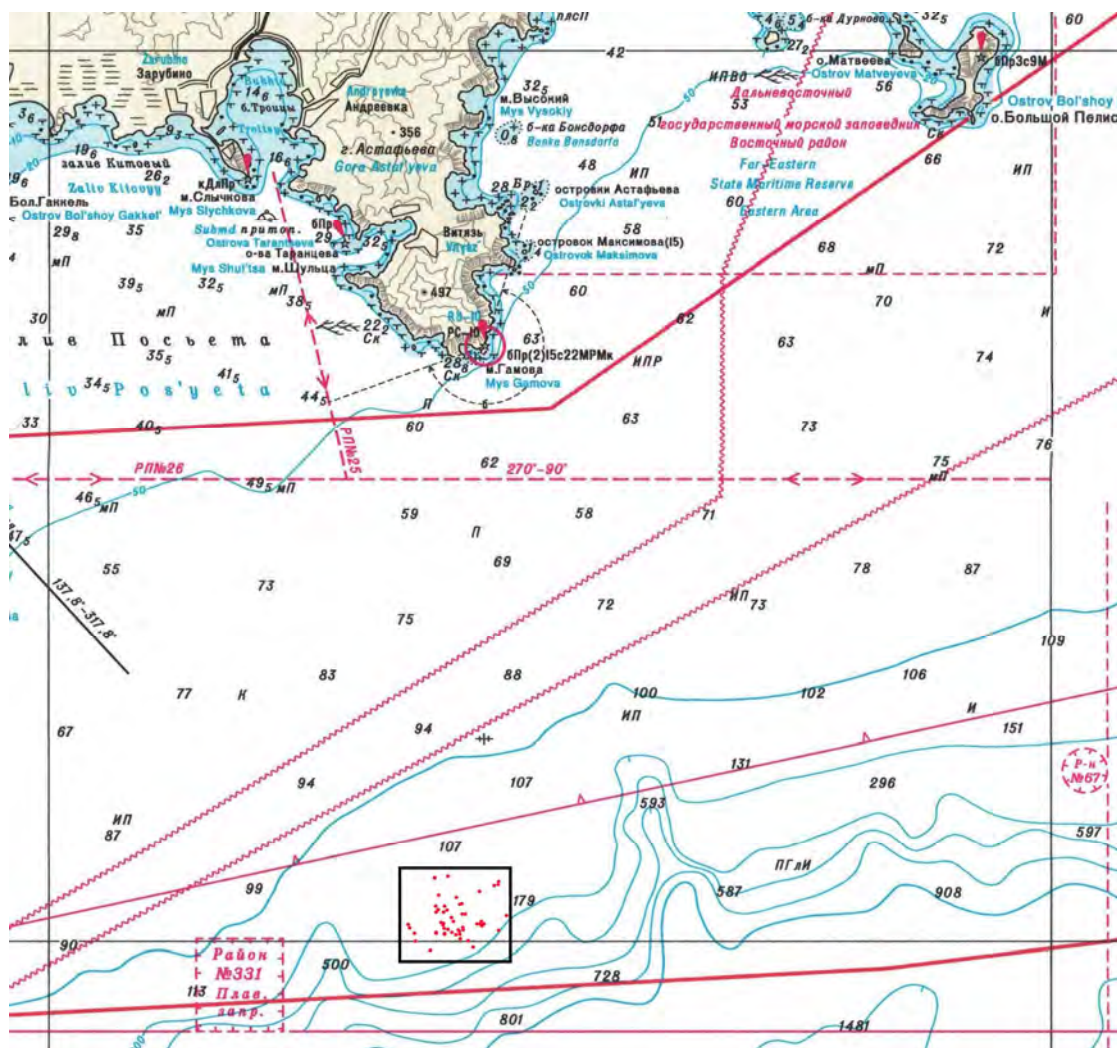


Рисунок 9.14 – Пример эхограммы области мелководных ГФ

В Татарском проливе была найдена также область мелководных ГФ (глубина 90 – 200 метров) протяженностью около 20 миль. На рисунок 9.14 представлена эхограмма полученная при пересечении этой области Поперечные размеры ГФ здесь варьировали от нескольких метров до полутора километра.

9.3 Поиск и исследование зон пузырьковой разгрузки метана в заливе Петра Великого

Акустические наблюдения на НИС «Импульс» проводились в 2015 г. в заливе Петра Великого Японского моря с помощью мобильного комплекса, основу которого составляют эхолот Furuno (рабочие частоты 50 и 200 кГц, ширина диаграммы направленности 24° и 10° соответственно и система цифровой регистрации эхо-сигналов (см. раздел 9.4). Исследовалась недавно обнаруженная зона пузырьковой разгрузки метана на бровке шельфа южнее мыса Гамова (рисунок 9.15).

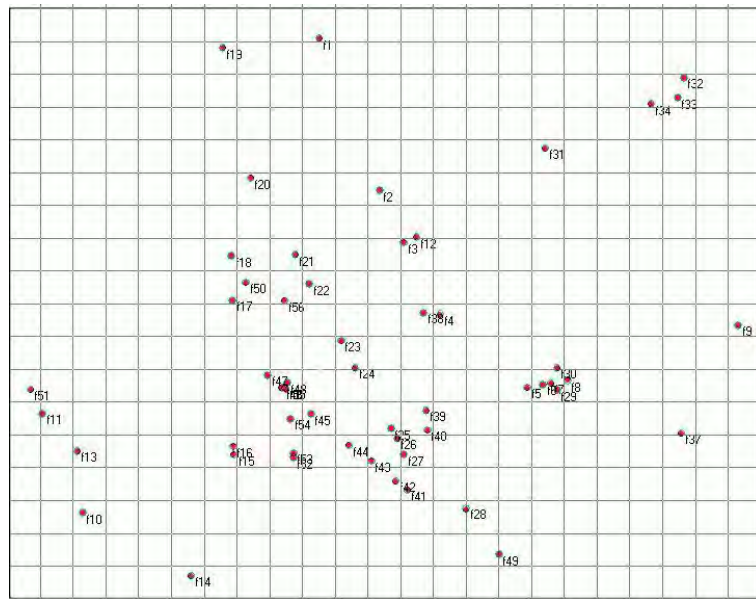


Красными точками отмечено положение обнаруженных в 2015 г. ГФ

Рисунок 9.15 – Район проведения дистанционных акустических исследований в 80 и 83 рейсах НИС «Импульс» (черный прямоугольник)

Гидроакустические наблюдения на НИС «Импульс» проводились на ходу судна. Общий путь с гидроакустическими наблюдениями составил 85 км. Было зарегистрировано 56 ГФ в интервале глубин 110 – 243 метра. На рис. 9.16 показано пространственное расположение ГФ

зарегистрированных в данном районе, а на рисунке 9.17 приведен пример эхограммы ГФ залива Петра Великого.



Одна клетка 100 метров.

Рисунок 9.16 – Схема расположения зарегистрированных ГФ (черный прямоугольник на рисунок 9.15)

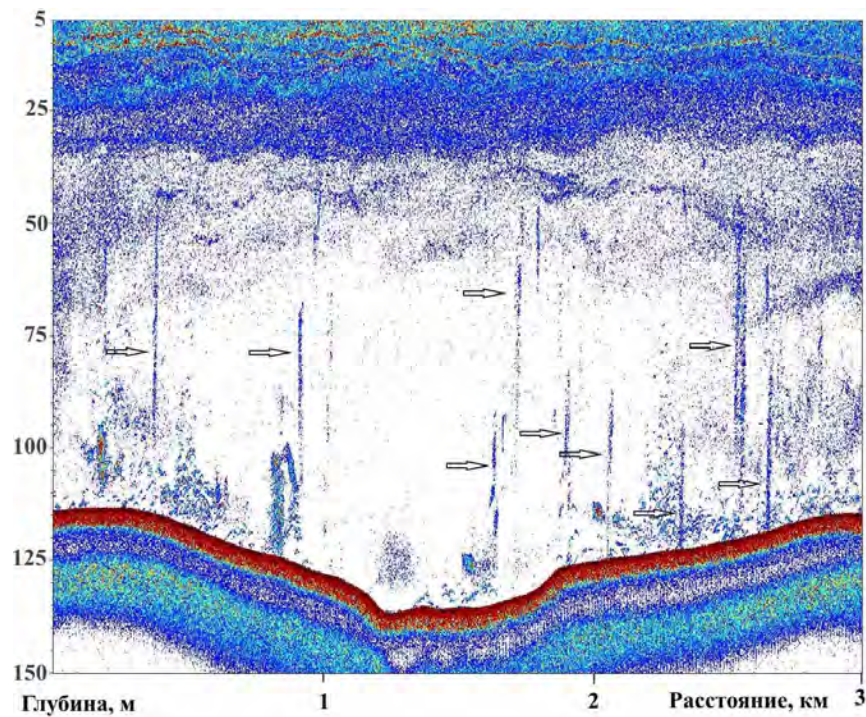
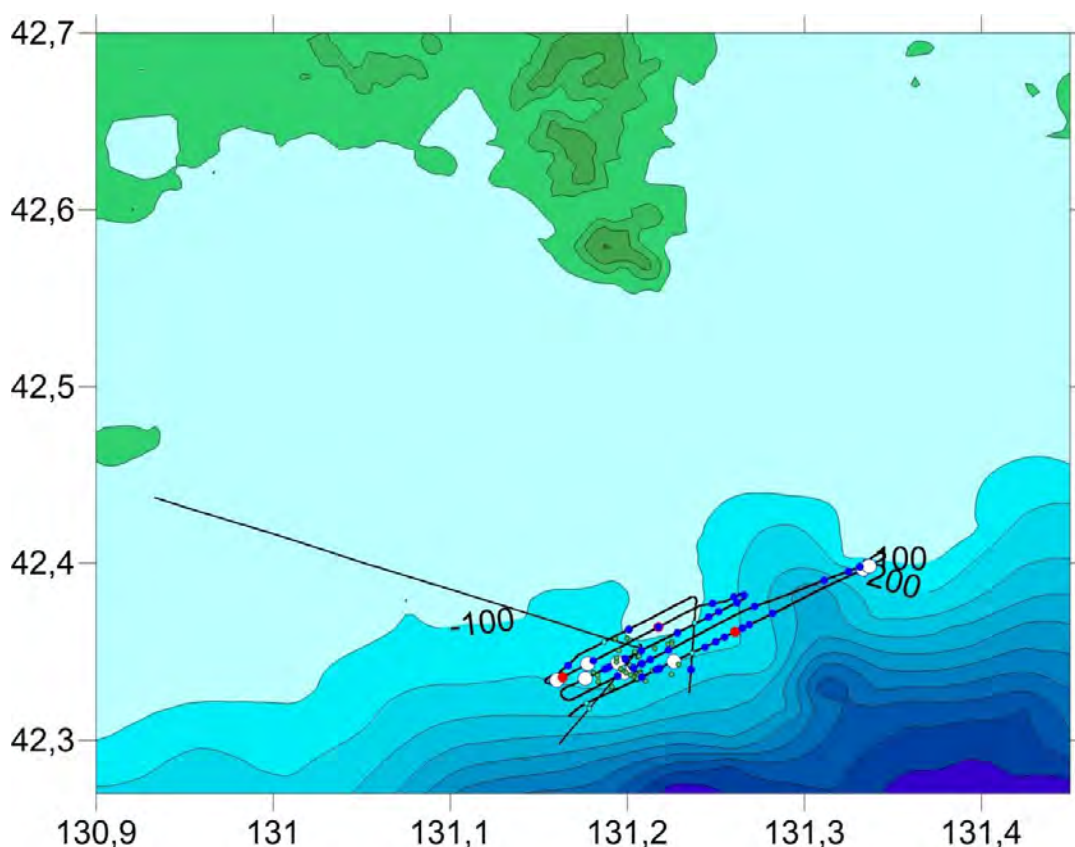


Рисунок 9.17 – Эхограмма ГФ (отмечены стрелками) в заливе Петра Великого

Как видно из рисунков в исследуемой зоне пузырьковой разгрузки метана наблюдаются многочисленные слабые ГФ с поперечными размерами меньше 10 метров. Следуя методике

изложенной в работе [2], были оценены количество ГФ на одном квадратном километре морского дна в данном районе $S = 70$ ед./км², ожидаемое количество ГФ в этом районе $N = 700$ ед. Поток газа выходящий из морского дна в виде всплывающих пузырьков $F = 30$ ммоль/с или 13 тонн в год.

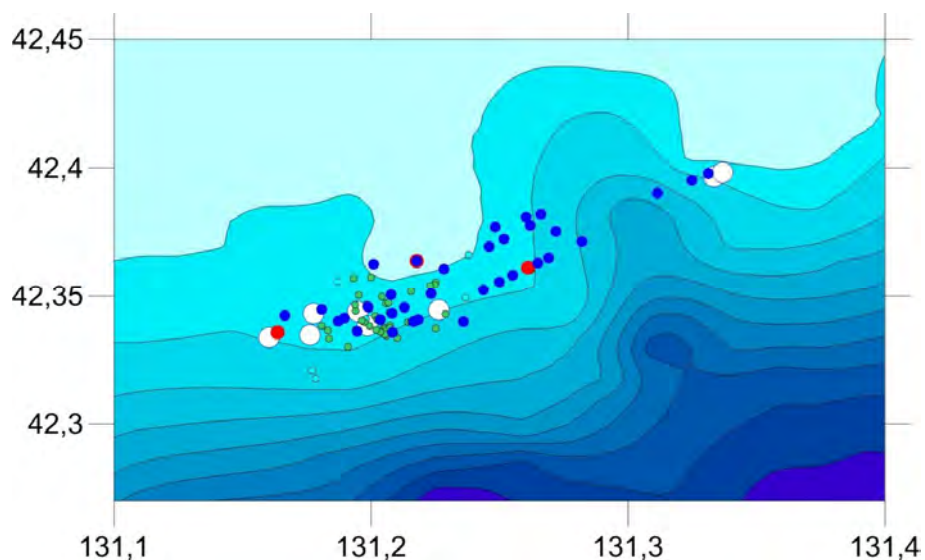
В 2016 г. исследование зоны пузырьковой разгрузки метана проводились в заливе Петра Великого Японского моря на НИС «Академик М.А. Лаврентьев» с помощью стационарного комплекса, основу которого составляют эхолот ELAC с рабочей частотой 12 кГц, шириной диаграммы направленности 12° и система цифровой регистрации эхо-сигналов. Общий путь с гидроакустическими наблюдениями составил 45 миль. Было зарегистрировано 52 ГФ в интервале глубин 110 – 185 метра. На рисунках 9.18 и 9.19 показано пространственное расположение ГФ зарегистрированных в данном районе, а на рисунке 9.20 приведен пример эхограммы ГФ залива Петра Великого.



Зелёные кружки – ГФ обнаруженные в 2015 г., красные кружки – сильные ГФ, синие кружки – ГФ средней интенсивности, зелёные кружки – слабые ГФ, белые кружки – области ГФ.

Рисунок 9.18 – Схема расположения зарегистрированных ГФ и путь НИС «Академик М.А.

Лаврентьев» (черная линия)



Зелёные кружки – ГФ обнаруженные в 2015 г., красные кружки – сильные ГФ, синие кружки – ГФ средней интенсивности, зелёные кружки – слабые ГФ, белые кружки – области ГФ.

Рисунок 9.19 – Подробная схема расположения зарегистрированных ГФ

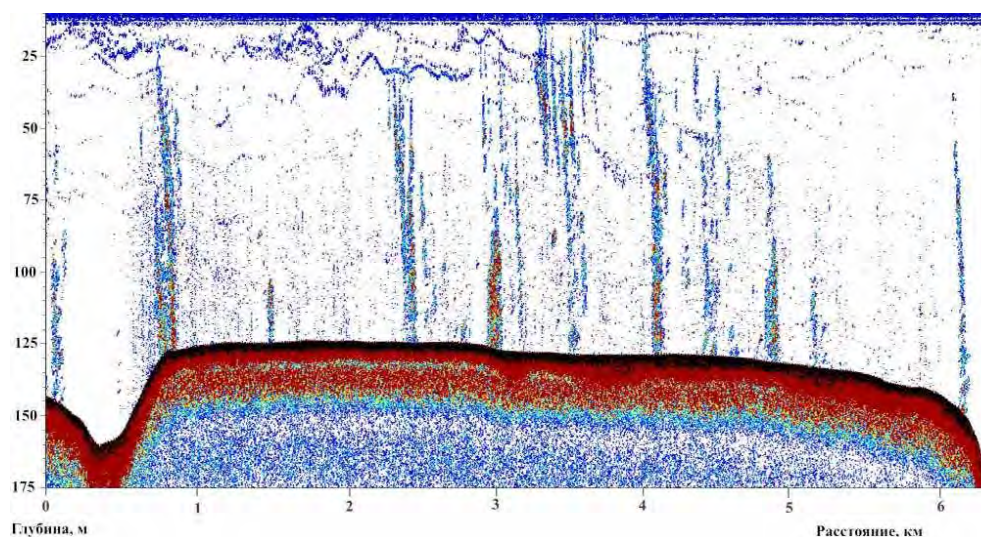


Рисунок 9.20 – Эхограмма ГФ в заливе Петра Великого

Из рисунка 9.19 видно, что площадь зоны пузырьковой разгрузки значительно больше, чем предполагалось по данным полученным в 2015 г. Кроме того из сравнения рисунков 9.17 и 9.20, видно, что изменился вид ГФ они стали более широкими и мощными. Следовательно, полученная в 2015 г. оценка потока метана занижена, по крайней мере, на порядок и во вторых необходимо провести более масштабные исследования в этом районе.

9.4 Аппаратура и программное обеспечение для поиска и исследования зон разгрузки метана

Для проведения поиска и исследования зон разгрузки метана были подготовлены три гидроакустических комплекса.

1. Стационарный комплекс, установленный на НИС «Академик М.А. Лаврентьев» основу которого составляют эхолоты ELAC, Сарган-ЭМ и два гидролокатора Сарган-ГМ (рисунок 9.21) и многоканальная система цифровой регистрации гидролокационных сигналов (рисунок 9.22).

Комплекс обеспечивает возможность одновременной регистрации эхосигналов по четырем независимым каналам на частотах 12, 20 и 135 кГц. Одновременно с акустическими данными записываются точные координаты судна, полученные с помощью системы глобального позиционирования (GPS). Блок-схема комплекса представлена на рисунке 9.23, а в таблице 9.1 приведены его основные параметры.



Рисунок 9.21 – Эхолот и гидролокаторы Сарган, входящие в состав комплекса.

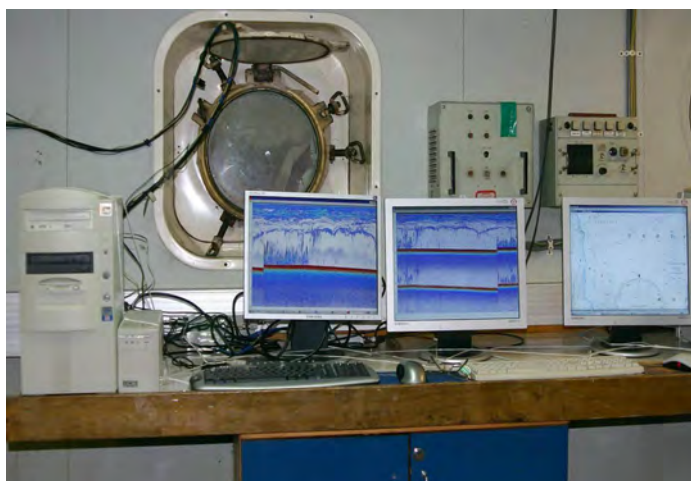


Рисунок 9.22 – Многоканальная система цифровой регистрации.

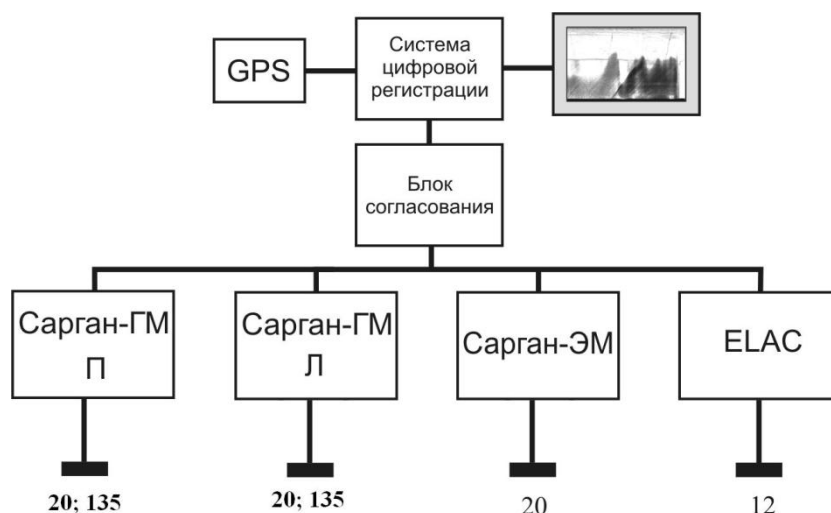


Рисунок 9.23 – Блок-схема стационарного комплекса на НИС «Академик М.А. Лаврентьев»

Таблица 9.1 – Основные характеристики гидролокаторов

Прибор	ELAC	Сарган-ЭМ	Сарган-ГМ	
			П	Л
Рабочая частота, кГц	12	19.7	9.7	35
Полуширина диаграммы направленности, град.	6	5	7	2
Импульсная мощность, Вт	2000	6000	500	000
Длительность зондирующих импульсов, мсек	0.8; 3; 10	0.5; 1; 3; 10	1; 3; 10; 30	0.16; 0.3; 1; 3

2. Мобильный комплекс на основе двух частотного эхолота Furuno для работы на маломерных судах в заливе Петра Великого Японского (см. рисунок 9.24. и таблицу 9.2).

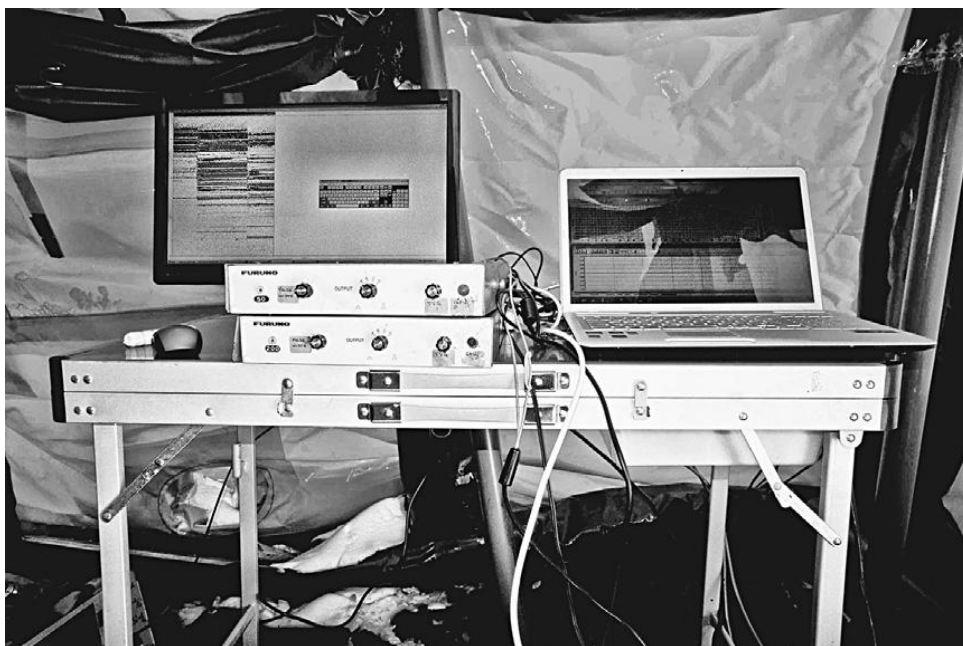


Рисунок 9.24 – Вид мобильного гидроакустического комплекса

Таблица 9.2 – Основные характеристики эхолотов мобильного комплекса

Характеристика	Первый канал	Второй канал
Рабочая частота, кГц	50	200
Полуширина диаграммы направлен., град.	12,5	2,5
Импульсная мощность, Вт	200	100
Длительность импульсов, мс	0,5; 1; 3; 10	0,5; 1; 3; 10

3. Автономный портативный комплекс на основе эхолота для научных исследований Simrad EK-15.

Его основные характеристики:

- Рабочая частота - 200 кГц;
- Регистрация сигнала на глубинах, достигающих 200 метров;
- Возможность работы в основном режиме («Master») и режиме внешней синхронизации («Slave»);
- Минимальная частота посылки - 10 мс;
- Длительность импульса - от 80 до 1240 мкс;

- Скорость передачи данных: 1.6 Mbps;
- Максимальное количество подключаемых излучателей: 15;
- Выходная мощность: 45 Вт;
- Исходный формат данных: EK60;
- Ширина диаграммы направленности: 26 градусов;

С помощью автономного портативного комплекса, с борта маломерного судна и с надувной лодки были зарегистрированы 18 новых ГФ в море Лаптевых. 17 из них, впервые, обнаружены в Ивашкиной лагуне (полуостров Быковский) на глубинах 1.5 – 3 метра. Обнаруженная в лагуне область разгрузки метана расположена в ее северо-восточной части и имеет площадь около 70000 кв. метров.

Акустические данные со стационарного комплекса и с мобильного комплекса на основе двух частотного эхолота Furuno регистрируются при помощи, специально разработанной программы Sonic [2], выполняемой на обычном персональном компьютере. Программа Sonic предназначена для ввода, предварительной обработки, накопления и визуализации акустических данных с эхолотов, гидролокаторов и других гидроакустических устройств, имеющих аналоговый выход. Эхо-сигналы с двух гидроакустических устройств подаются на входы звуковой карты, входящей в состав компьютера с операционной системой Win32, преобразуются в цифровой вид с помощью 2-х 16-разрядных аналого-цифровых преобразователей звуковой карты, далее проводится их синхронное детектирование и низкочастотная фильтрация. Параметры регистрации эхо-сигналов (диапазон регистрируемых глубин, разрешение по глубине, средняя скорость звука и др.) задаются с помощью начального диалога программы Sonic или с помощью файла инициализации. Оцифрованные эхосигналы записываются в файлы данных на жесткий диск компьютера. Визуализация эхо-сигналов в реальном масштабе времени осуществляется на мониторах в виде цветных эхограмм, причем каждый канал может отображаться одновременно на двух эхограммах с независимыми пределами глубин и цветовой палитрой.

За последние 4 года, в более чем 12 экспедициях в моря Дальнего востока и российского сектора Арктики, был накоплен объем акустических данных, превышающий 15 тб, содержащий информацию об уровнях обратного рассеяния звука от различных гидроакустических аномалий, обнаруженных в водной толще и нескольких первых метрах донных отложений. Однако без разработки специализированных программных средств, проведение анализа полученной информации не представлялось возможным. Поэтому был разработан специализированный программный комплекс, позволяющий выполнить следующие задачи:

1. Провести преобразование акустических данных из формата Simrad EK-60 в формат данных, позволяющий производить их анализ в пакете прикладных программа MatLab.

2. Разработан программный модуль позволяющий оценить поток метана из областей пузырьковой разгрузки двумя различными методами;
 - а. Методом абсолютной калибровки с использованием искусственного ГФ;
 - б. Методом расчета потока по сечению обратного рассеяния звука всплывающих пузырьков;
3. Программный модуль расчета профиля потока метана с морского дна в водную толщу до поверхности.
4. Программный модуль вычисления коэффициента отражения от дна, позволяющий выявлять потенциальные области газовыделения на морском дне.
5. Разработана прикладная программа производящая поиск в водной толще и запись в отдельный массив данных о внутренних волнах.

Список использованных источников

1. Саломатин А.С., Юсупов В.И. Акустические исследования газовых “факелов” Охотского моря // Океанология, 2011, том 51, № 5, с. 911-919.
2. Программа ЭВМ «Sonic»: Свидетельство о рег. № 2016661098 / А.С. Саломатин – 2016618350, заявл. 01.08.2016, зарег. 30.09.2016.

10 Натурные и модельные исследования распространения сейсмоакустических сигналов в 3-d геоакустических волноводах с сухопутным участком

На рис. 10.1 показана карта района шельфа о. Сахалин с указанием на берегу точки - S , в которой в специальной скважине глубиной 20 м, был подорван заряд, соответствующий 1 кГ тротилового эквивалента. В точках Г.1 и Г.2 с помощью автономных подводных акустических регистраторов были произведены у дна измерения вариаций акустического давления [1].

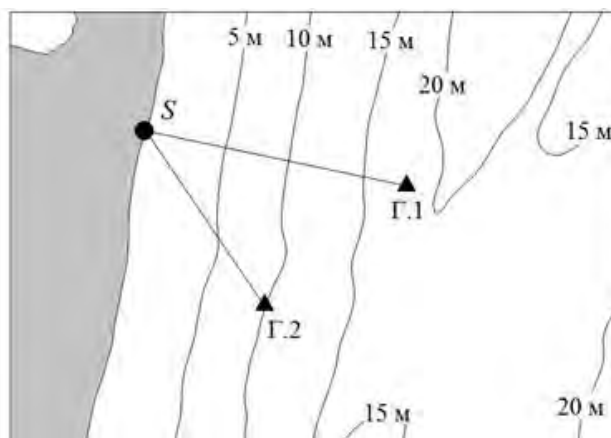


Рисунок 10.1 – Карта района с указанием точки излучения – S и двух точек приема – Г.1 и Г.2.

На рис. 10.2 показаны акустические импульсы и их спектры, измеренные в этих точках после подрыва заряда в скважине. На этом рисунке видно, что на дистанции 3 км в точке Г.1, сформированный в воде акустический импульс на временном интервале $T_{90\%}$ имел параметры: $SPL_{peak}^{imp} = 174$ дБ, $SEL_{T_{90\%}}^{imp} = 159$ дБ, а $SPL_{rms}^{imp} = 165$ дБ. На расстоянии 3.3 км в точке Г.2, соответственно: $SPL_{peak}^{imp} = 160$ дБ, $SEL_{T_{90\%}}^{imp} = 146$ дБ, а $SPL_{rms}^{imp} = 154$ дБ.

Таким образом, толщина водного слоя оказывает существенное влияние на распространение в море энергии сейсмозаземочного сигнала, генерируемого на берегу. При отличии протяженности трасс $S - Г.1$ и $S - Г.2$ на 300 м значение $SEL_{T_{90\%}}^{imp}$ в точке Г.1 (глубина моря 20 м) на 13 дБ больше, чем в точке Г.2 (глубина моря 10 м).

На рис. 10.2 видно, что основной пик мощности в спектрах измеренных акустических импульсов соответствует частоте 36 Гц и вся энергия импульсов сосредоточена в частотном диапазоне 20 – 140 Гц. Такой вывод основан на том, что значение $SEL_{T_{90\%}}^{imp} (20 - 500 Гц) - SEL_{T_{90\%}}^{imp} (20 - 140 Гц) \approx 1$ дБ.

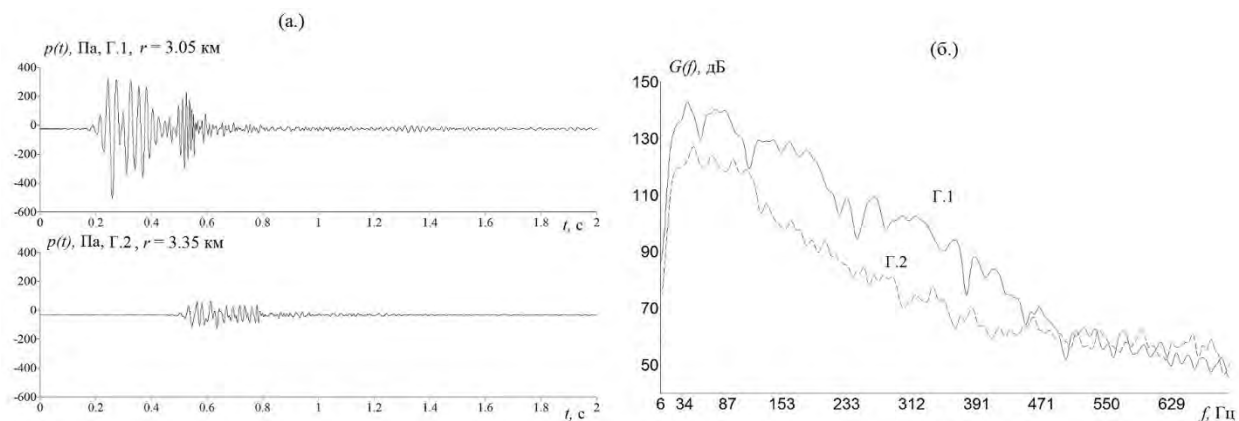


Рисунок 10.2 – Акустические импульсы, измеренные у дна в точках приема Г.1 и Г.2 – (а.) и их спектры – (б.).

При построении 3-D модельного геоакустического волновода были использованы реальные батиметрические данные. Распределение скорости звука в водном слое построено на основе одного зондирования. Модельное распределение акустических параметров в дне показано на рис. 10.3.

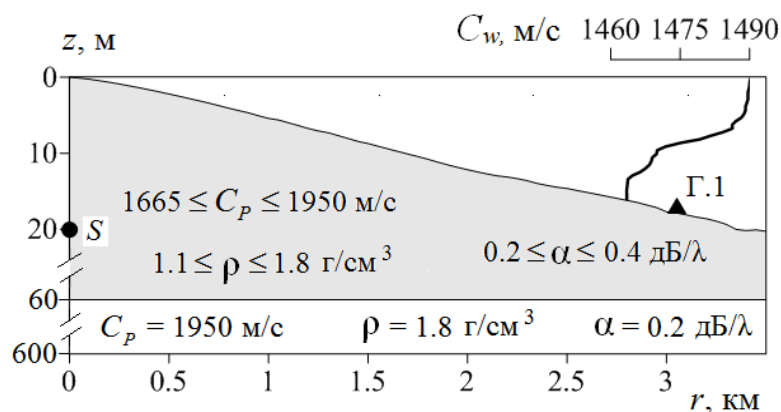


Рисунок 10.3 – Профиль дна и вертикальные распределения скорости звука в воде и в дне.

Эквивалентная точечная функция источника построена с помощью расчетов, проведенных МПУ распространения в 3-D модельном геоакустическом волноводе тональных компонент опорного сигнала, показанного на рис. 10.2а, из точки излучения - S в точку приема – Г.1. Далее, произведя коррекцию на потери действительной и мнимой части комплексной величины, характеризующей акустическое поле, берется обратное преобразование Фурье и строится акустический импульс - $p(t)$, показанный на рис. 10.4б. Будем называть его модельной функцией эквивалентного точечного источника – S . В результате получают начальные условия для модового параболического уравнения [2], воспроизводящие при моделировании сигнал опорного

гидрофона в точке его расположения. Импульс, полученный путем пересчета функции источника в точку Г.2 показан на рис. 10.4г и он подобен акустическому импульсу, измеренному в этой точке (см. рис. 10.4в). Результаты сравнительного анализа параметров экспериментальных и модельных импульсов представлены в табл. 10.1.

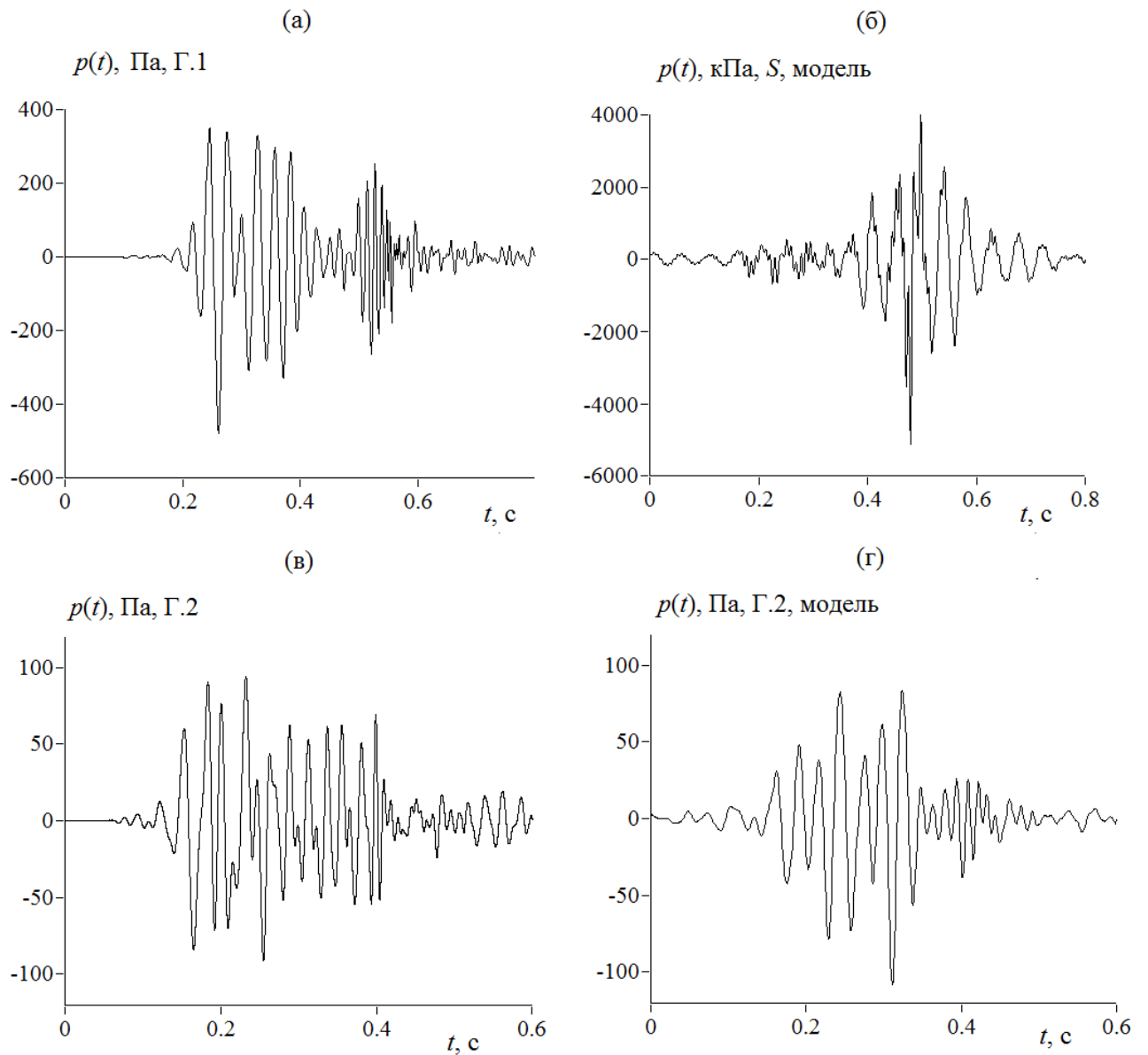


Рисунок 10.4 – Вариации акустического давления, измеренные у дна в точках приема Г.1 и Г.2 – (а), (в), модельная функция источника – (б), построенная по импульсу, измеренному в точке Г.1 и модельный импульс полученный для точки Г.2 – (г).

Таблица 10.1 – Значения $SEL_{T_{90\%}}^{imp}$ для экспериментальных и модельных импульсов.

		$SEL_{T_{90\%}}^{imp} (20-140 Гц), \text{ дБ отн. } 1 \text{ мкПа}^2\text{с}$
	Функция источника	237.4
.1	Экспериментальный импульс	159.3
.2	Экспериментальный импульс	146.7
	Модельный импульс	147.3

На рис. 10.5 показано распределение значений функции $SEL_{1s}^{imp}[(\Delta f = 20-140 Гц), x, y, z = 8 м]$ на горизонте $z = 8 м$ в горизонтальной плоскости, а на рис. 10.6 показаны значения функции $SEL_{1s}^{imp}[(\Delta f = 20-140 Гц), x, y = 0 м, z]$ в вертикальной плоскости. Расчеты проведены в приближении трех распространяющихся взаимодействующих акустических мод.

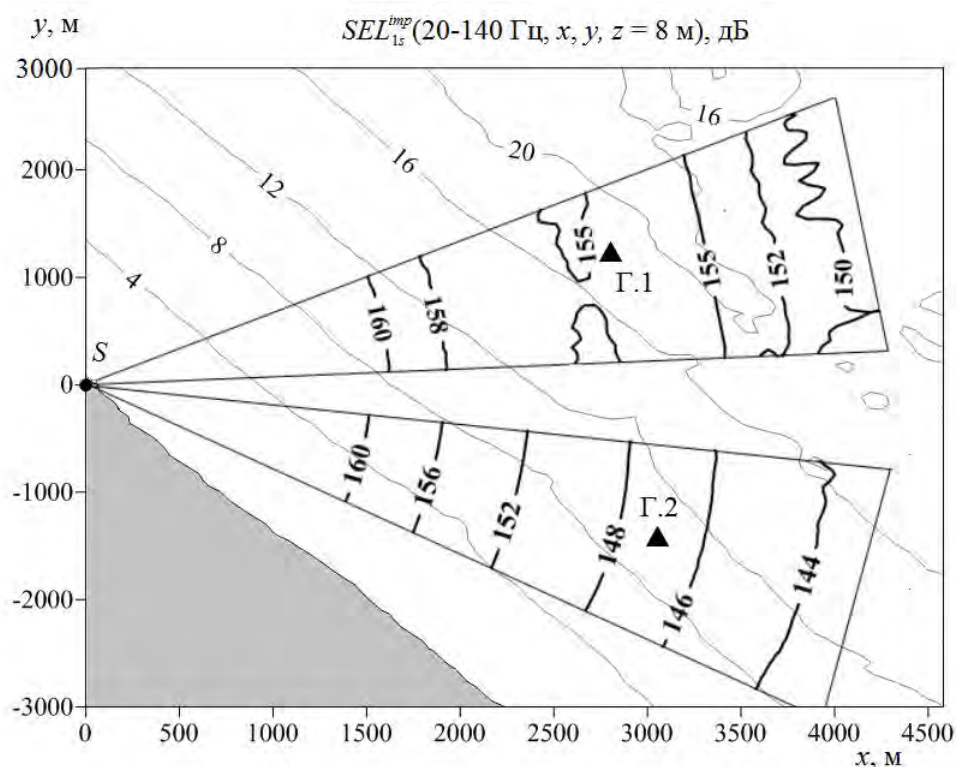


Рисунок 10.5 – Пространственное распределение модельных значений $SEL_{1s}^{imp}[(\Delta f = 20-140 Гц), x, y, z = 8 м]$ в данной акватории.

На рис. 10.6 видно как влияет толщина водного слоя на распределение значений функции SEL_{1s}^{imp} в вертикальной плоскости. Согласно рис. 10.6а возле точки мониторинга Г.1 расположена зона конвергенции в формируемом на шельфе импульсном акустическом поле. На более мелководной трассе распространения S – Г.2, согласно рис. 10.6б эта зона не выражена, поэтому экспериментальные и модельные значения SEL_{1s}^{imp} в этих точках и отличаются более чем на 12 дБ.

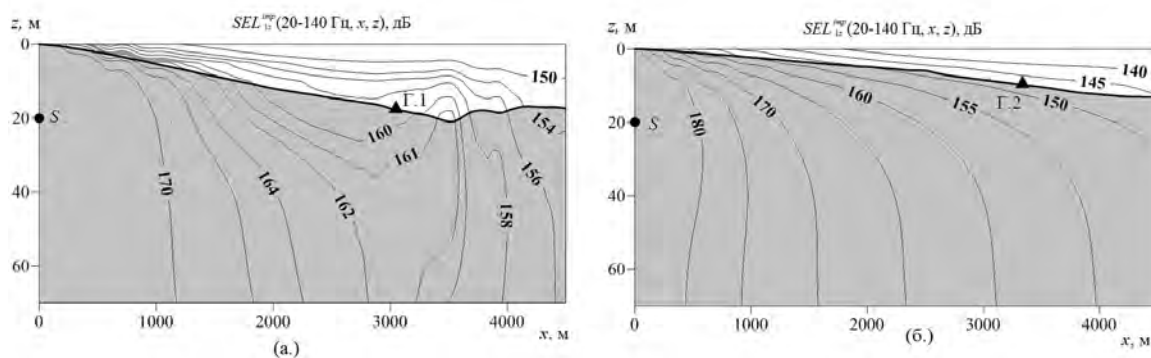


Рисунок 10.5 – Распределение в вертикальной плоскости модельных значений

$SEL_{1s}^{imp}[(\Delta f = 20 - 140 \text{Гц}), x, y = 0, z]$ на трассе S-Г.1 – (а.) и S-Г.2 – (б.).

10.1 3-d моделирование акустического поля, формируемого на шельфе во время забивки фундаментных свай на берегу

Показана возможность построения на шельфе импульсного акустического поля, формируемого во время забивки фундаментных свай на берегу [4]. Численное моделирование, проводится в модельном 3-D геоакустическом волноводе с помощью МПУ в приближении узкоугольного параболического уравнения в горизонтальной плоскости и вертикальных взаимодействующих нормальных мод [5]. Функция источника построена по измерениям, проведенным в опорной точке. Результаты моделирования сравниваются с результатами натуральных измерений, проведенных на северо-восточном шельфе о. Сахалин.

На рис. 10.6 показана карта района с указанием точек акустического мониторинга: N-10, N-20, N-8км, T1, T2 и точки излучения - S импульсов во время забивки фундаментной сваи на берегу.

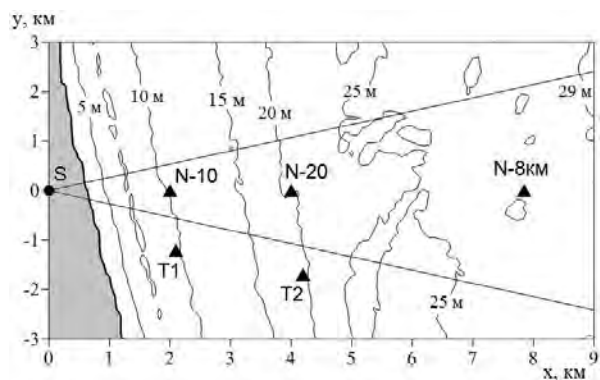


Рисунок 10.6 – Карта района с указанием точки – S, в которой забивалась фундаментная свая и точек приема N-10, N-20, N-8км, T1 и T2.

На рис. 10.7 показаны вариации акустического давления - $p(t)$ и их спектры - $G(f)$, измеренные с помощью гидрофонов автономных подводных акустических регистраторов, установленных в точках акустического мониторинга, показанных на рис. 1. Данные акустические импульсы соответствуют двум ударам «копра» по свае, забиваемой в точке S при глубине ее нижнего конца равной 15 м.

Вычисления $SEL_{T90\%}^{imp}$ по этим спектрам показали, что 90% энергии акустического импульса сосредоточено в диапазоне частот 20-140 Гц, поэтому при моделировании мы ограничились данным частотным диапазоном.

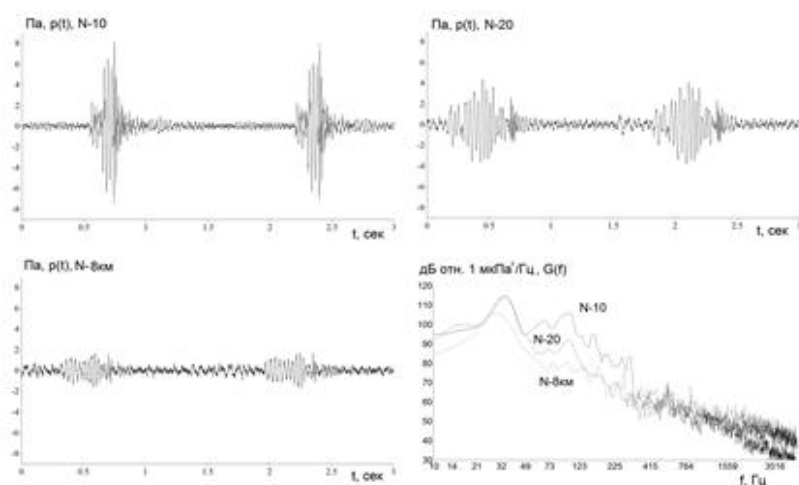


Рисунок 10.7 – Акустические импульсы, измеренные у дна в точках приема N-10, N-20, N-8км и их спектры.

На рис. 10.6 и рис. 10.8 показаны пространственный рельеф дна, береговая линия и акустические параметры 3-D модельного геоакустического волновода, используемого при расчетах методом МПУ.

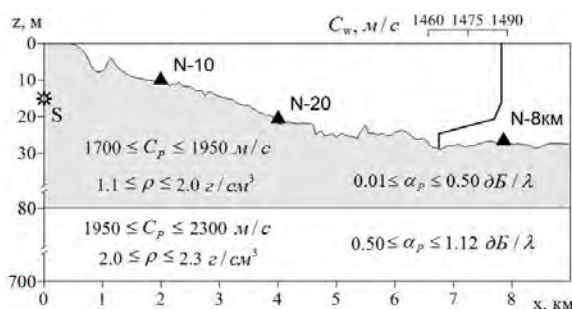


Рисунок 10.8 – Профиль дна и вертикальные распределения скорости звука в воде и в дне.

На рис. 10.9 приведены графики модовых функций рассчитанные с помощью МПУ для волноводов сравнения, соответствующих указанным точкам 3-D модельного геоакустического волновода, показанного на рис. 10.8.

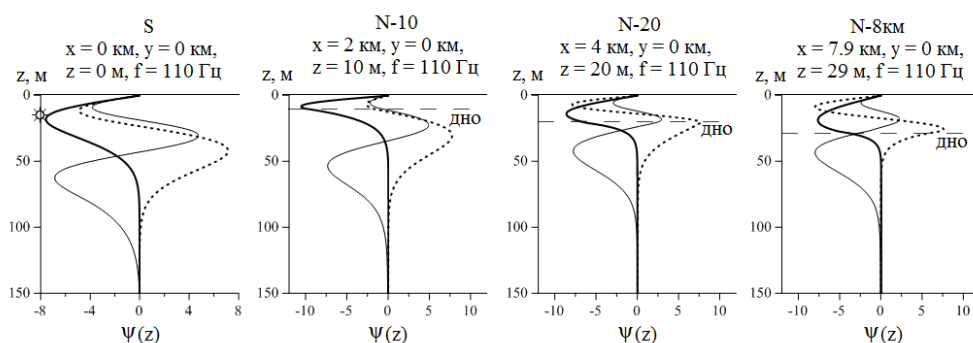


Рисунок 10.9 – Первые три модовые функции для звука с частотой 110 Гц рассчитанные с помощью МПУ для четырех волноводов сравнения, соответствующих 4 точкам на геоакустическом профиле, показанном на рис. 10.8.

На этом рисунке видно, что в точке мониторинга N-8км для звука с частотой 110 Гц могут распространяться 3 водных моды, поэтому при построении эквивалентной точечной функции импульсного источника и дальнейшем моделировании функции $SEL^{imp}(20-140Hz, x, y, z)$ мы ограничимся распространением трех взаимодействующих акустических мод. Расчеты проводились для пространственной сетки с шагами 1 м по осям x, y и 0.5 м по z.

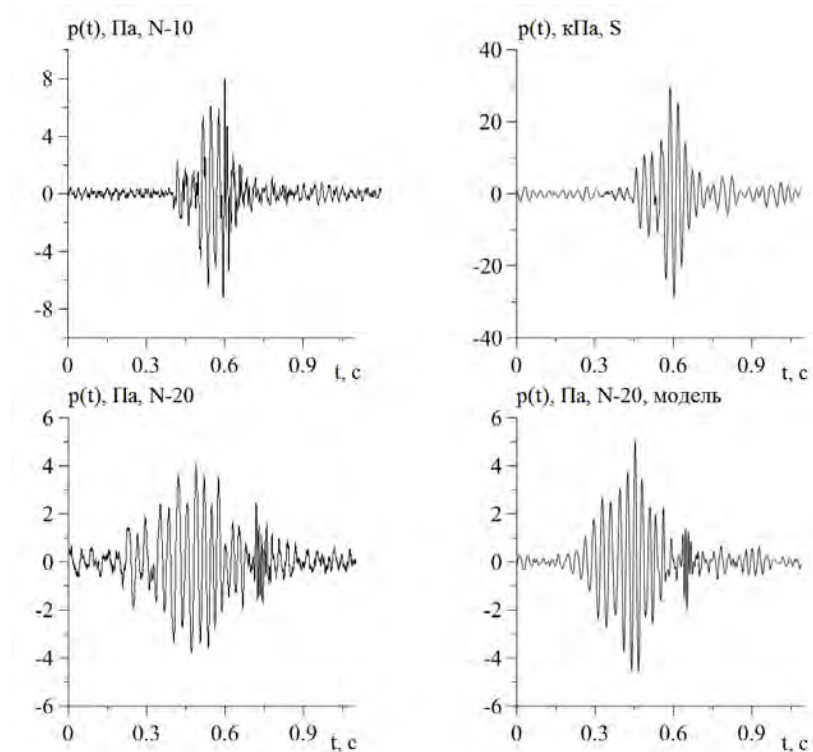


Рисунок 10.10 – Вариации акустического давления, измеренные у дна в точках приема N-10 и N-20, модельная функция источника - S, построенная по импульсу, измеренному в точке N-10 и модельный импульс, полученный для точки N-20.

Для построения эквивалентной точечной функции источника, воспользуемся акустическим импульсом, измеренным в точке N-10. На рис. 10.10 показаны экспериментальные и модельные импульсы.

В табл. 10.2 для сравнения представлены экспериментальные и модельные значения $SEL^{imp}(20-140Hz)$. В этой таблице видно, что значения $SEL^{imp}(20-140Hz)$ в точке N-20 отличаются на 0.1 дБ, а в точке N-8км на 1.1 дБ. Согласно рис. 10.6 точки T1 и T2 расположены вне сектора узкоугольного параболического уравнения и поэтому в этих точках разница значений равна 1.9 и 1.2 дБ, соответственно.

Целью численного моделирования является построение пространственного распределения значений $SEL^{imp}(20-140Hz, x, y, z)$ в водном слое. При проведении таких работ на берегу с помощью моделирования оценивается область шельфа, в которой формируются низкочастотные акустические импульсы с параметрами возможного влияния на морских животных, для которых данный район является местом временного или постоянного обитания. На рис. 10.11 показано распределение одного из таких параметров - $SEL^{imp}(20-140Hz, x, y, z)$ в горизонтальной плоскости на горизонте $z = 9$ м и в вертикальной плоскости для $y = 0$.

Таблица 10.2 – Экспериментальные и модельные значения $SEL^{imp}(20-140Hz)$

Точка	Расстояние до S, км	$SEL^{imp}(20-140Hz)$, дБ		ΔS_{EL} , дБ
		экспер.	модель	
S	0	-	195.6	
N-20	4	121.4	121.5	0.1
N-8км	7.9	113.9	112.8	1.1
T1	2.4	120.4	122.1	1.9
T2	4.5	121.4	120.2	1.2

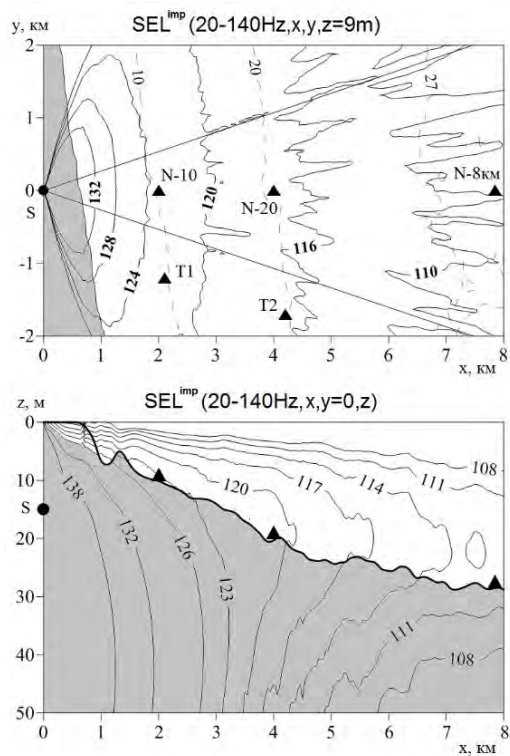


Рисунок 10.11 – Распределение в горизонтальной и вертикальной плоскостях модельных значений $SEL_{1s}^{imp}[(\Delta f = 20-140Гц), x, y, z]$ в данной акватории.

10.2 Построение функции источника для 3-d моделирования импульсного акустического поля, формируемого на шельфе излучающим комплексом сейморазведочного судна

Представлены два метода построения точечной функции источника, эквивалентной излучающему комплексу сейморазведочного судна [6]. Методы основаны на акустических измерениях опорного гидрофона и проверены на акустических данных в удаленной точке. Трехмерное моделирование импульсного акустического поля реализуется с помощью узкоугольного модового параболического уравнения с учетом взаимодействия распространяющихся нормальных волн, рассчитываемых в приближении “жидкого” дна.

Сейморазведочные работы, проводимые на шельфе в районах постоянного или сезонного проживания морских животных, использующих акустические сигналы, обосновывают актуальность построения пространственного распределения энергетического параметра $SEL(\Delta f, x, y, z)$ акустического импульса, формируемого сейморазведочным судном. Излучающий комплекс, состоящий из нескольких пневмопушек, буксируемых судном на заданном горизонте, представляется эквивалентным точечным источником - S . Спектр акустического сигнала в источнике S может быть построен по результатам натуральных акустических измерений, проведенных в опорной точке, находящейся на расстоянии несколько километров от сейморазведочного судна. Для построения импульсного источника и расчета значений SEL в ТОИ ДВО РАН разработан комплекс программ, основанный на приближении модового параболического уравнения, полученного с помощью метода многомасштабных разложений для слоистой среды с произвольным количеством слоев [7]. Расчеты проводятся в неоднородном 3-D геоакустическом волноводе, в котором, как правило, известен пространственный профиль дна и распределение скорости звука в водном слое. Распределение акустических параметров пород, слагающих дно, подбирается по согласованию результатов моделирования потерь при распространении звука с результатами их натуральных измерений. Акустическое поле рассчитывается в вертикальной плоскости с помощью распространяющихся взаимодействующих вертикальных нормальных мод, а в горизонтальной плоскости в секторе, определяемом узкоугольным параболическим уравнением.

Опираясь на акустические данные опорного гидрофона, рассмотрим два способа построения точечной функции источника (ФИ), а затем проверим их корректность при сравнении параметров экспериментальных и модельных импульсов в удаленной точке.

На рис. 10.12 показана карта района северо-восточного шельфа о. Сахалин, в котором проводились сейсмоакустические разведочные работы [8].

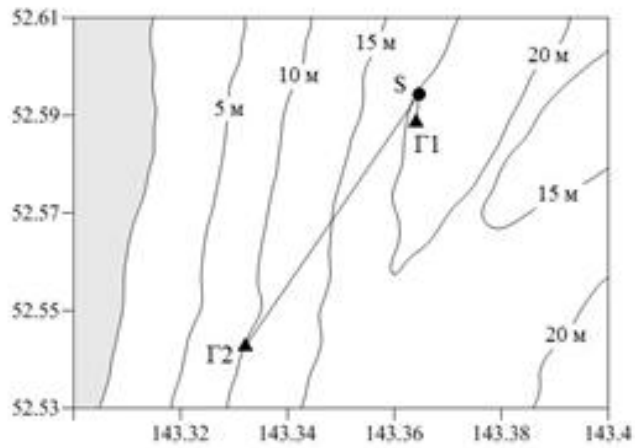


Рисунок 10.12 Карта района с указанием точки излучения – S и двух точек приема Г1 и Г2.

На рис. 10.13 приведены вариации акустического давления и их спектры, которые были измерены у дна в точках Г1 и Г2 после излучения сейсморазведочного сигнала на глубине 4 м в точке S.

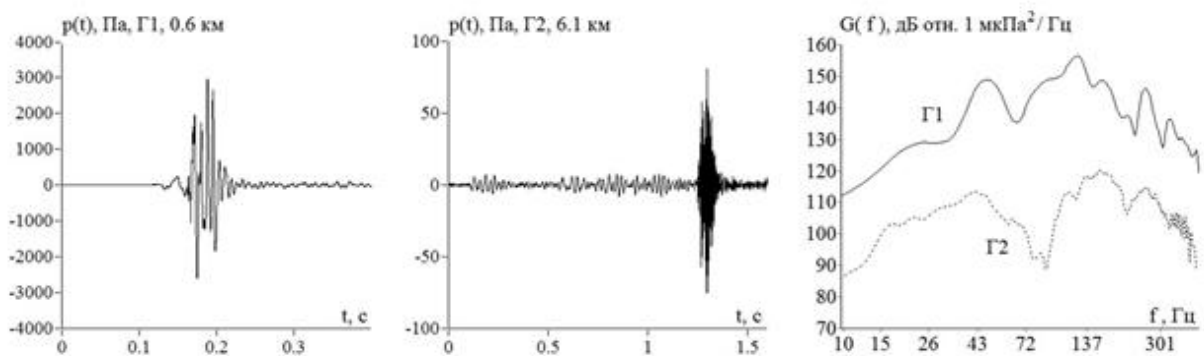


Рисунок 10.13 – Акустические импульсы, измеренные у дна в точках приема Г1 и Г2 и их спектры.

При моделировании распространения акустических импульсов мы ограничились двумя взаимодействующими модами в частотном диапазоне 20 – 220 Гц, где сосредоточено более 99% энергии импульса. Шаг вычислительной сетки брался равным 1 м по осям x, y и 0.5 м по оси z. Вертикальный разрез геоакустического волновода с распределением акустических параметров показан на рис. 10.14. Параметры дна соответствуют осадочному слою с переходом от мелкозернистого до крупнозернистого песка. Глубже 60 м донный слой в модели является однородным.

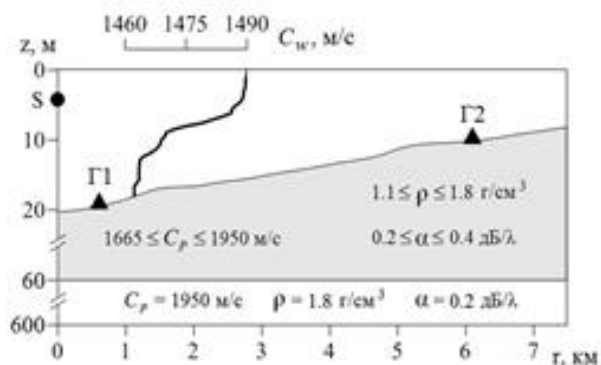


Рисунок 10.14 – Профиль дна и вертикальные распределения скорости звука в воде и в дне.

При построении ФИ в качестве опорного сигнала был взят акустический импульс, измеренный в точке Г.1 (рис. 10.13). Первый способ задания точечного источника заключается в расчете распространения в трехмерном модельном геоакустическом волноводе тональных компонент опорного сигнала из точки излучения в опорную точку. Затем, произведя коррекцию на потери действительной и мнимой части комплексной величины, характеризующей акустическое поле, берется обратное преобразование Фурье и строится акустический импульс $p(t)$, который будет являться модельной функцией эквивалентного точечного источника – S_l . В результате получаются начальные условия для модового параболического уравнения, воспроизводящие при моделировании сигнал опорного гидрофона в точке его расположения.

Во втором способе ФИ задается аналитической функцией, которая подбирается так, чтобы при моделировании распространения ее тональных компонент из источника в точку опорного гидрофона модельные потери согласовались с экспериментальными потерями в опорной точке. В работе [8] в качестве аналитической ФИ используется производная от гауссовой функции, однако ее энергия лежит в широком частотном диапазоне, что требует применение операции полосовой фильтрации к сигналу. В данной работе предлагается использовать функцию вейвлета Морле, которая будет локализована во времени и в частотной области:

$$p(t) = P_{\max} \cdot e^{i\omega_0 \frac{t}{b}} \cdot e^{-\frac{t^2}{2b^2}}, \quad (1)$$

где параметр P_{\max} (Па) является пиковым значением генерируемого импульса, ω_0 (рад) и b - параметры, определяющие значение частоты пика спектральной плотности мощности и его ширину. Взяв производную от преобразования Фурье функции (1) и приравняв ее к нулю, получим формулу для вычисления центральной частоты аналитического импульса - $f_0 = \omega_0 / 2\pi b$.

Аналитическая ФИ - S_2 показанная на рис. 10.15 определяется как сумма двух импульсных сигналов, каждый из которых задается функцией (1).

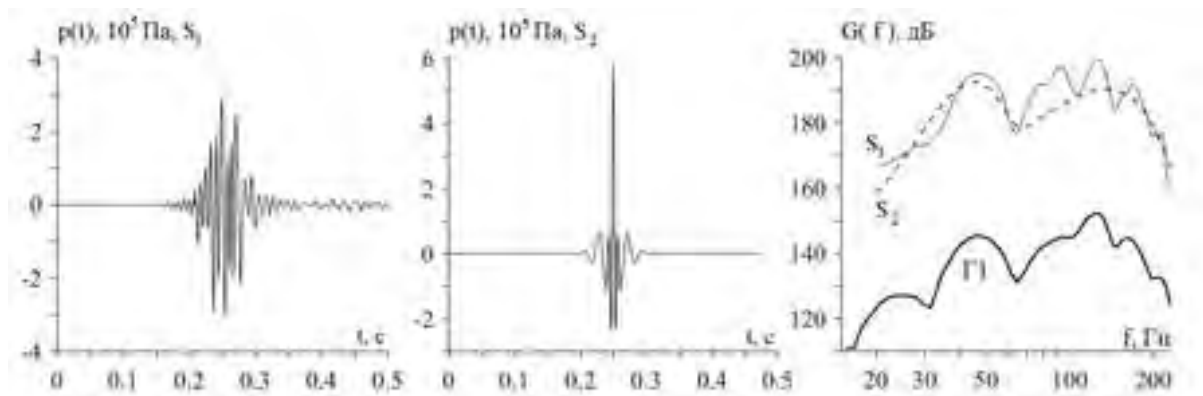


Рисунок 10.15 – Две функции эквивалентного источника и их спектры.

Импульсы имеют следующие параметры: пиковые значения сигналов $P_{max} = (150; 470)$ кПа, центральная частота $f_0 = (45; 135)$ Гц и ширина спектрального пика $b = (0.02; 0.004)$. Для сравнения экспериментальные и модельные оценки значений SEL акустических импульсов на 1 с временном интервале приведены в табл. 10.3. Согласно данным таблицы разность уровней SEL импульсов в дальней точке Г2 не превышает 2 дБ для двух источников S_1 и S_2 .

Таблица 10.3 – Экспериментальные и модельные значения $SEL(20-220 \text{ Гц})$.

		$SEL(20-220 \text{ Гц}), \text{ дБ отн. } 1 \text{ мкПа}^2 \cdot \text{с}$		
		э кспер.	модельная ФИ S_1	аналитическ ая ФИ S_2
S	-		211.9	210.3
Г 1	1 67.5		167.4	167.3
Г 2	1 39.1		139.7	140.8

Модельное распределение оценки $SEL(20-220 \text{ Гц})$ на горизонте $z = 4$ м показано на рис. 10.16, полученное для ФИ - S_1 . На графике видно проявление горизонтальной рефракции звука, вызванной трехмерной неоднородностью берегового склона.

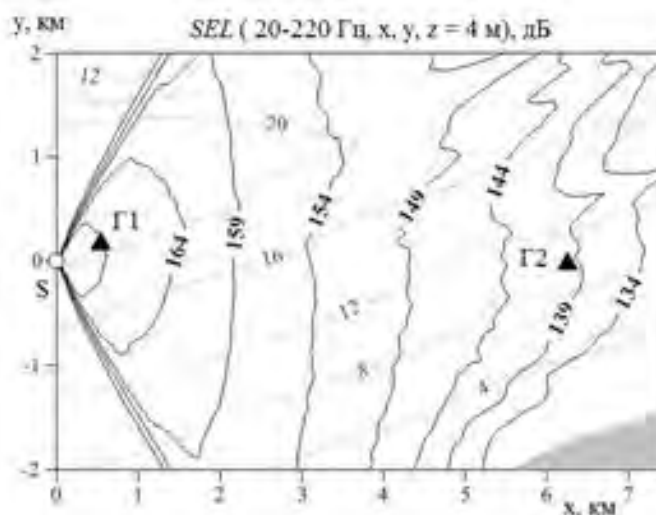


Рисунок 10.16 – Пространственное распределение модельных значений

$$SEL_{1s}^{imp}[(\Delta f = 20 - 220 \text{ Гц}), x, y, z = 4 \text{ м}] \text{ в данной акватории.}$$

10.3 Исследование распространения энергии низкочастотных акустических и сейсмических волн на шельфе

В связи с активным освоением углеводородных месторождений, расположенных на континентальном шельфе, особую актуальность получили задачи предсказания уровней антропогенных шумов, которые может вызвать данная производственная деятельность людей в районах постоянного или сезонного проживания морских животных, использующих акустические сигналы. Возможности теоретических моделей для предсказания потерь при распространении звука вдоль профиля, простирающегося от «точки» будущего индустриального объекта до района обитания морских животных, на которых индустриальные шумы могут оказать воздействие, весьма ограничены. Это обусловлено сильным влиянием дна, особенно на низких частотах. Как правило, на моделируемом акустическом профиле не известно реальное распределение слагающих его пород, которые определяют его геоакустические свойства. Кроме того, известно, что при работе в водном слое низкочастотного источника звука в дне генерируются поверхностные волны, распространяющиеся вдоль границы между средами, если хотя бы в одной из них могут существовать сдвиговые волны. Например, в теоретической работе [6] показано, что в волноводе протяженностью 10 км со 100 м слоем воды и 5 м слоем песка, лежащем на коренных породах, звуковая энергия на частотах выше 50 Гц переносится продольными волнами в водном слое, а на частотах меньше 10 Гц – сейсмическими. Соответственно, в промежуточной частотной области потери при распространении больше на 40 дБ, чем на частотах меньше 10 Гц и больше 50 Гц. В

работе [7] численно исследовалось влияние акустических свойств пород, формирующих шесть слоев среды, в верхнем водном слое которой генерировались низкочастотные колебания и показано, что введение вместо песчаного полупространства слоя песка и границы песок-известняк резко увеличивает значения амплитуд поля в придонной области. Эта добавка составляет на дистанции 20 км до 50 дБ на частоте 1 Гц и до 60 дБ на частоте 10 Гц.

Известно, что интенсивные антропогенные сигналы генерируются в море и на берегу во время проведения на шельфе сейсморазведочных работ [8-12], строительства подводных трубопроводов, установки газо-нефтедобывающих платформ и их обслуживания, а также во время забивания на берегу фундаментных свай [13].

Таким образом, практическая деятельность людей на шельфе и результаты теоретических исследований [6, 7] обосновывают актуальность изучения особенностей и потерь при распространении на шельфе энергии низкочастотных колебаний, генерируемых в море и на берегу.

10.3.1 Методика и аппаратура

В данной работе [24] обсуждаются результаты экспериментальных и теоретических исследований функции потерь – $TL(f,r)$ в частотном диапазоне 14-260 Гц, проведенных на шельфе Японского моря со сложной скалистой береговой линией. Кроме того, специальные эксперименты были проведены в относительно глубоководной (36 м) бухте Витязь (Японское море).

Измерения проводились с помощью автономной вертикальной акустико-гидрофизической измерительной системы «Моллюск-07» [14], цифрового радиобуя (ЦРБ) [15], низкочастотного излучателя электромагнитного типа [15] и импульсного пневмоизлучателя [16], свешиваемых на глубину 10 м с борта дрейфующего судна. Сейсмоакустические сигналы, генерировались на берегу с помощью специального излучателя [17]. Батиметрические измерения проводились с помощью судового эхолота с GPS.

При решении практических задач, связанных с оценками $TL(f,r)$ в мелководных неоднородных акустических волноводах, характерных для шельфа, как правило, проводятся специальные натурные измерения на выбранных акустических профилях с использованием стационарных точек приема и квазистационарных точек излучения [18]. Могут так же применяться буксируемые излучатели [19]. В результате анализа результатов измерений,

проведенных в известных гидрологических условиях для данного акустического профиля, строится эмпирическая оценка функции $TL_{exp}(f, r)$. Затем с помощью ее сопоставления с теоретическими значениями $TL_{teor}(f, r)$, полученными, например, с помощью метода нормальных волн для некоторых наборов варьируемых параметров слоистого морского дна, достигается их наилучшее согласие и далее этот набор параметров используется в данном модельном геоакустическом волноводе. После этого с помощью численных экспериментов можно исследовать влияние на функцию $TL_{teor}(f, r)$ сезонных гидрологических изменений, поверхностного волнения, пространственных акустических неоднородностей, формируемых внутренними волнами и другими гидродинамическими процессами характерными для шельфа, а главное – рассчитать оценки спектров антропогенных акустических шумов, которые может сформировать на данном акустическом профиле индустриальный источник с известным спектром генерируемых им шумов [18].

Экспериментальные значения функции потерь $TL(f, r)$ в дБ между точкой приема, в которой была установлена вертикальная акустико-гидрофизическая измерительная система или гидрофон ЦРБ, и одной из точек излучения – T_j , расположенной на расстоянии r от точки приема,

определялись с помощью выражения $TL_{T_j}(f, r) = 10 \lg \left(\frac{\sum_{i=1}^N G(z_i, f, r)}{NG_{lm}(f)} \right)$, где $G(z_i, f, r)$ – оценка

значения спектральной плотности мощности акустического сигнала, измеренного с помощью гидрофона «Моллюска-07» находящегося на горизонте z_i на расстоянии r от точки излучения, N – число измерительных гидрофонов, а $G_{lm}(f)$ – оценка значения спектра излучаемого сигнала, измеренного с помощью опорного гидрофона, установленного на расстоянии одного метра от центра излучателя [15], свешенного на глубину 10 м с борта судна, дрейфующего или стоящего на якоре в точке T_j . При изучении зависимости значения функции потерь от z мы будем

использовать выражение $TL_{T_j}(z_i, f, r) = 10 \lg \left(\frac{G(z_i, f, r)}{G_{lm}(f)} \right)$, где $i = 1, \dots, 8$ соответствует номеру

гидрофона "Моллюска-07", находящегося на горизонте z_i . Для уменьшения влияния пространственной интерференции излучение тональных сигналов производилось с борта дрейфующего судна и оценки спектров синхронно измеренных сигналов получались в результате усреднения за 2-3 минуты значений периодограмм, рассчитанных с помощью БПФ по 1 секундным реализациям.

Отметим, что в относительно мелководных и неоднородных волноводах функция потерь для низкочастотного звука зависит от поглощения [20], но в основном определяется физическими параметрами пород, слагающих дно, геометрическими характеристиками водного слоя и геоакустических неоднородностей в дне.

Для исследований потерь при распространении в море энергии низкочастотных (24-30 Гц) колебаний, генерируемых на суше, в ТОИ ДВО РАН был разработан и изготовлен специальный резонансный излучатель сейсмических волн электромагнитного типа [17]. Для оценки звукового давления, возбуждаемого излучателем, во время экспериментов рядом с излучателем, на расстоянии 2 м от его центра, в пластиковую 5-литровую бутылку, закопанную в песок и заполненную водой, помещался опорный гидрофон (P_0). Сейсмоизлучатель (СИ) был установлен на песчаном берегу бухты Витязь вблизи уреза воды (см. рис. 10.17). В данном эксперименте он был настроен на резонансную частоту, равную ≈ 27 Гц. Измерения генерируемых им волн производились с помощью опорного гидрофона P_0 и гидрофона P_1 ЦРБ, установленного у дна на расстоянии 67 м от излучателя при глубине моря 3.4 м. В некоторых экспериментах применялся геофон типа А0515, который обеспечивает измерение вертикальной компоненты ускорения (V_z) в частотном диапазоне 0.1-100 Гц. В этой статье значения спектральной плотности мощности представляются в дБ по отношению к $1 \text{ мкПа}^2/\text{Гц}$ для вариаций акустического давления и к $576 \text{ нм}^2/\text{с}^4\text{Гц}$ для сигнала с геофона. Геофон устанавливался на поверхности песка и на поверхности массивной железобетонной фундаментной плиты. Аналоговые сигналы от данных метрологически аттестованных измерительных устройств с помощью 24-разрядной цифровой кабельной или 16-разрядной радиотелеметрической системы передавались на береговой приемно-регистрационный пост, где с помощью 4-х портового асинхронного сервера NPort 5430I вводились в ЭВМ. Цифровая телеметрия исключила возможность искажения результатов акустических измерений влиянием на электронный тракт регистрации электромагнитных наводок от аппаратуры, обеспечивающей работу сейсмоизлучателя.

Для теоретических расчетов распространения тональных сигналов мы использовали адаптированную программу RAMS [21], основанную на решении широкоугольных параболических уравнений [22], полученных из стационарных уравнений Ламе в цилиндрических координатах. Эта модель позволяет учитывать упругие свойства пород, слагающих дно. При решении уравнений используется метод конечных разностей в форме, известной как split-step Pade [21] на равномерной сетке с шагами dz и dr .

10.3.2 Результаты сейсмоакустических исследований, проведенных в б. Витязь

На рис. 10.17а приведена карта района с указанием точек излучения и приема сейсмических и акустических сигналов. На рис. 10.17б,в,г показаны профили дна вдоль акустических трасс, на которых проведены экспериментальные исследования.

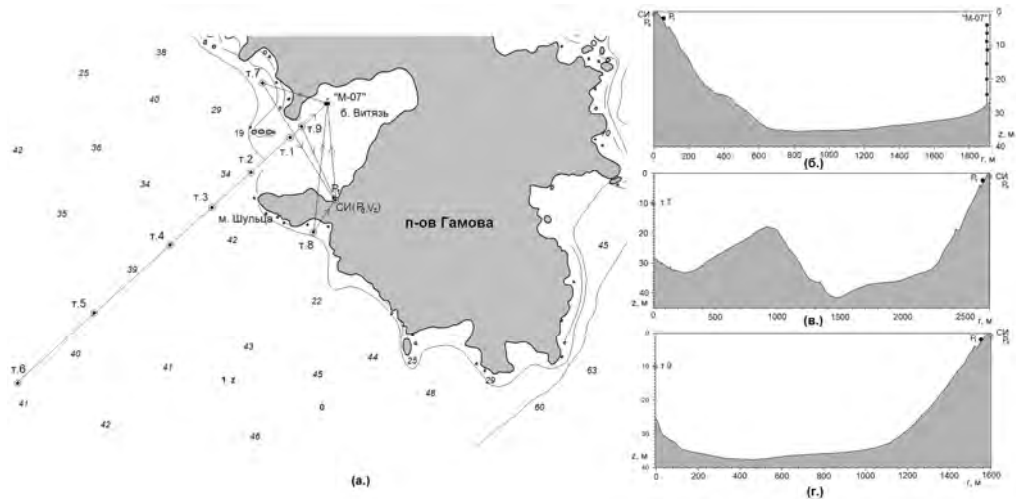


Рисунок 10.17 – Карта района с указанием точек излучения акустических т.1 – т.9 и сейсмических – СИ тональных сигналов и их приема P_0 , V_z , P_1 , «М-07» – (а.), показаны профили дна на акустических трассах СИ – «М-07» (б.), т.7 – P_0 (в.) и т.9 – P_0 (г.). Обозначения: СИ – сейсмоизлучатель, P_1 – гидрофон цифрового радиобуя, P_0 – опорный гидрофон СИ, установленный на берегу, т.1–т.9 – точки излучения акустических сигналов, «М-07» – автономная вертикальная акустико-гидрофизическая измерительная система «Моллюск-07».

Начнем с рассмотрения результатов специальных методических измерений. На рис. 10.18 показаны графики оценок значений спектральной плотности мощности – $G(f)$ синхронно измеренных сигналов во время работы сейсмоизлучателя на частоте 27 Гц. График P_0 соответствует опорному акустическому сигналу, измеренному с помощью гидрофона в пластиковой бутылке с водой, установленной в 2 м от центра сейсмоизлучателя. Спектр сигнала, измеренного на расстоянии 10 м от излучателя с помощью геофона, показан графиком V_z . Кривая P_1 соответствует спектру акустического сигнала, измеренного на расстоянии 67 м от излучателя на глубине 3.2 м с помощью гидрофона ЦРБ. Здесь необходимо отметить, что бутылка с опорным гидрофоном установлена возле поверхности (абсолютно мягкой границы), а максимальная амплитуда возбуждаемых в земле сейсмоизлучателем продольных и поперечных волн находится значительно глубже и поэтому значения функции $TL(f,r)$, рассчитанные относительно P_0 занижены, как будет показано ниже, примерно, на 20 – 30 дБ.

На рис. 10.18 видно, что сейсмоизлучатель так же, как и морской акустический излучатель электромагнитного типа, при работе в нелинейном режиме эффективно возбуждает колебания на резонансной частоте 27 Гц и ее гармониках. Энергия этих колебаний переносится в дне волнами разного типа (продольные, поперечные, поверхностные), эффективно озвучивает водный слой и регистрируется в воде в виде продольных акустических волн стандартным гидрофоном.

Поскольку толщина водного слоя вдоль трассы распространения от излучателя до края пирса меньше 3.4 м, то колебания с частотой меньше 180 Гц не могли возбудить в водном слое нормальные водные моды, а потери при распространении для сейсмических волн увеличиваются с ростом частоты сигнала. Однако, на рис. 10.19а видно, что относительные потери на распространение минимальны, составляя -31 дБ у дна для тональных сигналов с частотой 81 и 108 Гц, и максимальны – -43 дБ для сигнала с частотой 54 Гц. Графики $TL(z)$, представленные на рис. 10.19а иллюстрируют зависимость потерь от близости к поверхности моря. На этом рисунке видно, что в приповерхностном 50 см слое воды на всех частотах потери резко увеличиваются на 15-20 дБ. На рис. 10.19б показано вертикальное распределение функции потерь в акустическом поле, формируемым тональными сейсмическими сигналами в точке установки «Моллюска-07». На рис. 10.17 эта точка обозначена как «М-07».

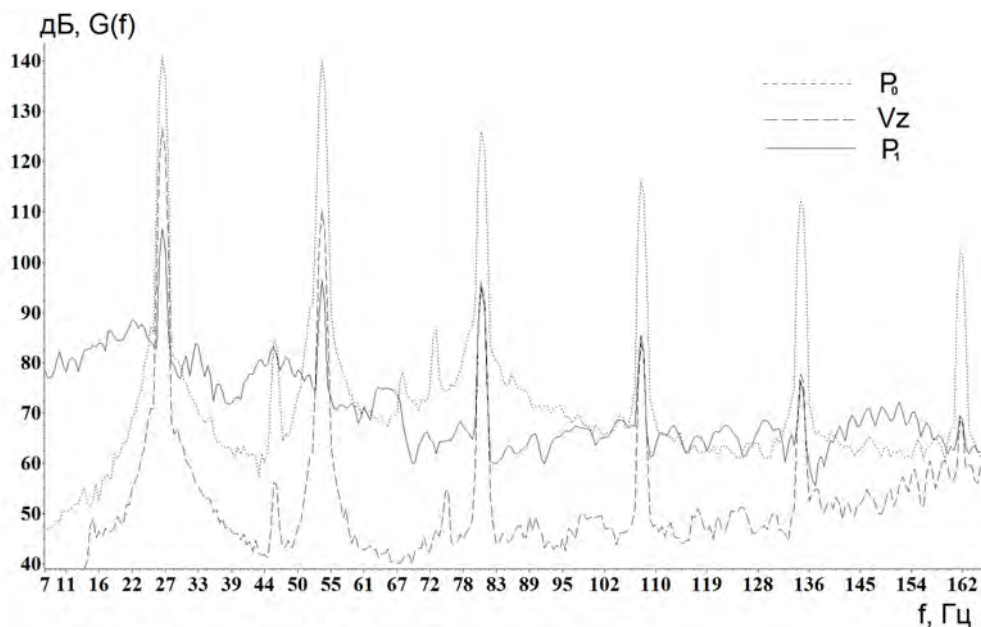


Рисунок 10.18 – Спектры сигналов, синхронно измеренных во время работы сейсмоизлучателя на частоте 27 Гц: на расстоянии 2 м от его центра, с помощью опорного гидрофона – P_0 , на расстоянии 10 м, геофоном – V_z , и 67 м, гидрофоном ЦРБ – P_1 , опущенным с края пирса на глубину 3.2 м.

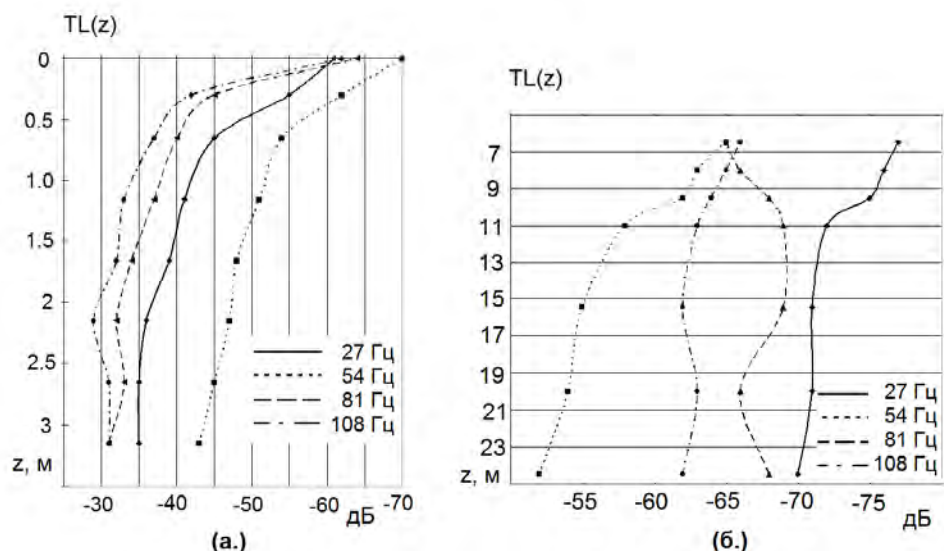


Рисунок 10.19 – Зависимость значений потерь для акустических полей, формируемых сейсмоизлучателем от горизонта z в море с глубиной 3.4 м – (а.) и 28 м – (б.).

Измерения показали, что при распространении вдоль береговой линии потери минимальны для акустического сигнала ТОН-27Гц. Для акустического сигнала ТОН-54Гц, согласно графикам, представленным на рис.10.19, потери максимальны на краю пирса, но зато в точке «М-07», удаленной от СИ на 1.9 км, потери для этого сигнала минимальны во всем водном слое и составляют -52 дБ. Для сигнала ТОН-27Гц потери в этой точке превышают -70 дБ.

По-видимому, эти эффекты связаны с установкой опорного гидрофона P_0 у поверхности земли и поэтому он дает очень грубое приближение истинных амплитудных значений сейсмических волн возбуждаемых СИ. Кроме того, при распространении в реальном геоакустическом волноводе (см. рис. 10.17б) энергия этих колебаний при выходе из земли в воду может возбудить водные моды, которые распространяются в воде с меньшими потерями, чем в дне, но они интерферируют с донными модами и продольными волнами, отраженными и преломленными в глубинных слоях пород, слагающих дно.

Для иллюстрации трансформации энергии продольных акустических волн в волны другого типа и обратно в продольные, был проведен эксперимент на трассах т.8 – «М-07» и т.8 – P_0 , Vz . На рис. 10.17а видно, что эти трассы пересекают м. Шульца и протяженность сухопутного участка превышает 450 м. Отметим, что южный берег м. Шульца и полуострова Гамова скалистый и обрывистый, а северо-восточный берег относительно пологий и в точке установки СИ вдоль уреза воды наблюдается слой песка, уходящего по наклонному дну в море. На рис. 10.20 показаны спектры сигналов, синхронно измеренных на берегу с помощью гидрофона P_0 и геофона Vz , а также с помощью 7-и гидрофонов вертикальной акустико-гидрофизической измерительной

системы «Моллюск-07», установленной в б. Витязь в точке «М-07» (см. рис. 10.17). Акустический сигнал ТОН-18 Гц с гармониками излучался в точке т.8, показанной на рис. 10.17а, с помощью излучателя, свешенного на горизонт 10 м с борта судна «Малахит». На рис. 10.20 видно, что все приемные системы зарегистрировали этот сигнал и две его гармоники. В табл. 10.4 представлены результаты анализа измерений на трех трассах, показанных на рис. 1-17, из которых следует, что гидрофон P_0 записал акустический сигнал ТОН-55 Гц, который распространился через м. Шульца с наименьшими потерями равными -88 дБ, а до точки «М-07» он распространился с потерями, равными -78 дБ.

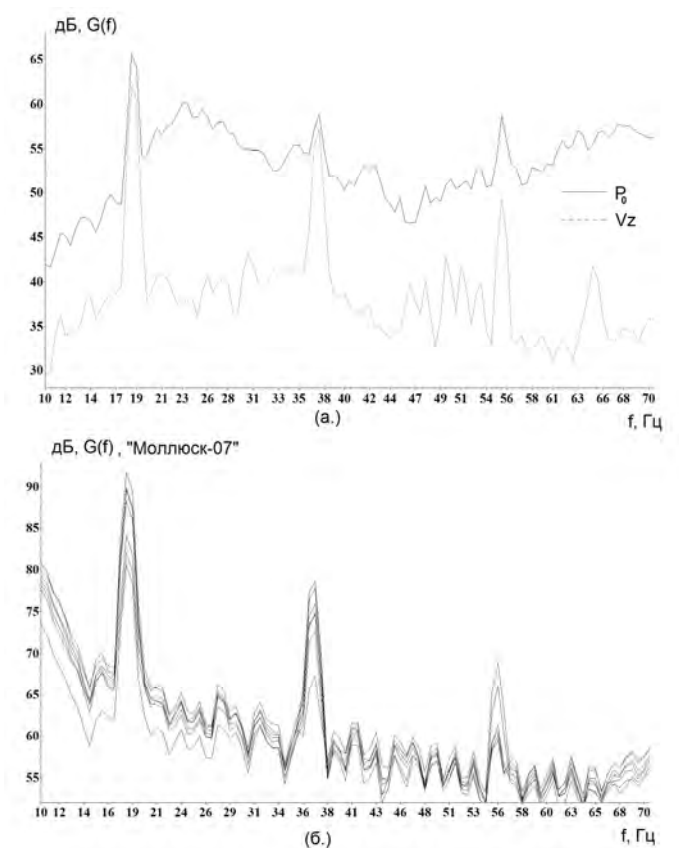


Рисунок 10.20 – Оценки спектров тональных сигналов, измеренных на берегу гидрофоном P_0 и геофоном V_z – (а.), а также гидрофонами «Моллюска-07» в точке «М-07» – (б.) во время работы излучателя, свешенного с борта НИС «Малахит» на глубину 10 м в точке т.8.

До точки «М-07» с минимальными -72 дБ потерями распространилась энергия сигнала ТОН-18 Гц. Данные, представленные в этой таблице, не позволяют в точках приема выявить зависимость значения потерь от частоты колебаний. По-видимому, это обусловлено интерференцией волн разного типа, которые переносят энергию тонального сигнала на данной частоте.

Таблица 10.4 – Значения потерь для тональных сигналов с разными частотами, измеренными на трассах, показанных на рис. 10.17.

Излучение	Прием	r , км	f , Гц	TL, дБ, «М-07»		TL, дБ, P_0		TL, дБ, P_1	
				Эксп.	Модел.	Эксп.	Модел.	Эксп.	Модел.
т.8 14.05.2012	«М-07» «Берег»	2.5 0.7	14	-75	-76	-99	-86		
			16	-83	-80	-104	-92		
			18	-72	-72	-97	-97		
			24	-81	-65	-105	-97		
			32	-77	-77	-99	-99		
			48	-82	-82	-93	-93		
			55	-78	-87	-88	-92		
т.7 16.05.2012	«М-07» «Берег»	1.3 2.7	27	-74	-70		-100	-91	-90
			54	-72	-69		-102	-93	-93
			81	-70	-70		-105	-63	-66
			108	-76	-84	-86	-103	-45	-53
			135	-74	-75	-72	-96	-44	-49
			162	-77	-74	-79	-93	-45	-48
			189	-74	-78	-76	-89	-46	-48
т.9 16.05.2012	«М-07» «Берег»	0.7 1.6	24	-64		-114		-85	
			42	-53		-94		-62	
			56	-47		-84		-55	
			71	-43		-73		-48	
			85	-45		-64		-42	
			114	-37		-70		-46	
			186	-38		-74		-44	

На рис. 10.21а показан модельный геоакустический волновод, построенный для акустического профиля т.8 - «М-07», а на рис. 10.21б,в приведены результаты численного моделирования и показаны экспериментальные значения потерь, измеренные в точках приема P_0 и «М-07». Расчеты были проведены с помощью модифицированной программы RAMS [19], учитывающей упругие свойства пород слагающих дно. На рис. 10.17 видно, что этот акустический профиль пересекает узкий перешеек мыса Шульца. При моделировании мы полагаем, что точки т.8, P_0 и «М-07» расположены на одной линии и ширина перешейка равна 510 м. Излучатель находится на глубине 10 м в точке т.8, удаленной от скалистого и обрывистого южного берега м. Шульца на 200 м, а точка P_0 находится на расстоянии 10 м от уреза воды относительно пологого южного берега м. Шульца.

Обсуждаемые в данной работе результаты акустических измерений были проведены весной или осенью во второй половине октября. В это время сезонный пикноклин слабо выражен. Кроме того, в работе [23] было показано, что при пересечении волной внутреннего прилива акустической трассы длиной 10.5 км, организованной в данном районе шельфа в июне 2008 г., сезонный термоклин сместился по вертикали на ≈ 10 м, но это практически не изменило значения функции потерь на частотах меньше 70 Гц, а на более высоких частотах (меньше 200 Гц), потери уменьшились на величину меньше 6 дБ. Поэтому для упрощения расчетов водный слой в модельном геоакустическом волноводе принят однородным со значением $C_p = 1470$ м/с.

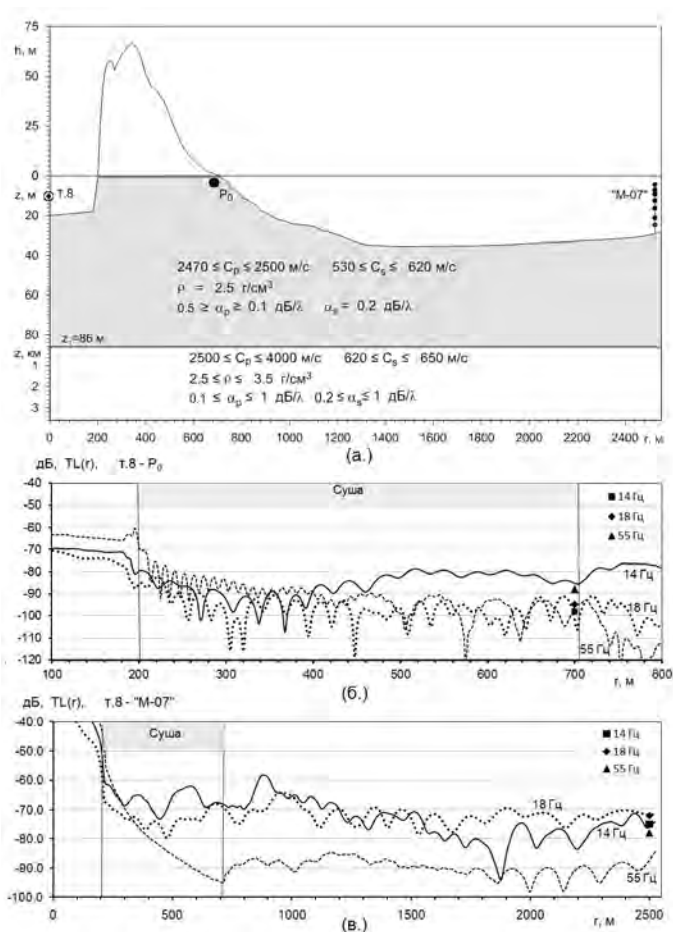


Рисунок 10.21 – Модельный геоакустический волновод для трассы т.8-«М-07» – (а) и результаты расчетов значений функции потерь – $TL(r)$, проведенных для приемника, перемещаемого на горизонте $z=20$ см – (б) и в слое толщиной 20 м – (в.). Обозначения: C_p – значение скорости продольных волн, C_s – значение скорости поперечных волн, ρ – плотность, α_p и α_s – коэффициенты затухания при распространении в дне для продольных и поперечных волн, h – высота берега относительно уровня моря. Значками показаны экспериментальные значения.

Для работы программы RAMS необходимо наличие водного слоя вдоль всего акустического профиля, толщина которого должна быть не менее $2\Delta z$, где Δz – дискретный шаг по вертикали. Данные расчеты были проведены для геоакустического волновода с толщиной водного слоя на суше, равной $4\Delta z = 0.8$ м. Над 80 см слоем воды показан реальный профиль берегового участка, который не использовался при моделировании. На рис. 10.21а видно, что расчеты проводились для однородной гидрологии с двухслойным дном. В дне на горизонте $z_1 = 86$ м изменяются вертикальные градиенты основных акустических параметров пород, слагающих дно. Такая модель дна была построена на основе геофизических представлений и выборе горизонта z_1 , при котором было наилучшее согласование между модельными и экспериментальными значениями потерь по методу наименьших квадратов. Графики потерь – $TL(r)$, представленные на рис. 10.21б, получены для приемника, перемещаемого на горизонте $z = 20$ см, с усреднением по r на интервале 50 м.

На рис. 10.21в графики $TL(r)$ получены по той же методике, что и значения в эксперименте, но с дополнительным усреднением по r на интервале 50 м.

Экспериментальные значения соответствуют значениям TL , полученным при анализе акустических измерений, проведенных в точке P_0 с помощью гидрофона установленного в пластиковой бутылки с водой, закопанной в песок, а в точке «М-07» с помощью 7-и гидрофонов «Моллюска-07». Экспериментальное значение TL в точке «М-07» соответствует среднему значению интенсивности акустического сигнала, синхронно измеренного семью гидрофонами, перекрывающими слой воды толщиной 20 м.

На рис. 10.21б и в табл. 10.4 видно, что модельные значения потерь хорошо согласуются с экспериментальными значениями. Согласно графикам $TL(r)$, представленным на рис. 10.21в, модельные значения в б. Витязь также хорошо согласуются с экспериментальными значениями, измеренными с помощью семи гидрофонов «Моллюска-07».

На рис. 10.17а видно, что еще одна геоакустическая трасса т.7 – «М-07» имеет примерно 350-м сухопутный участок, а на трассе т.7 – P_1, P_0 в профиле дна, показанном на рис. 10.17в, на расстоянии 1 км от точки излучения т.7 глубина моря уменьшается до 18 м, а затем снова увеличивается до 39 м. Согласно рис. 10.17а при излучении в точке т.7 энергия акустических сигналов, принятых «Моллюском-07» (см. рис. 10.22б) была принесена волнами, прошедшими через сухопутный участок, поскольку энергией акустических волн отразившихся от относительно пологого северного берега м. Шульца, по-видимому, можно пренебречь.

В табл. 10.4 приведены результаты анализа экспериментальных и модельных значений потерь для тональных сигналов с разными частотами, распространившихся вдоль трассы т.7 – «М-

07» и т.7 – P_1, P_0 . Численное моделирование было проведено с помощью программы RAMS для соответствующих геоакустических волноводов с подобными акустическими параметрами пород, слагающих дно. Для тональных сигналов с частотами 27 - 189 Гц, принятыми в точке «М-07», потери на распространение колеблются от -70 до -77 дБ без выраженного частотного эффекта.

Потери на распространение до P_1 (глубина моря в точке приема равна 3.4 м) для сигнала ТОН-27 Гц составили -91 дБ, а для сигнала ТОН-54 Гц – -93 дБ. В акустическом сигнале, измеренном на берегу гидрофоном P_0 , только энергия сигналов с частотами больше 100 Гц превысила фоновые шумы и соответствующие значения потерь для сигнала ТОН-108 Гц составили -86 дБ, а в точке P_1 они равны -45 дБ. В табл. 10.4 видно, что относительные потери между точками P_1 и P_0 для сигналов с частотами 108 - 189 Гц составляют примерно -33 дБ.

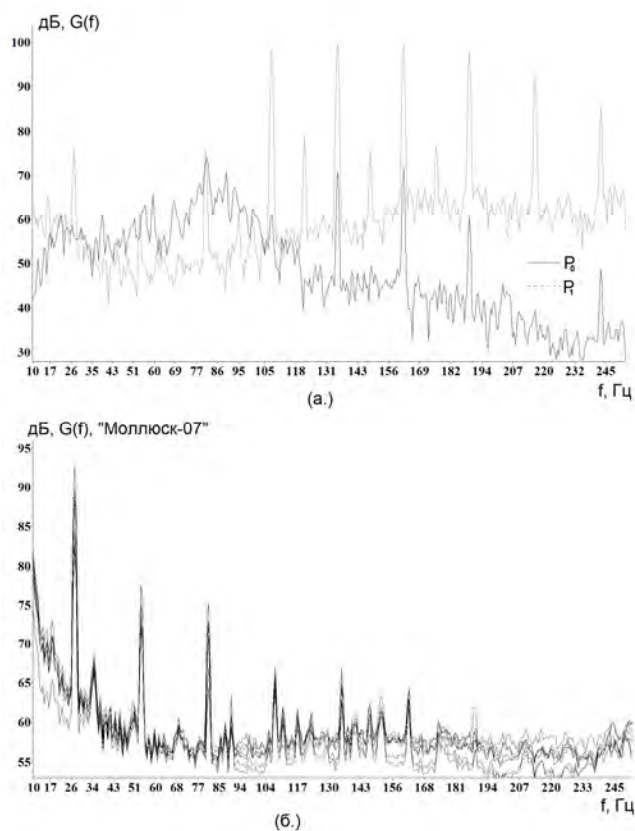


Рисунок 10.22 – Оценки спектров тональных сигналов измеренных на берегу гидрофоном P_0 и в море гидрофоном P_1 – (а.), а так же гидрофонами «Моллюска-07» – (б.), во время работы излучателя, свешенного с борта НИС «Малахит» на глубину 10 м в точке т. 7.

Поскольку толщина водного слоя в точке P_1 равна 3.4 м, и согласно графикам $TL(z)$ зависимости значения относительных потерь от близости гидрофона к поверхности моря, представленным на рис. 10.18а, можно констатировать, что наш опорный для СИ гидрофон P_0 действительно показывает заниженные примерно на 30 дБ значения потерь на распространение.

На рис. 10.18в показан профиль дна на акустической трассе т.7 – P_0 . Из него следует, что на трассе есть возвышенность, которая отсекает водные моды для звука с частотами меньше 80 Гц. Это подтверждают значения относительных потерь для точки P_1 . Действительно, для сигнала ТОН-54 Гц потери равны -93 дБ, для сигнала ТОН-81 Гц потери меньше на 30 дБ, а для сигнала ТОН-108 Гц потери меньше на 48 дБ.

Для исключения влияния подводной возвышенности излучение было произведено из точки т.9 (см. рис. 10.17). На рис. 10.17г показан профиль дна на трассе т.9 – P_0 , а в табл. 10.4 приведены результаты анализа акустических измерений на этой трассе. В этом случае излученные акустические сигналы были приняты в точках P_1 и P_0 на всех частотах и значение средних потерь между этими точками равно -28 дБ.

Результаты анализа потерь для акустических сигналов, формируемых в бухте Витязь сейсмоизлучателем, установленным в точке СИ (см. рис. 10.17а), представлены в табл. 10.5.

Таблица 10.5 – Значения потерь для тональных сигналов с разными частотами, измеренными на трассе «Берег» СИ – «М-07».

Излучение	Прием	r , км	f , Гц	TL, дБ, СИ - «М-07»	
				Эксперимент	Модель
«Берег» СИ	«Моллюск-07» «М-07»	1.9	27	-71	-86
			54	-56	-98
			81	-67	-97
			108	-63	-92

В этой таблице приведены и модельные значения потерь, полученные для геоакустического волновода с параметрами, показанными на рис. 10.21а для точечного источника расположенного на горизонте $z = 1.5$ м. Как и ожидалось, значения модельных потерь на 15-30 дБ больше, чем в эксперименте с опорным гидрофоном – P_0 , установленным у поверхности в пластиковой бутылки с водой.

С целью оценки значения скорости распространения продольных волн в дне был проведен специальный эксперимент с применением импульсного пневмоизлучателя [16], свешенного на глубину 10 м с борта судна "Малахит" и двух ЦРБ. На рис. 10.23а приведена карта района с указанием точек излучения, приема и двух трасс, вдоль которых могла распространяться энергия акустического импульса, показанного на рис. 10.23б. На рис. 10.23в показаны вариации акустического давления, измеренные у дна в точке обозначенной на рис. 10.23а как ЦРБ. Глубина

моря в точке излучения была равна 20 м, а в точке приема – 34 м. Расстояние от излучателя до приемника – $L.1 \approx 1500$ м.

На рис. 10.23г видно, что данный излучатель формирует акустический импульс с максимальным уровнем спектральной плотности мощности колебаний на частоте 80 Гц (см. график 1). В точке приема зафиксирована энергия этого импульса уже на временном интервале 2, которому соответствует скорость распространения 2200 м/с. Причем с такой скоростью распространилась энергия в частотных диапазонах 34-53 Гц и 65-90 Гц (см. график 2). Это значение близко к величинам C_p , которые мы получили при построении модельных геоакустических волноводов для б. Витязь. На временном интервале 3 пришла энергия импульса, которая распространялась вдоль трассы L.1 на участках L.1.1 и L.1.3 в водном слое со скоростью 1480 м/с, а на сухопутном участке L.1.2 со скоростью 2200 м/с. Временному интервалу 4 соответствует фон (см. график 4 на рис. 10.23), а на интервале 5 пришла энергия, распространившаяся со скоростью 1480 м/с вдоль трассы L.2. Этот сигнал пришел в точку ЦРБ благодаря отражению от скалистого обрывистого берега о. Таранцева (см. рис. 10.23а)

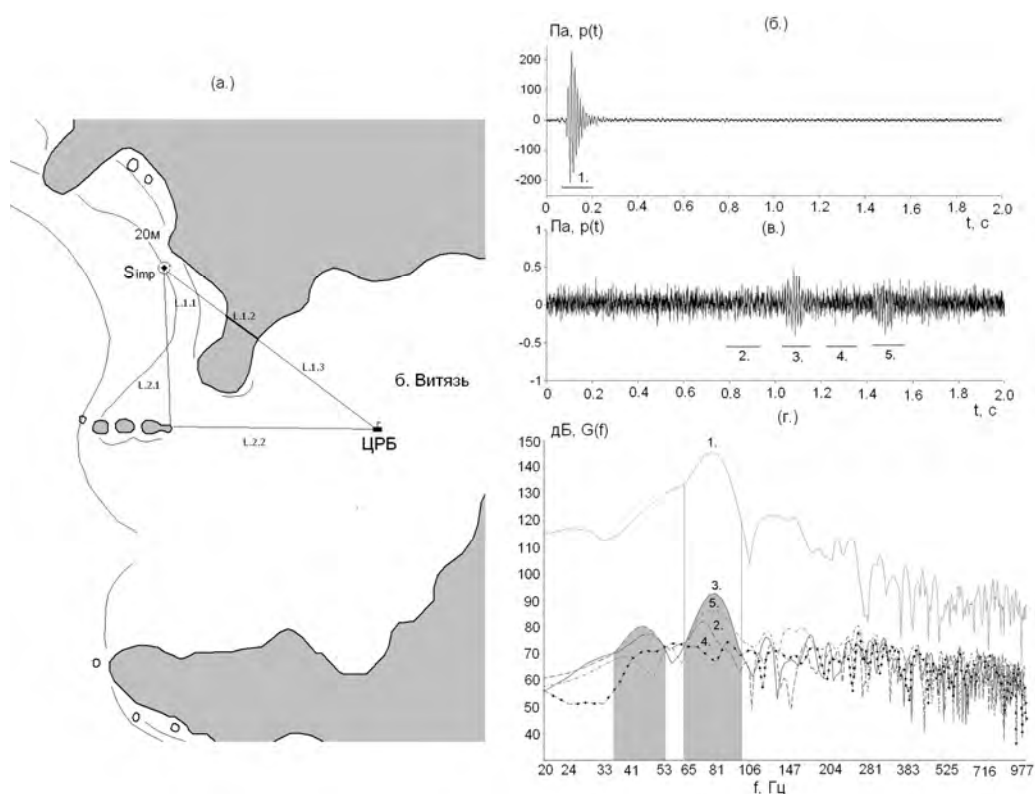


Рисунок 10.23 – Карта района с указанием точки излучения импульсного сигнала - S_{imp} , точки установки цифрового радиобуя - ЦРБ и двух трасс возможного распространения – (а.). Вариации акустического давления, измеренные с помощью двух ЦРБ на расстоянии 23 м – (б.) и 1500 м – (в.) от излучателя и оценки их спектров рассчитанные на указанных цифрами временных интервалах – (г.).

10.4 Исследования потерь на трассе со сложной береговой линией

На рис. 10.24а показана 8 км акустическая трасса «М-07»-т.1,...т.6, которая начинается в б. Витязь, а заканчивается в заливе Посьета. На рис. 10.24 показан профиль дна на этой трассе, а в табл. 10.6 приведены акустические параметры дна в модельном геоакустическом волноводе, который применялся в численных экспериментах. Экспериментальные графики зависимости потерь $TL(r)$ от дистанции по акустическим измерениям, проведенным с помощью «Моллюска-07» и морского НЧ-излучателя, опускаемого на горизонт 10 м с борта судна «Малахит», дрейфующего в точках т.1- т.6, представлены на рис. 10.24б.

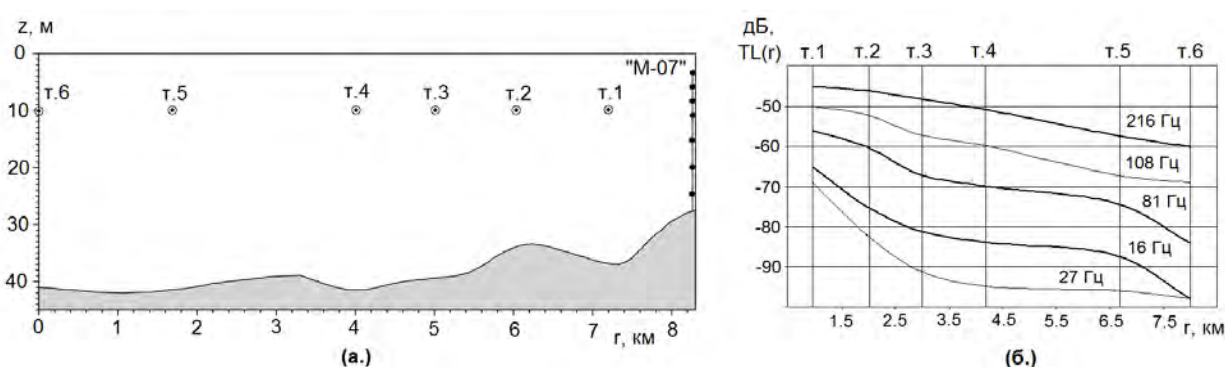


Рисунок 10.24 – Профиль дна на геоакустическом профиле «М-07» - т.6 – (а.) и зависимость от частоты и дистанции функции потерь $TL(f, r)$ на этом профиле – (б.).

Таблица 10.6 – Значения акустических параметров модельного геоакустического волновода

z , м	C_p , м/с	C_s , м/с	ρ , г/см ³	α_p , дБ/λ	α_s , дБ/λ
0	2250	550	1.1	0.5	0.5
90	2500	620	2.5	0.1	0.2
600	4000	650	3.5	1.0	1.0

На этом рисунке хорошо выражена зависимость значений потерь от частоты излучаемого сигнала. Рассмотрим точку излучения т.1 – 1 км. Разница в значениях потерь для сигналов с частотами 27 и 216 Гц для этой точки достигает 25 дБ, а в точке излучения т.6 (8 км) это различие

достигло 38 дБ. Зависимость значений потерь от частоты определяется типами волн, которые переносят энергию возбуждаемых колебаний. Это, прежде всего, продольные волны, которые в виде водных (260 Гц) и донно-водных (27 - 108 Гц) волн, распространяются в водном слое, захватывая слой осадков. На частоте 16 Гц энергия, по-видимому, переносится в дне, озвучивая водный слой, потери на распространение для этого сигнала на профиле «М-07» - т.5 оказываются на 5-10 дБ меньше, чем для сигнала ТОН-27Гц.

На рис. 10.25 представлены экспериментальные графики функции $TL(f, r)$, построенные для акустического профиля «М-07» - т.4. На этом участке акустического профиля «М-07» - т.6 (см. рис. 10.24а) для четырех точек излучения удалось получить надежные значения потерь для тональных сигналов с частотами 14, 16, 18, 24, 27, 30, 54, 81, 108 и 216 Гц, которые количественно характеризуют особенности переноса энергии возбуждаемых в воде колебаний до точки установки «Моллюска-07». На рис. 10.24а видно, что если точки излучения т.1 и т.2 расположены в бухте и у входа в б. Витязь, то точка т.4 находится на шельфе – в заливе Посьета. Графики $TL(r)$, представленные на рис. 10.25а иллюстрируют четкую зависимость потерь от частоты сигнала. С наименьшими потерями распространяются водные моды акустических сигналов с частотами 216 и 108 Гц. На формирование акустического поля сигналом ТОН-81 Гц оказывает влияние поглощение его энергии в дне. На расстоянии 1 км от излучателя значение потерь на этой частоте на 10 дБ больше, чем в поле, формируемом сигналом ТОН-216 Гц.

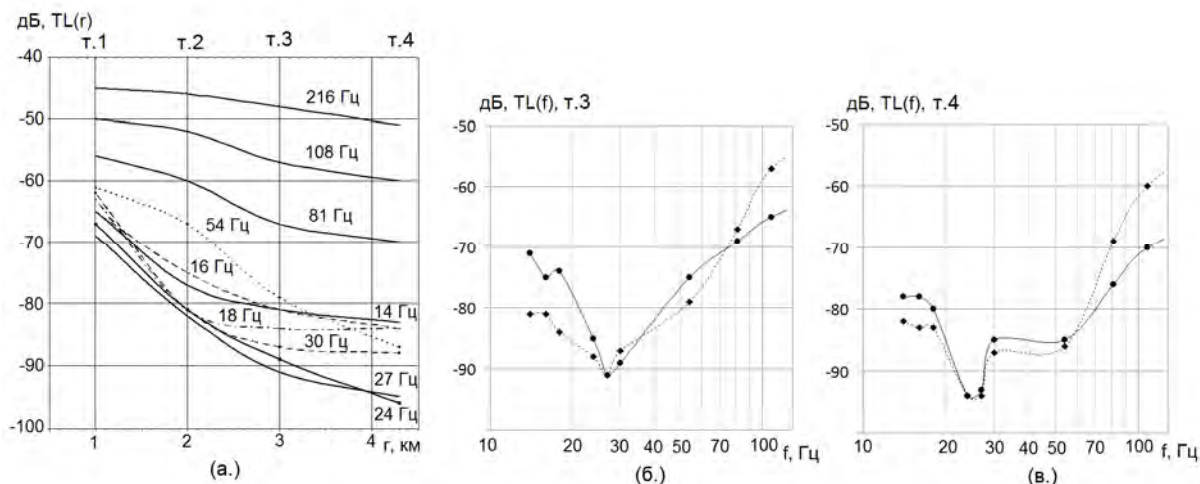


Рисунок 10.25 – Экспериментальные – (а.) и модельные зависимости от дистанции и частоты функции потерь $TL(f, r)$ на профиле «М-07» - т.4 (см. рис. 10.23а). Модельные функции потерь $TL(f)$, для точек излучения т.3 и т.4, показаны на рисунках (б.) и (в) сплошной линией, а экспериментальные – штриховой.

Максимальные значения потерь -92 дБ на расстоянии 3 км наблюдается в поле сигнала ТОН-27Гц. По-видимому, это связано с отсечкой водно-донной моды, которая приводит на дистанциях больше 2.5 км к стабилизации уровня акустического поля с частотой 30 Гц, но на частоте 18 Гц такая стабилизация наступает раньше, а потери меньше, чем для сигнала ТОН-30Гц. Это можно объяснить озвучиванием водного слоя продольными и поверхностными волнами, распространяющимися в дне. На рис. 10.25 видно, что потери уменьшаются с уменьшением частоты, генерируемого в воде акустического сигнала. На расстоянии 4.3 км потери для сигнала ТОН-14 Гц составляют -83 дБ и относительно точки излучения т.1 (1 км) -18 дБ, а для сигнала ТОН-54 Гц: -87 и -27 дБ соответственно. По-видимому, это связано с тем, что поглощение в дне энергии поверхностных или сейсмических колебаний уменьшается с уменьшением их частоты.

На рис. 10.25б,в видно, что результаты численного моделирования проведенного для геоакустического волновода с параметрами, показанными в табл. 10.6, согласуются с экспериментальными данными. Отметим хорошее согласие в зависимости значений экспериментальной и теоретической функции потерь от частоты колебаний.

На рис. 10.24б видно, что для точки излучения т.6, удаленной от «Моллюска-07» на 8 км, потери для акустических сигналов, генерируемых с частотой 16 и 27 Гц, стали равными. По-видимому, это связано с удалением от п-ва Гамова и соответственно заглублением коренных пород, слагающих дно, и увеличением толщины осадочных пород, накопленных в заливе Посьета, в том числе принесенных водами реки Туманган.

10.4.1 Исследования потерь на равноглубинной трассе в заливе Посьета

Сравним результаты измерений, проведенных в б. Витязь с результатами подобных исследований, проведенных в заливе Посьета, когда «Моллюск-07» был установлен на шельфе в точке с глубиной моря, равной 42 м. Схема этого эксперимента и результаты анализа функции потерь представлены на рис. 10.26. На этом рисунке видно, что акустическую трассу «М-07» - р.5, имеющую протяженность 16 км, можно считать равноглубинной со средней глубиной, равной 42 м. Выше при рассмотрении результатов измерений проведенных на акустическом профиле «М-07» - т.6 мы предположили, что при удалении от п-ва Гамова имеет место заглубление коренных пород, слагающих дно, и увеличение толщины осадков, что приводит к увеличению потерь на низких частотах из-за невозможности распространения энергии колебаний в дне в виде поверхностных и сдвиговых волн. С другой стороны, осадки с акустическими параметрами в придонном слое, близкими к водным, позволяют распространяться продольным волнам в виде донно-водных мод.

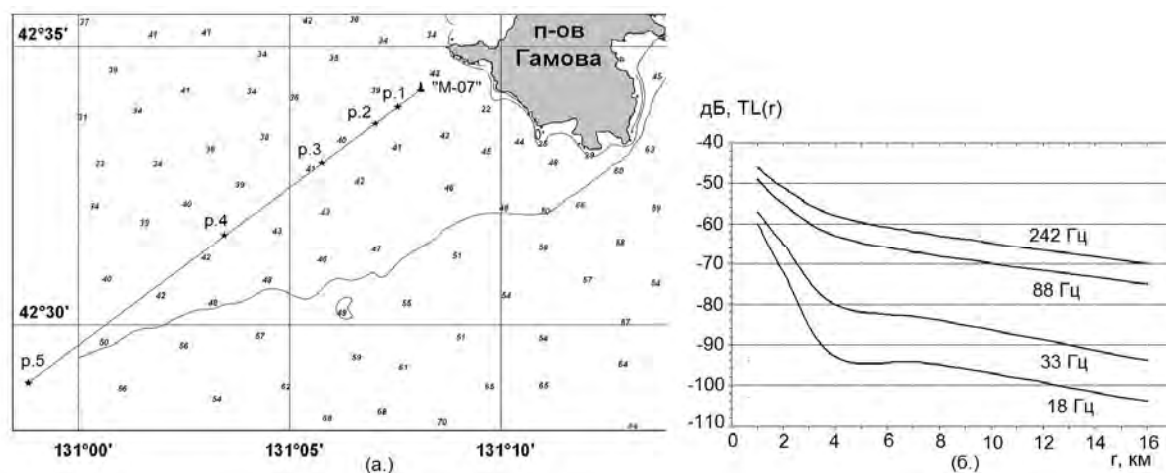


Рисунок 10.26 – Карта района с указанием точек излучения акустических тональных сигналов p.1 - p.5, их приема с помощью гидрофонов «Моллюска-07», установленного в точке «М-07» (а.) и результаты анализа этих измерений (б.).

По-видимому, этим можно объяснить зависимость значений $TL(f, r)$ от параметра r . На всех частотах относительные потери между точками излучения p.3 (4 км) и p.5 (16 км) примерно равны -12 дБ. Этот результат существенно отличается от частотной зависимости значений потерь на низких частотах, полученной при установке «Моллюска-07» в б. Витязь (см. рис.10.24). Для сигнала ТОН-18 Гц можно отметить уменьшение потерь на дистанции 7 км. Это обусловлено пространственной интерференцией продольных волн, рефрагированных и преломленных в дне. Возможность такого эффекта показывают модельные расчеты, проведенные для соответствующего данному акустическому профилю геоакустическому волноводу.

Рассмотрим вертикальное распределение функции $TL(z)$, формируемой тональными акустическими сигналами, излученными на дистанциях 1 и 16 км. Результаты такого анализа приведены на рис. 10.27.

Для звука с частотой 33 Гц в данном волноводу наблюдается одномодовое распространение, причем потери максимальны для верхнего гидрофона «Моллюска-07», расположенного на горизонте 9 м. Это обусловлено близостью к нему акустически «мягкой» границы – поверхности моря. График, соответствующий сигналу ТОН-66 Гц для точки излучения p.1 (1 км), иллюстрирует интерференцию 1-й и 2-й водной моды, но при распространении на 16 км из-за больших потерь вторая мода затухает и график $TL(z)$ в точке «М-07», соответствует первой водной моде с максимальной интенсивностью на горизонте 29 м. Для сигнала ТОН-132 Гц форма графика $TL(z)$ подобна для обеих точек излучения.

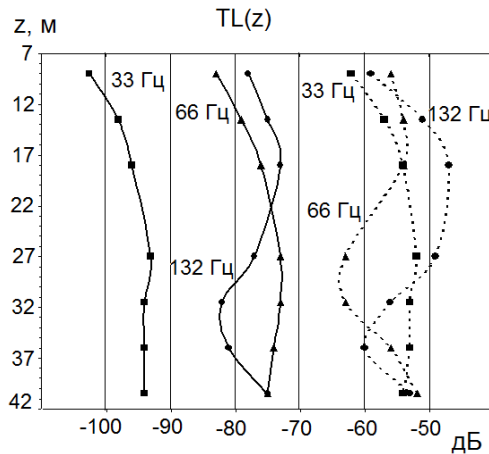


Рисунок 10.27 – Функции потерь $TL(z)$, измеренные на трассе «М-07» - р.5 во время излучения тональных сигналов на дистанциях 1 км (см. р.1 на рис. 10.26), для которых графики показаны штриховой линией, и 16 км (р.5), для которых графики показаны сплошной линией.

Рассмотрим зависимость значений функции потерь на дистанции 2 км от частоты генерируемого акустического сигнала и пространственной ориентации акустической трассы, а значит, от акустических свойств пород, слагающих дно в точке излучения. Такое сравнение можно сделать по результатам акустических измерений на 12 трассах, показанных на рис. 10.28а. Поскольку трассы L-2 - L-6 подходят к скалистому берегу п-ва Гамова, то можно предположить близость коренных пород в соответствующих точках излучения, а на трассах L-10 - L-12 существенное увеличение толщины осадков. Результаты оценок значений потерь, измеренных на этих трассах на разных частотах, представлены на рис. 10.28б. На этом рисунке видно, что, как и ожидалось, изменения TL ($f = 162$ Гц) от пространственной ориентации трассы распространения незначительны – меньше 10 дБ. Надо учитывать, что длина трассы L-3 из-за близости берега равна 1.5 км, а не 2 км, как у всех остальных.

Для сигнала ТОН-36 Гц изменения максимальны и достигают 22 дБ. Потери максимальны TL ($f = 36$ Гц) = -80 дБ на трассах L-3, L-4, приближающихся к скалистому берегу, и минимальны – -59 дБ на трассе L-12, которая направлена в залив Посьета. Следует так же отметить резкое уменьшение TL ($f = 36$ Гц) с -79 до -62 дБ при переходе с трассы L-4 на L-5, затем потери снова нарастают до -76 дБ на трассе L-8. На рис. 10.27а видно, что трасса L-5 отличается от L-4 открытостью и удалением от скалистого берега, а трасса L-8, на которой TL ($f = 36$ Гц) = -76 дБ, визуально не отличается от ближних профилей и поэтому высокие значения потерь на этом профиле, по-видимому, вызваны особенностями пространственной интерференции.

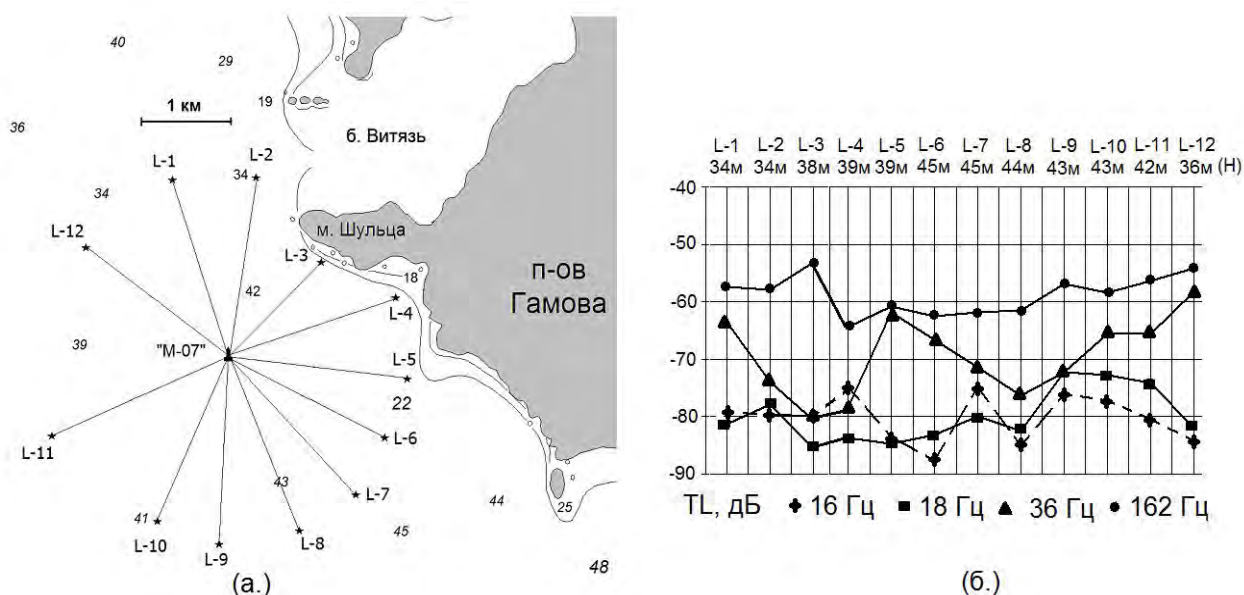


Рисунок 10.28 – Схема эксперимента – (а.) и результаты анализа акустических измерений - (б.).

Для акустических сигналов с частотой 16 и 18 Гц значения потерь колеблются около -80 дБ, но можно отметить их стабилизацию и уменьшение на трассах L-9 - L-11. Причем на этих трассах потери для сигнала ТОН-18 Гц примерно на 5 дБ меньше, чем для сигнала ТОН-16 Гц. На трассах, приближающихся к скалам L-3, L-4, наоборот, потери для сигнала с частотой 16 Гц на 5-10 дБ были меньше, чем для сигнала 18 Гц. Возможно, на трассах L-9 - L-11 слой осадков позволяет сформироваться на этих частотах распространяющимся донно-водным акустическим модам.

Список использованных источников

- 1 А.Н. Рутенко, А.В. Гаврилевский, В.Ф. Путов, А.А. Соловьев, Д.С. Манульчев Мониторинг антропогенных шумов на шельфе о. Сахалин во время сейсморазведочных исследований // Акустический журнал. 2016. Том 62. №1.
- 2 Trofimov M.Y., Kozitskiy S.B., Zakharenko A.D. A mode parabolic equation method in the case of the resonant mode interaction // Wave Motion, 2015, V. 58, P. 42-52.
- 3 Рутенко А.Н. Натурные и модельные исследования распространения сейсмоакустических сигналов в 3-D геоакустических волноводах с сухопутными участками / Доклады XV школы-семинара им. акад. Л.М. Бреховских «Акустика океана» М.: ГЕОС. 2016. С. 80-83.
- 4 Рутенко А.Н., Фершалов М.Ю., Jenkerson M.R. 3-D моделирование акустического поля, формируемого на шельфе во время забивки фундаментных свай на берегу / Доклады XV школы-семинара им. акад. Л.М. Бреховских «Акустика океана» М.: ГЕОС. 2016. С.240-243

- 5 Trofimov M.Y., Kozitskiy S.B., Zakharenko A.D. A mode parabolic equation method in the case of the resonant mode interaction // *Wave Motion*, 2015, V. 58, P. 42-52.
- 6 Ф.Б. Енсен, У.А. Куперман Детерминированные модели распространения звука // *Подводная акустика и обработка сигналов / Под ред. Л Бьерна. М.: «Мир», 1985. С. 125-134.*
- 7 Беспалов Л.А., Державин А.И., Кудрявцев О.В и др. Акустика океана / Сб. трудов VII школы-семинара акад. Л.М. Бреховских. М.: ГЕОС, 1998. С. 104-108.
- 8 Rutenko A.N., Borisov S.V., Gritsenko A.V., Jenkerson M.R. Calibrating and monitoring the western gray whale mitigation zone and estimating acoustic transmission during a 3-D seismic survey, Sakhalin Island, Russia // *Environmental Monitoring and Assessment*. 2007. Vol. 134. P. 21-44.
- 9 Рутенко А.Н., Расса Р. Организация и результаты акустического мониторинга во время постановки оснований нефтедобывающих платформ «Лунское» и «ПА-Б» на шельфе о. Сахалин // *Акустика океана / Доклады 11-ой школы-семинара акад. Л.М. Бреховских М.: ГЕОС. 2006. С. 353-356.*
- 10 Рутенко А.Н., Гриценко В.А. Мониторинг антропогенных акустических шумов на шельфе о. Сахалин // *Акуст. журн.* 2010. №1. С.77-81.
- 11 Рутенко А.Н., Гаврилевский А.В., Ковзель Д.Г., Коротченко Р.А., Путов В.Ф., Соловьев А.А. Мониторинг параметров сейсмоакустических импульсов и антропогенных шумов на шельфе о. Сахалин // *Акуст. журн.* 2012. Том. 58. №2. С. 248-257.
- 12 Рутенко А.Н., Боровой Д.И., Гриценко В.А., Петров П.С., Ущиповский В.Г., Voekholt M. Акустический мониторинг и результаты исследований распространения в прибрежную зону энергии сесморазведочных импульсов // *Акуст. журн.* 2012. Том. 58. №3. С. 356-369
- 13 Blackwell S.B., Lawson J.W., Williams M.T. Tolerance by ringed seals (*Phoca hispida*) to impact pipe-driving and construction sounds at an oil production island // *J. Acoust. Soc. Am.* 115(5), Pt. 1, May 2004, P. 2346-2357
- 14 Ковзель Д.Г., Рутенко А.Н., Ущиповский В.Г. Автономная вертикальная акустико-гидрофизическая измерительная система «Моллюск-07» // *Приборы и техника эксперимента.* 2008. № 5. С. 138-142.
- 15 Борисов С.В., Гриценко А.В., Ковзель Д.Г. и др. Аппаратурный комплекс для акустико-гидрофизических исследований на шельфе и результаты его применения в натуральных экспериментах // *Вестник ДВО РАН.* 2003. №2. С.16-29.
- 16 Экологический генератор отпугивающих звуков. Пат. RU 2447658 С2. Российская федерация / Гореликов А.И. – 2010126403/13; заявлено 28.06.2010; опубликовано 20.04.2012.
- 17 Борисов С.В., Пенкин С.И., Рутенко А.Н. Резонансный излучатель для генерирования на берегу сейсмических волн и результаты его применения в прибрежных экспериментах / Сб.

- трудов научной конф., посв. 100-летию со дня рождения А.В. Римского-Корсакова. – М.: ГЕОС. 2010. С. 173-175.
- 18 Круглов М.В., Рутенко А.Н., Расса R. Построение экспериментальных оценок уровней акустических шумов на границах районов кормления серых китов во время будущей индустриальной деятельности нефтедобывающих компаний на северо-восточном шельфе о. Сахалин // Акустика океана / Доклады 11-ой школы-семинара акад. Л.М. Бреховских М.: ГЕОС. 2006. С. 340-343.
- 19 Кацнельсон Б.Г., Петников В.Г. Акустика мелкого моря. М.: Наука, 1997. 189с.
- 20 Вадов Р.А. Энергетические характеристики звуковых полей в Черном море // Акустический журнал. 1998. Том. 44. №3. С. 318-325.
- 21 Collins M.D. A split-step Pade solution for the parabolic equation method// J. Acoust. Soc. Am. 1993. V. 93. P. 1736-1742.
- 22 Jensen F.B., Kuperman W.A., Porter M.B., Schmidt H. Computational ocean acoustics. New York: AIP press. 1994. 612p.
- 23 Коротченко Р.А., Рутенко А.Н., Ущиповский В.Г. Результаты экспериментальных и теоретических исследований распространения низкочастотного звука на шельфе // Акустика океана / Доклады 12-ой школы-семинара им. акад. Л.М. Бреховских. М.:ГЕОС. 2009. С. 95-98.
- 24 А.Н. Рутенко, Д.С. Манульчев, А.А. Соловьев Исследование распространения энергии низкочастотных акустических и сейсмических волн на шельфе // Акустический журнал. 2013. Том. 59. №3. С. 363-377.

11 Разработка физических основ и новых нелинейных методов акустической диагностики высокого разрешения толщи океана и изучение акустическими методами нелинейных волновых явлений в океане

11.1 Введение

В отчете представлены результаты исследований, выполненных лабораторией гидрофизики ТОИ ДВО РАН по разделу "Разработка физических основ и новых нелинейных методов акустической диагностики высокого разрешения толщи океана и изучение акустическими методами нелинейных волновых явлений в океане " темы 2 "Изучение фундаментальных основ возникновения, развития, трансформации и взаимодействия гидроакустических, гидрофизических и геофизических полей в условиях глубокого и мелкого моря, а также развитие акустических методов связи, локации и диагностики сложных систем " (№ гос.рег. 01201363046) в течение 4-х лет с 2013 г. по 2016 гг.

Основной целью работы являлась разработка физических основ и использование новых нелинейных методов акустической диагностики толщи океана для изучения пространственно-временной структуры мелкомасштабных неоднородностей в верхнем слое моря, в том числе в шельфовых областях Дальневосточных морей.

В работе проводились экспериментальные исследования структуры и динамики мелкомасштабных неоднородностей деятельного слоя океана методами акустического зондирования. Для достижения этой цели требовалось провести изучение физических механизмов взаимодействия звука с различными фазовыми включениями, типичными для морской воды и других микронеоднородных жидкостей.

Акустические методы изучения свойств микронеоднородной жидкости занимают значительное место среди других, что связано с малым затуханием звуковых волн в жидкости и сильным их нелинейным взаимодействием с неоднородностями среды. Такие характеристики акустического поля как коэффициент поглощения звука, нелинейный акустический параметр, коэффициент рассеяния и скорость звука тесно связаны с наличием микронеоднородностей в жидкости. Теория акустического взаимодействия звука с микронеоднородностями в жидкостях показывает возможность спектроскопии микронеоднородностей. Разработка методов спектроскопии является предметом многих экспериментальных работ. Однако в целом задачу нельзя считать решенной, что связано с многообразием факторов, влияющих на свойства микронеоднородной жидкости. К ним можно отнести изменчивость основных характеристик звукового поля в условиях большой концентрации и многообразия типов микронеоднородностей, а также вблизи точек фазовых переходов.

Морская вода является сложной средой, одновременно содержащей различные фазовые включения – пузырьки и твердые взвеси, включения биологического происхождения – зоо и фитопланктон, продукты распада биологических систем, а также рыбу и другие морские организмы различного размера. Такие гетерогенные микронеоднородности морской среды одновременно приводят к рассеянию звука, дополнительному затуханию, дисперсии скорости звука, появлению дополнительной нелинейности среды, а также к изменению целого ряда других акустических характеристик морской среды, важных для проведения исследований и измерений в акустике океана [1-4]. Решения обратных задач восстановления структуры и размерного состава неоднородностей на основе данных акустического зондирования является одной из актуальных задач в акустике океана, над которыми работают коллективы видных ученых из ведущих научных центров США, Канады, Великобритании, Франции, Китая. Ярким подтверждением авторитета и значимости отечественных работ в указанной области акустики океана было успешное проведение во Владивостоке с 23 по 26 сентября 2015 года Пятой Тихоокеанской конференции по подводной акустике "Подводные неоднородности: диагностика и применение" на базе ДВФУ и ТОИ ДВО РАН [5]. Тихоокеанские конференции по подводной акустике (Pacific Rim Underwater Acoustic Conference - PRUAC) проводятся один раз в два года, начиная с 2005 г. Основные страны – участницы конференции расположены вдоль побережья Тихого океана и вносят основной вклад в изучение Тихого океана, включая развитие методов подводной акустики. Конференции проводятся поочередно в различных странах Тихоокеанского бассейна. Предыдущие конференции проводились в Канаде, США, Южной Корее, КНР. Конференции активно поддерживаются национальными акустическими обществами стран – участниц. Очередную Пятую Тихоокеанскую конференцию по подводной акустике (Fifth Pacific Rim Underwater Acoustics Conference 2015 - PRUAC 2015) международным комитетом PRUAC было решено провести в России - стране, достижения которой в области подводной акустики находятся на переднем фронте науки. Перечень направлений PRUAC 2015 во многом традиционен, хотя основная тема каждой конференции различна и выбирается исходя из актуальности вопросов – нерешенных и новых "горячих точек" подводной акустики. Основная тема PRUAC 2015 была "Подводные неоднородности: диагностика и применение" и она ярко подтверждает актуальность тематики работ лаборатории гидрофизики по разделу "Разработка физических основ и новых нелинейных методов акустической диагностики высокого разрешения толщи океана и изучение акустическими методами нелинейных волновых явлений в океане".

В настоящем разделе представлены результаты исследований структуры мелкомасштабных неоднородностей в деятельном слое моря с применением акустического зондирования. Акустические исследования основывались на методе обратного рассеяния звука. Акустические методы позволяли оценить вклад достаточно крупных фазовых включений, составляющих

гетерогенные неоднородности в деятельном слое моря: крупный планктон (в основном, зоопланктон), рыбу, твердые взвеси, пузырьки газа и др. Выявлена сложная пространственная структура мелкомасштабных неоднородностей приповерхностного слоя моря. Проанализированы характерные вариации глубины залегания термоклина, связанные с приливными течениями и внутренними волнами различных масштабов. Показано, что метод акустического зондирования позволяет изучать мелкомасштабную структуру водной среды в шельфовой части моря и ее пространственно-временную изменчивость, связанную с проявлением внутренних волн, наличием пузырьков, планктона, турбулентных образований, твердых взвесей.

На практике часто возникает необходимость получения информации не только о суммарной концентрации микронеоднородностей, но также о отдельном вкладе каждого из типов включений. Особый интерес представляет разработка методов решения обратных задач, таких как, например, установление по микроскопическим свойствам типа и спектрального состава фазовых включений. В последнее время стало ясно, что традиционные линейные методы акустической диагностики микронеоднородных сред оказываются зачастую противоречивыми и в связи с этим возникла необходимость разработки других, более совершенных методов. Таковыми оказались, прежде всего, нелинейные методы [6, 7], а также методы, использующие анализ более тонких, нестационарных эффектов рассеяния и распространения звука в микронеоднородных средах [8, 9]. В настоящем разделе представлены результаты использования дистанционного метода акустического зондирования для изучения распределения пузырьков в приповерхностных слоях морской воды, структуры и динамики планктонных сообществ в деятельном слое океана. Была изучена возможность использования узколучевых нелинейных параметрических излучателей для зондирования неоднородностей морской среды с высоким пространственным разрешением и показана его эффективность.

Были проведены широкомасштабные экспериментальные исследования нелинейных характеристик верхнего слоя моря: акустической нелинейности и кавитационной прочности морской воды на различных глубинах. Показано, что в приповерхностном слое до глубины 7-10 метров наблюдается повышение акустической нелинейности и одновременное понижение кавитационной прочности морской воды, которые мы связываем с наличием газовых пузырьков, всегда присутствующих в подповерхностном слое. Экспериментальные работы проводились в ежегодных экспедициях в заливе Петра Великого Японского моря в различное время с мая по октябрь каждый сезон на маломерных НИС "Малахит" и НИС "Импульс", а также в северной части Тихого океана и восточной Арктике на учебном судне "Профессор Хлюстин" Морского государственного университета им. адм. Г.И. Невельского с 23 июля по 11 сентября 2013 г. Разработанные методы акустического зондирования с высоким пространственным разрешением позволили получить данные о распределении зоопланктона на большой акватории в заливе Петра

Великого Японского моря (~50 кв.км) и его сезонной изменчивости, которые согласуются с данными облова зоопланктона традиционными методами. Кроме того, были проведены исследования распределения планктона в северной части Японского моря и в Охотском море, которые выявили их существенную пространственную изменчивость вблизи гидрологических фронтов и вблизи шельфа. Основная новизна работы заключалась в применении новых акустических методов изучения структуры, основанных на использовании многочастотного рассеяния звука и применении сложных сигналов, в том числе с использованием остронаправленных параметрических акустических излучающих систем

11.2 Экспериментальные методы, аппаратура и районы работ

Метод измерения коэффициентов рассеяния звука в приповерхностном слое моря основывался на остронаправленном излучении звука различных частот, приеме сигналов обратного рассеяния звука, вводу, записи и первичной обработки акустической информации на персональных компьютерах. Метод прошел многолетнюю апробацию в экспедиционных условиях, его основные черты отражены в [8 - 10].

Для долговременных наблюдений за звукорассеивающими неоднородностями в б.Витязь залива Петра Великого Японского моря на морском полигоне МЭС "Шульц" была установлена донная акустическая система на базе трехэлементного пьезокерамического излучателя с резонансными частотами 138, 216 и 519 кГц, параметрического двухэлементного излучателя с частотами 300 и 50 кГц, излучателя с резонансной частотой 170 кГц и комплекса аппаратуры, расположенного на берегу в специальном павильоне. На рис.11.1 показан внешний вид донной системы перед постановкой в море. Все акустические излучатели способны работать в режиме приема сигналов обратного рассеяния. Ниже приведены краткие характеристики излучателей донной станции.

Трехэлементный излучатель имеет ширину основного лепестка характеристики направленности на частоте 138 кГц равную 11.5° , на частоте 216 кГц – 7.2° , на частоте 519 кГц - 3° . Параметрический преобразователь имеет следующие характеристики: частота излучения звукового импульса – 300 кГц, звуковое давление на оси излучателя при напряжении 180 Вольт - 160 кПа, ширина основного лепестка характеристики направленности на частоте 300 кГц – 3.8° , частота приемного преобразователя – 50 кГц, излучатель на частоте 170 кГц имеет ширину основного лепестка характеристики направленности 4.6° .



Рисунок 11.1 – Донная станция перед постановкой в море: 1 - трехэлементный излучатель, 2 - параметрический двухэлементный излучатель, излучатель с резонансной частотой 170 кГц.

В дальнейшем донная станция модернизировалась, проходила профилактику и ниже на рисунке 11.2 представлен внешний вид станции на основе параметрического двухэлементного излучателя, который использовался в июле - августе 2016 г и на рисунке 11.3 - внешний вид станции на основе трехэлементного излучателя, которая в настоящее время находится на дне бухты Витязь в рабочем состоянии.

В состав оборудования, предназначенного для акустического зондирования моря, входили: донная станция на основе системы для измерения обратного рассеяния звука в деятельном слое моря с приемом на береговом посту; двухчастотный гидролокатор на базе рыбопоискового эхолота FURUNO FCV 1150 с рабочими частотами, настраиваемыми в зависимости от типа излучателя в интервале от 28 кГц до 200 кГц; акустический профилограф течений ADP фирмы SONTEC, позволяющий проводить измерения коэффициентов рассеяния звука на частоте 250 кГц; навигационная система GPS со специализированным программным обеспечением для задач акустического мониторинга; макет многоэлементной акустической излучающей антенны.



Рисунок 11.2 – Донная станция на базе параметрического двухэлементного излучателя (частоты 250-300 кГц и 50 кГц) перед постановкой в море в августе 2016 г. (справа располагается высокочастотный измерительный гидрофон)



Рисунок 11.3 – Донная станция на базе трехэлементного многочастотного излучателя перед постановкой в море в сентябре 2016 г. (сбоку располагается высокочастотный измерительный гидрофон)

Береговой комплекс аппаратуры позволял производить многочастотное измерение сигналов рассеяния различными методами. Применялся метод одновременного излучения импульсов разных частот с последующей фильтрацией принимаемых сигналов по каналам [10, 11]. На рисунке 11.5 изображена схема измерений сигналов обратного рассеяния звука при одновременном излучении акустических импульсов. В качестве цифрового генератора сигналов применялся программируемый генератор ГСПФ-053 фирмы «Руднев и Шиляев» (Москва). Широкополосные усилители мощности У7-5 использовались в качестве предварительных усилителей, окончательными усилителями были усилители, выполненные на базе высоковольтных транзисторов и позволяли поднимать выходное напряжение до 400 Вольт. Коммутатор сигналов был выполнен по схеме диодных коммутаторов эхолотов. В качестве селективных усилителей использовались нановольтметры SN-233 и SN-232 фирмы UNIPAN (Польша), третьоктавные фильтры RFT01018 фирмы Robotron (ГДР), микрофонные усилители RFT00011 фирмы Robotron (ГДР), фильтры на отдельные частоты были изготовлены в лаборатории гидрофизики ТОИ.

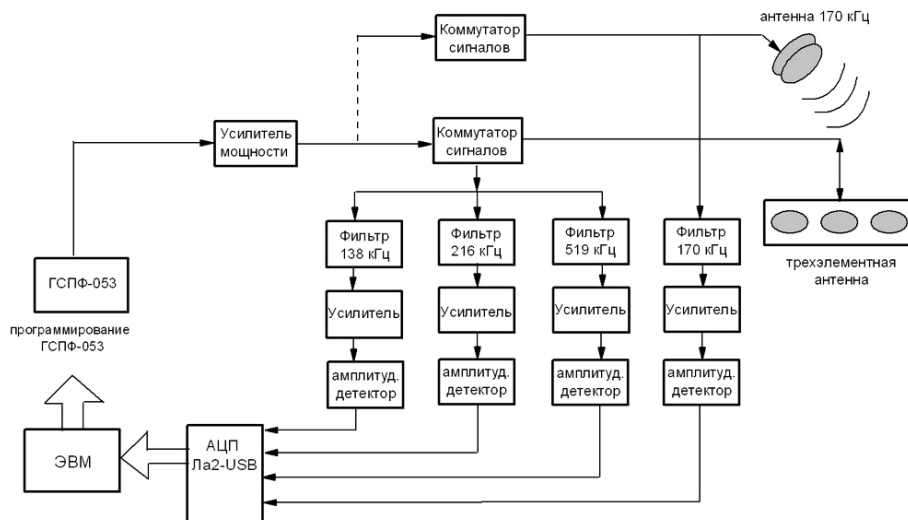


Рисунок 11.4 – Схема акустических измерений при одновременном излучении импульсов.

Береговой комплекс аппаратуры располагался в непосредственной близости от донной станции и был связан подводным кабелем (см. рисунок 11.5).



Рисунок 11.5 – Схема расположения и фотографии лабораторных помещений для обеспечения акустических исследований на донной станции МЭС "Шульц"

Для проведения многочастотного зондирования мелкомасштабных неоднородностей морской среды была разработана система с временным разделением частотных каналов. На рис. 11.6 изображена функциональная схема тракта излучения системы с временным разделением частотных каналов.

Цифровой генератор ГСПФ-053 по разработанной программе последовательно формировал импульсы частот 170, 300 и 700 кГц и бигармонический импульс с частотами 712.5 и 687.5 кГц, которые усиливались и посылались через одну общую жилу широкополосного кабеля к излучающей антенне. Антенна состояла из набора излучателей с соответствующими резонансными частотами, включенных параллельно друг другу. Каждый излучатель возбуждался импульсом на частоте, соответствующей собственной резонансной частоте и принимал сигналы рассеяния. Таким образом, в каждом временном отрезке излучалась и принималась только одна частота одним из излучателей. Принимаемые сигналы усиливались и оцифровывались цифровым накопителем МА-16. Были выяснены основные преимущества метода с временным разделением частот по сравнению с методом синхронного многочастотного излучения, которые состоят в следующем: - большая компактность системы (один тракт излучения и один тракт приема на все частоты акустических сигналов, применение одного коаксиального одножильного морского кабеля для всех излучателей антенны); - наличие высокой стабильности цифрового сигнала излучения; - большая по сравнению с параметрическим методом мощность излучения на всех

частотах; - отсутствие необходимости использовать высокочастотные фильтры (частоты разделены во времени), что в итоге резко улучшает пространственно-временное разрешение.

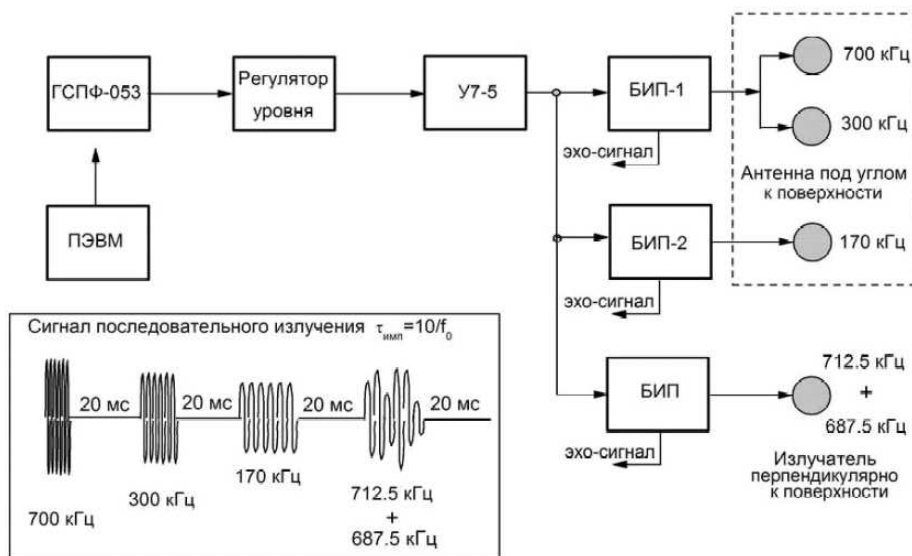


Рисунок 11.6 – Тракт излучения системы с временным разделением частотных каналов и осциллограмма сигнала, поступающего в тракт излучения.

Регулярно проводилась калибровка тракта излучения – приема донной станции с целью определения амплитудно-частотной характеристики АЧХ в диапазоне 100-600 кГц. На рисунке 11.7. показана функциональная схема для проведения калибровочных измерений.

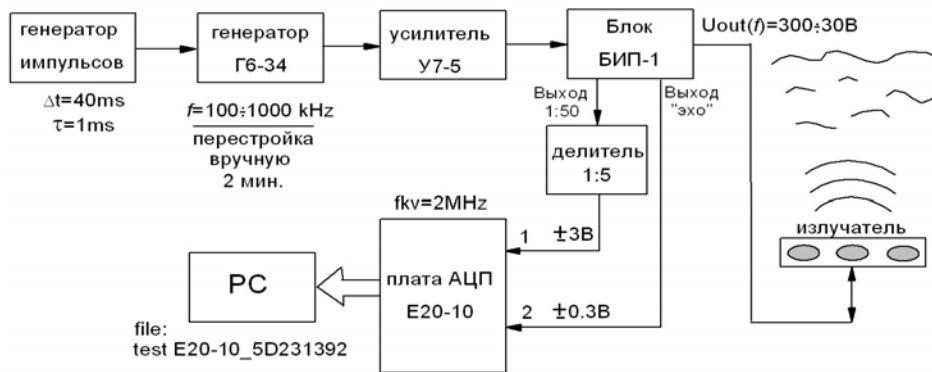


Рисунок 11.7 – Функциональная схема для проведения измерения АЧХ тракта излучения-приема трехэлементного излучателя донной станции.

На рисунке 11.8 показана чувствительность тракта излучения-приема донной станции в диапазоне частот 20 кГц-250 кГц в единицах мкВ/Па.

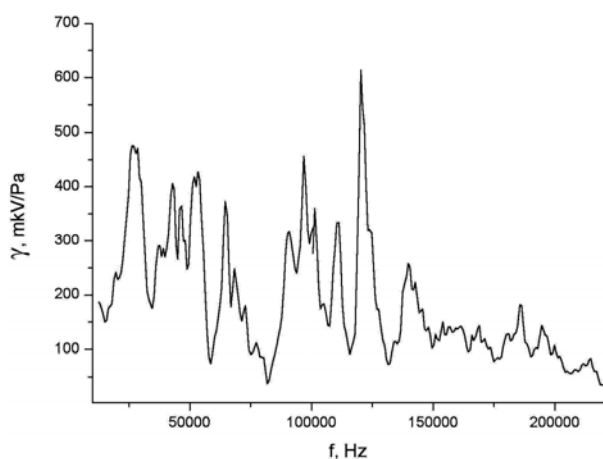


Рисунок 11.8 – АЧХ чувствительности излучателя донной станции в режиме приема в области низких частот 20 кГц-250 кГц

В качестве приемного гидрофона в настоящее время на донной станции установлен высокочастотный сферический гидрофон диаметром 7 мм. На рисунке 11.9 показан график частотной зависимости чувствительности гидрофона в сравнении с промышленным гидрофоном фирмы "Ахтуба" в диапазоне 40-300 кГц.

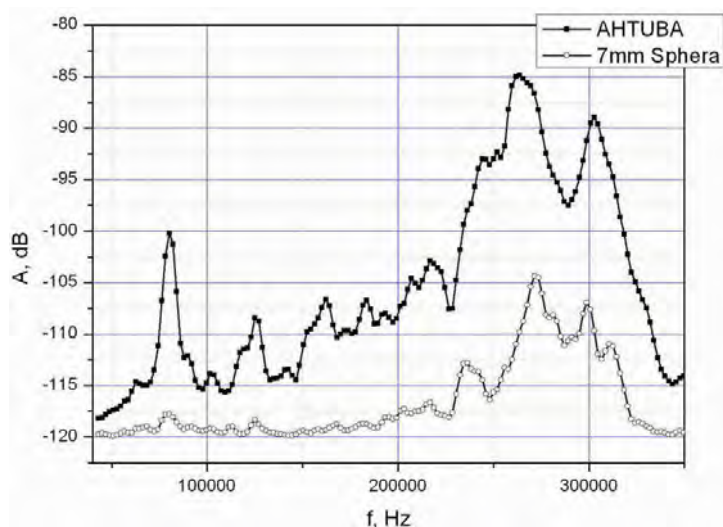


Рисунок 11.9 – Частотная зависимость чувствительности гидрофона в сравнении с гидрофоном фирмы "Ахтуба" в диапазоне 40-300 кГц.

Для прецизионных измерений была подготовлена высоконаправленная акустическая излучающая антенна, позволяющая реализовать параметрическое нелинейное взаимодействие в широкой полосе разностных частот. Антенна состоит из 56 элементов в виде круглого поршня с диаметром 45 мм. Все 56 элементов поделены на 4 отдельные группы, т.е. каждая группа состоит

из 14 соединенных параллельно между собой элементов. Общий вид антенны представлен на рисунке 11.10.



Рисунок 11.10 – Общий вид многоэлементной антенны.

На рисунке 11.11 представлена структура осевого распределения поля параметрического излучателя на основе данной антенны, вычисленная для случая бигармонической накачки с суммарной мощностью излучения в импульсе 300 Вт.

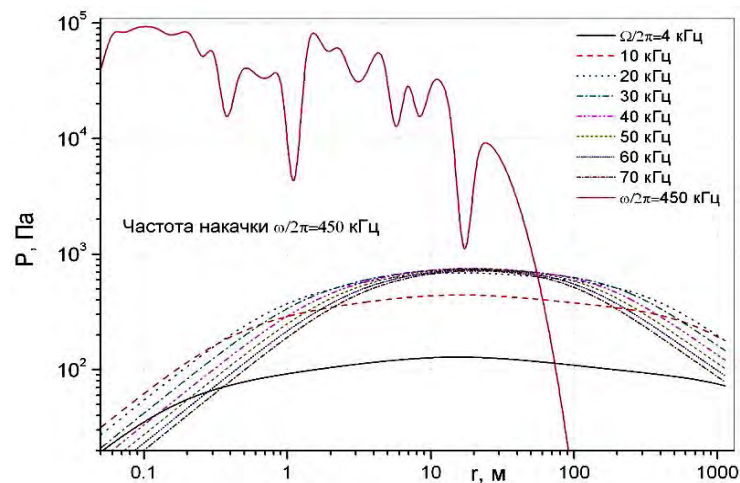


Рисунок 11.11 – Структура осевого распределения поля параметрической антенны с частотой накачки 450 кГц.

На рисунке 11.12 представлена амплитудно-частотная характеристика параметрической антенны, измеренная в морских экспериментах с накачкой ~ 425 и ~ 457 кГц и разностной частотой ~ 32 кГц. Видно, что измерения на расстояниях ~ 10 - 20 м дают разность между давлением в волне накачки и волне разностной частоты около 20 дБ. Сравнивая с результатами расчетов, представленными на рисунке 3.22, видно, что наблюдается совпадение на расстоянии около 20 м.

Следует отметить, что направленность для такой антенны на разностных частотах в интервале 20-70 кГц составляет чрезвычайно малую величину около 0.4° .

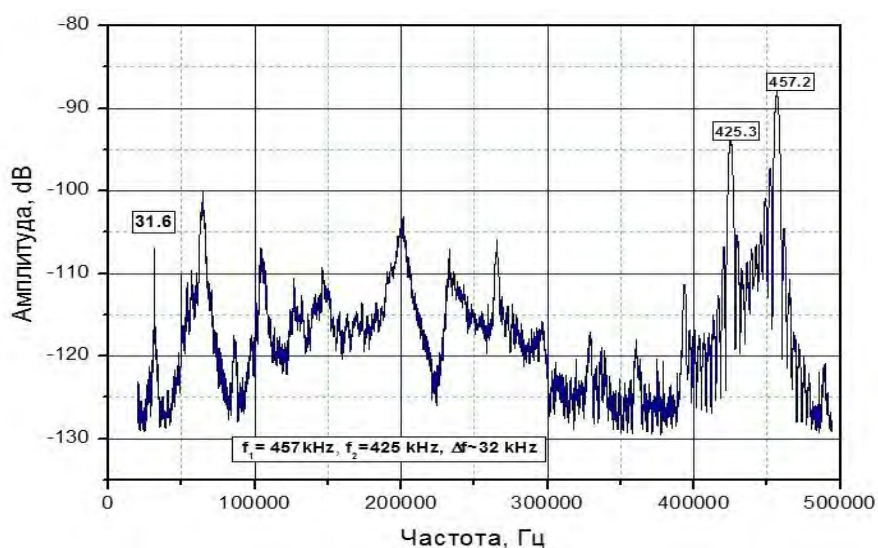


Рисунок 11.12 – Амплитудно-частотная характеристика параметрической антенны с накачкой 425 кГц и 457 кГц и разностной частотой ~ 32 кГц.

Для выполнения работ по исследованию нелинейных процессов была отработана методика и проведены исследования нелинейного рассеяния звука и нелинейного параметра морской воды на отдельных станциях. Исследования проводились с помощью зондирующей установки на основе акустической антенны, излучатели которой установлены под углом для схождения акустических пучков в области нелинейного взаимодействия с микронеоднородностями морской среды. Схема измерения и внешний вид установки представлен на рисунке 11.13.

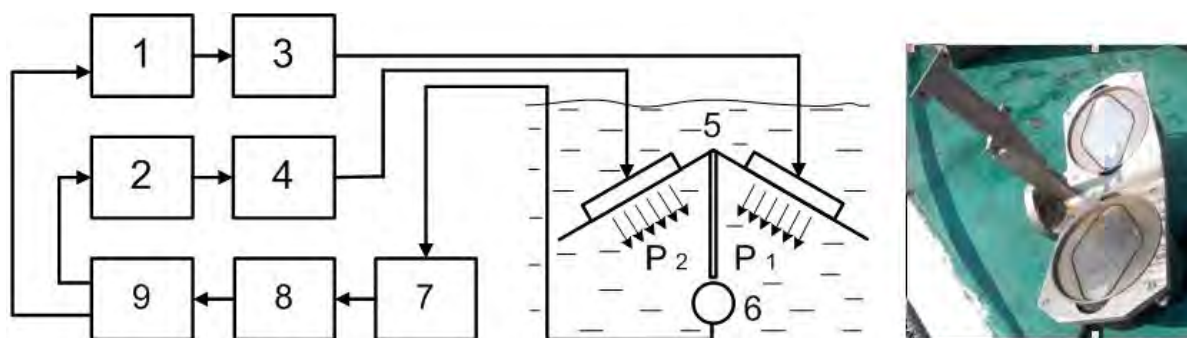


Рисунок 11.13 – Схема измерения и внешний вид установки: 1,2 - генераторы ГСПФ-053, 3 – первый канал усилителя мощности Phonic XP 5000, 4 – второй канал усилителя мощности Phonic XP 5000, 5 - гидроакустическая антенна, 6 - гидрофон, 7 – усилитель типа 2650 фирмы Bruel&Kjaer, 8 - селективный нановольтметр SN-233, 9 - компьютер с аналогово-цифровым преобразователем E20-10 фирмы Л-Кард.

Основные районы работ в 2013-2016 гг. представлены на рисунке 11.14.

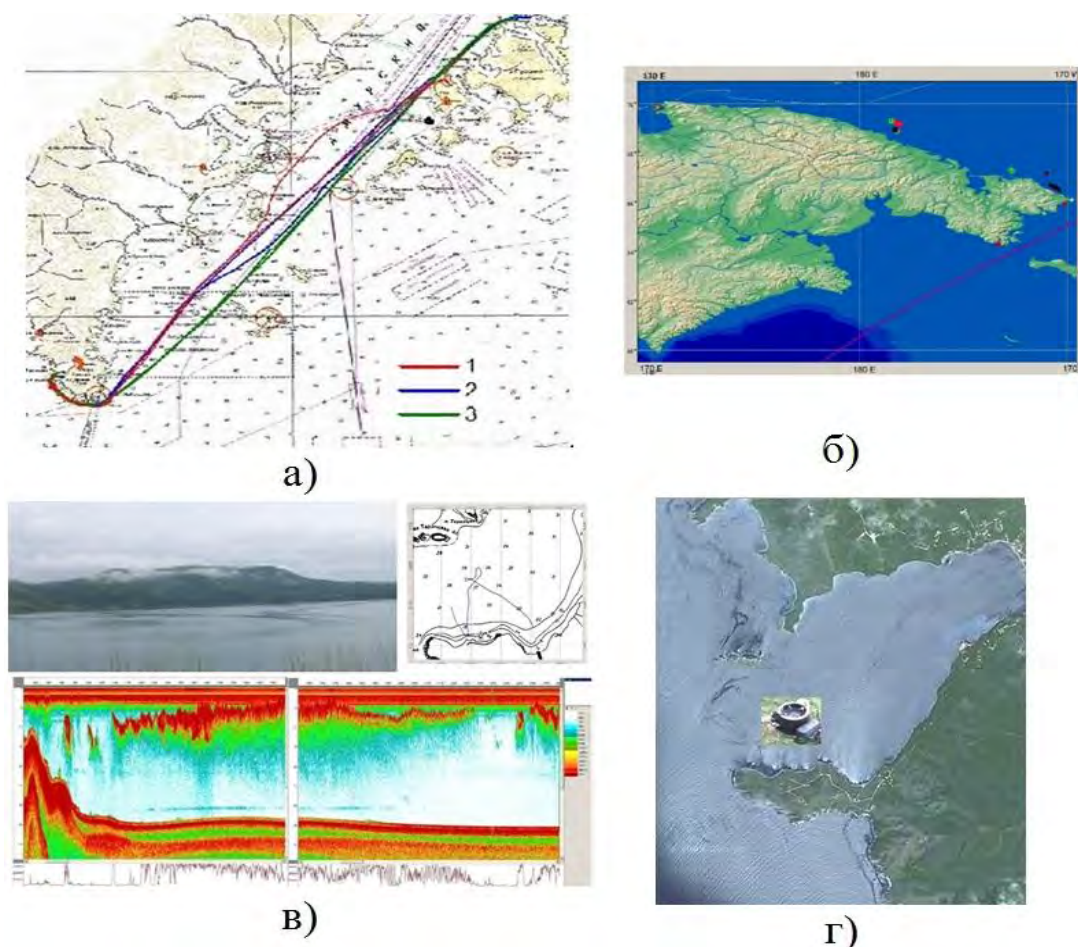


Рисунок 11.14 – Районы исследования рассеяния звука: а) Схемы трасс в заливе Петра Великого Японского моря в экспедициях на НИС «Импульс»; б) Схемы станций и полигонов в Восточной Арктике в экспедиции НИС «Профессор Хлюстин» ; в) Схема расположения трасс и типичная структура ЗРС в бухте Витязь МЭС "Шульц" ТОИ ДВО РАН; г) Схема расположения донной станции МЭС "Шульц" ТОИ ДВО РАН в бухте

11.3 Теоретические основы

11.3.1 Коэффициент рассеяния звука

Для описания рассеяния звука в среде с микронеоднородностями вводят понятие коэффициента рассеяния m_V [9, 12-18], который в приближении однократного рассеяния (борновском приближении) определяется согласно выражению $I_{bs} = I_i V m_V / r^2$, где $I_{bs} \sim P_{bs}^2$,

$I_i \sim P_i^2$ - интенсивности падающего на неоднородность и рассеянного звука соответственно, при этом P_i и P_{bs} - соответственно, амплитуды падающей на объем V волны и рассеянной в обратном направлении, r - расстояние до неоднородности, V - импульсный рассеивающий объем среды. Для остронаправленных излучателей, работающих в импульсном режиме, объем V можно записать в виде $V = \pi r^2 \theta^2 c \tau / 2$, где θ - ширина характеристики направленности излучателя, c - скорость звука, τ - длительность импульса звука. Экспериментальное значение коэффициента обратного рассеяния звука в жидкости можно записать в виде [9, 17,18]

$$m_V = \frac{2}{\pi \theta^2 c \tau} \left(\frac{P_{bs}}{P_i} \right)^2. \quad (11.1)$$

Часто коэффициент рассеяния звука m_v записывают в логарифмической форме – в децибелах согласно следующей формуле [17, 19-23]

$$S_V(\omega) = 10 \lg m_V(\omega), \quad (11.2)$$

при этом размерность m_v берут в м^{-1} . С помощью показанных формул можно экспериментально определить частотную зависимость $m_v(\omega)$ или $S_V(\omega)$, которая позволяет установить тип рассеивателей, а также некоторые их характеристики, например, функцию распределения по размерам $g(R)$ или объемную концентрацию V_0 , определяемую в виде

$$V_0 = (4\pi / 3) \int_{R_{\min}}^{R_{\max}} R^3 g(R) dR.$$

Удобно ввести в качестве характеристики звукорассеивающих слоев (ЗРС) усредненный по толщине слоя коэффициент рассеяния звука \overline{m}_V , который может изменяться вдоль трасс согласно формуле [22, 23]

$$\overline{m}_V(r) = \frac{1}{h_{\max}(r)} \left[\int_0^{h_{\max}(r)} m_V(r, z) dz \right]. \quad (11.3)$$

Для выявления пространственной изменчивости коэффициента рассеяния звука по глубине была введена следующая формула [22, 23]:

$$\overline{m}_V(z) = \frac{1}{L} \left[\int_0^L m_V(r, z) dr \right], \quad (11.4)$$

где L – длина трассы.

11.3.2 Возможность определения параметров среды по рассеянию звука

Наиболее сильными рассеивателями в верхнем слое моря являются пузырьки газа, наиболее сильно влияющие на параметры среды при сильном ветре. Коэффициент рассеяния звука или сечение рассеяния звука на пузырьках определяется с учетом различных типов функции распределения пузырьков по размерам. Укажем здесь наиболее типичное сечение стационарного рассеяния звука на резонансных пузырьках, которое равно [8, 9, 12-14]

$$\sigma_{bs} = \int_{R_{\min}}^{R_{\max}} \sigma_1(R)g(R)dR = \frac{\pi R_0^3 g(R_0)}{2\delta_0}, \quad (11.5)$$

где $\sigma_1(R)$ – сечение рассеяния на одиночном пузырьке, δ_0 – постоянная затухания колебаний резонансных пузырьков.

Сечение монопольного рассеяния звука на малых нерезонансных включениях с размерами меньше длины волны звука (твердые частицы, зоопланктон, фитопланктон, нерезонансные пузырьки) равно [1-3,8,9]

$$\sigma_{bs}^{(s)} = Dk^4, \quad D \approx \frac{1}{9} \left(\frac{\rho c^2}{\rho' c'^2} \right)^2 \int_{R_{\min}}^{R_{\max}} R^6 g(R) dR, \quad (11.6)$$

где $k = \omega/c$ - волновое число, а штрихи относятся к включению. Из (11.6) видно, что рассеяние звука здесь имеет типичный Рэлеевский характер, пропорциональный четвертой степени частоты $\sigma_{bs}^{(s)} \sim \omega^4$, и имеет полную аналогию с рассеянием света на малых микронеоднородностях в атмосфере [1,3,9,18]. Величина D для гауссовской и степенной функций распределения равна [9, 22, 24]

$$D \approx \begin{cases} \frac{1}{9} \left(\frac{\rho c^2}{\rho' c'^2} \right)^2 \bar{R}^3 V_0, & g(R) \sim \exp\left(-\frac{(R - \bar{R})^2}{2\Delta^2}\right), \\ \frac{1}{9} \left(\frac{\rho c^2}{\rho' c'^2} \right)^2 \left(\frac{4-n}{7-n}\right) R_{\min} V_0, & g(R) \sim R^{-n} \end{cases}, \quad (11.7)$$

где R_{\min} - минимальный размер включений, Δ - характерная ширина гауссовского распределения. Приведенные формулы позволяют в принципе определить объемную концентрацию V_0 нерезонансных включений. Однако при наличии в толще жидкости одновременно различных микронеоднородностей выявить их тип и вычислить концентрацию на основании приведенных формул не представляется возможным.

11.3.3 Оценки распределения биомассы на основе рассеяния звука

Вопрос о связи между пространственным распределением коэффициента рассеяния звука $m_v(r) = \int_{R_{\min}}^{R_{\max}} \sigma_1(R)g(R,r)dR$ и распределением биомассы $m_g(r) = (4\pi/3) \int_{R_{\min}}^{R_{\max}} \rho'(r)R^3 g(R,r)dR$ в морской среде активно обсуждается с начала 1960-х годов [9, 22-32]. Здесь введены обозначения: σ_1 - сечение рассеяния на одиночном объекте, $\rho'(r)$ - распределение плотности внутри одиночных объектов, $g(R,r)$ - функция распределения по размерам в пространстве. Имеется много моделей, связывающих сечение рассеяния на отдельном объекте с его конфигурацией, распределением по размерам, угловой характеристикой рассеяния звука, возможностью эффектов затенения при многократном рассеянии звука при больших концентрациях биомассы и т.д. [24-30, 32]. В настоящем отчете представлены результаты, полученные частично на основе типичных теоретических формул, наиболее употребительных в настоящее время в биоакустическом сообществе, и частично с применением эмпирически подобранных коэффициентов для нашего района исследований и их сопоставления с данными биологического облова *in situ*.

В основу рассмотрения положены два типа распределений включений по размерам – степенное и гауссовское. В качестве сечения рассеяния на одиночном объекте σ_1 можно выбрать любое в рамках наиболее популярных моделей, в дальнейшем рассмотрим сечения, определяемые модифицированной моделью Стентона [25, 27, 30, 32]. Указанное сечение не имеют резонансного характера, поэтому выражение для связи m_g и m_v существенно упрощаются как для степенного, так и для гауссовского распределения. В итоге можно написать следующее общее выражение, позволяющее по экспериментальным данным для m_v получать данные по распределению биомассы m_g в рамках двух распределений – степенного и гауссовского [22-24]:

$$m_g^{(P,G)}(r, f) = D^{(P,G)}(f)m_v(r, f), \quad (11.8)$$

где коэффициент $D^{(P,G)}(f)$ равен

$$D^{(P,G)}(f) = \begin{cases} \frac{4\pi\rho'}{3(4-n)} \frac{R_{\max}^{4-n}}{\int_{R_{\min}}^{R_{\max}} \sigma_1(R, f)R^{-n}dR}, & g^{(P)} \sim R^{-n} \\ \frac{4\pi\rho'}{3} \frac{\bar{R}^3}{\sigma_1(\bar{R}, f)}, & g^{(G)} \sim e^{[-(R-\bar{R}(r))^2/\Delta^2]} \end{cases}, \quad (11.9)$$

Следует обратить внимание на зависимость от частоты, которая появляется в формулах через частотную зависимость сечения рассеяния на одиночном включении $\sigma_1(R, f)$.

Зависимость коэффициента $D^{(P)}$ от частоты и максимальных размеров включений, подчиняющихся степенному закону распределения по размерам подробно обсуждалась в работах [22-32] и там представлены подробные графики. Данные графики позволяют определить массовую концентрацию включений m_g (например, зоопланктона) в граммах на литр морской воды по экспериментальным значениям коэффициента рассеяния звука m_v , измеренным в м^{-1} .

Для примера покажем характерную оценку. Существует эмпирическая связь веса (в граммах) и длины планктона (в см) [22-24] $W(L) = 8.035 \cdot 10^{-5} L^{2.295}$, а также веса и радиуса эквивалентной сферы $R(L) \approx (0.996W(L) + 7.7 \cdot 10^{-10})^{1/3}$. Именно последняя величина фигурирует в представленных выше уравнениях. Предположим, что максимальная длина планктона порядка сантиметров, тогда эквивалентный размер в распределении планктона по размерам имеет величину $R_{\max} \sim 0.04$ см и для типичной частоты $f \sim 100$ кГц получаем $D^{(P)} \sim 5 \cdot 10^4$ г·м/л и для достаточно часто встречающихся в морской практике величин $m_v \sim 10^{-6} - 10^{-7} \text{ м}^{-1}$, получаем $m_g \sim 5 \cdot 10^{-2} - 10^{-3}$ г/л, которая согласно результатам облова планктона является слишком низкой величиной. Для приведения в соответствие экспериментальные результаты и оценки по приведенным выше формулам следует уменьшить максимальный размер планктона, который на данной частоте еще играет определяющую роль. Можно видеть, что уменьшение L_{\max} до 2 мм (это эквивалентно уменьшению R_{\max} до величины ~ 0.01 см), дает $D^{(P)} \sim 10^6$ г·м/л и соответственно повышает m_g до величины $m_g \sim 1$ г/л, находящейся в границах экспериментально установленной оценки концентрации планктона. В дальнейшем приведенные оценки коэффициентов $D^{(P)}$ являются основой для оценки распределения биомассы в морской среде.

11.3.4 Нестационарное рассеяние звука на пузырьках

Возможность отделения рассеяния звука на резонансных микронеоднородностях типа пузырьков от рассеяния на других нерезонансных микронеоднородностях, можно осуществить на применении нестационарной акустической спектроскопии [8, 13, 18]. Суть метода заключается в следующем. Резонансные газовые пузырьки имеют достаточно высокую добротность, поэтому установление стационарных колебаний пузырьков на резонансе происходит не мгновенно, а в течение некоторого времени, определяемого добротностью Q . Применяя акустические импульсы различной длительности τ по нарастанию рассеянного сигнала в зависимости от τ можно определить вклад резонансных пузырьков в общее рассеяние звука различными неоднородностями.

Суммарное сечение рассеяния от единицы объема среды в виде (далее для краткости опускаем зависимость сечения рассеяния среды вдоль распространения акустического импульса от пространственных и временных переменных)

$$\sigma_s = \sigma_s^{(b)} + \sigma_s^{(s)} = \int_{\{R\}} \left[|f^{(b)}|^2 g^{(b)}(R) + |f^{(s)}|^2 g^{(s)}(R) \right] dR. \quad (11.10)$$

Наиболее типичное выражения для стационарной амплитуды монопольного (объемного) рассеяния звука на пузырьках можно записать в виде [3, 8, 12] $|f^{(b)}| = R / \left[(R_0^2 / R^2 - 1)^2 + \delta^2 \right]$, где R_0 - размер резонансного пузырька на частоте ω , δ - постоянная затухания колебаний пузырька радиуса R на частоте ω . Вводя функцию $W(\tau) = (P_s / P_i) / \sqrt{\tau}$ можно получить следующую зависимость

$$\sigma_s^{(b)}(\tau) = \sigma_s^{(b)}(\infty) F(\tau / \tau_0), \quad \sigma_s^{(b)}(\infty) = \frac{\pi R^3 g^{(b)}(R)}{2\delta(R)} \quad (11.11)$$

$$F(\tau / \tau_0) = 1 - \frac{1 - \exp(\tau / \tau_0)}{(\tau / \tau_0)}, \quad \tau_0 = 1 / \omega\delta = Q / \omega, \quad (11.12)$$

что позволяет определить функцию распределения пузырьков в виде [8, 9]

$$g^{(b)}(R) = \frac{4\delta(R)}{\pi^2 c \theta^2 R^3} [W^2(\infty) - W^2(0)]. \quad (11.13)$$

Обозначения $W(\infty)$ и $W(0)$ отвечают условиям $\tau \gg \tau_0$ и $\tau \ll \tau_0$ соответственно. Таким образом, функция распределения пузырьков по размерам может быть определена по данным обратного рассеяния акустических импульсов большой и малой длительности. Сечение рассеяния на остальных включениях (типа твердых частиц и т.п.) можно определить по формуле [8, 18]:

$$\sigma_s^{(s)} = \frac{2}{\pi^2 c \theta^2 R^3} W^2(0). \quad (11.14)$$

Функция $W(\tau)$ плавно изменяется от значения $W(0)$ при $\tau \ll \tau_0$ до значения $W(\infty)$ при $\tau \gg \tau_0$, поэтому по виду функции $W(\tau)$ можно определить время нестационарности, имеющее вид

$$\tau_0 = 1 / \omega\delta = Q / \omega, \quad (11.15)$$

а затем вычислить добротность пузырьков Q на резонансной частоте. Следует отметить, что функция $F(\tau / \tau_0)$ непосредственно определяет эволюцию сечения нестационарного резонансного

рассеяния, поэтому именно эта функция позволяет на практике отделять резонансное рассеяние от нерезонансного фона, а также определять добротность пузырьков на различных частотах.

При наличии большого нерезонансного фона нестационарное отделение резонансного вклада от нерезонансного фона может оказаться затруднительным. На помощь приходит еще одна возможность, связанная с нелинейным характером пульсаций пузырьков уже при сравнительно небольших уровнях накачки. В дальнейшем речь идет о методе нелинейного нестационарного рассеяния для диагностики пузырьков в жидкости.

Сечение нелинейного рассеяния на одиночном пузырьке, равное при генерации разностной частоты $\sigma_{1\Omega}^{(2)}(R)$, можно определить из формулы

$$\sigma_{1\Omega}^{(2)}(R) = r^2 |P_{\Omega}^{(2)}(r, t)|^2 / |P_{i\omega}^{(1)}|^2 = R^2 |P_{R\Omega}^{(2)}|^2 / |P_{i\omega}^{(1)}|^2 \quad (11.16)$$

где $P_{i\omega}^{(1)} = P_1 \exp(-i\omega t)$ - давление в падающей волне частоты ω . Сечение стационарного рассеяния $\sigma_{1\Omega}^{(2)\infty}(R)$, когда учитываем только вынужденное рассеяние на частоте Ω , достаточно хорошо изучено и имеем следующий результат [2, 3, 8]

$$\sigma_{1\Omega}^{(2)\infty}(R) = \frac{R^2}{9} \left(\frac{\Omega}{\omega_0} \right)^4 \left(\frac{R}{R_\omega} \right)^4 \left[3(\gamma + 1) \left(\frac{R}{R_\omega} \right)^{-2} - 1 \right] \frac{|K_1 K_2^* P_1 P_2^*|}{|q_\Omega q_1 q_2^*|^2}, \quad (11.17)$$

где

$$q_{1,2} = 1 - \left(\frac{\omega_{1,2}}{\tilde{\omega}_0} \right)^2, \quad q_\Omega = 1 - \left(\frac{\Omega}{\tilde{\omega}_0} \right)^2, \quad K \approx \frac{\beta'}{\gamma'} \approx \frac{1}{\gamma' P_0}. \quad (11.18)$$

При рассеянии на совокупности пузырьков сечение нелинейного рассеяния в приближении борновского рассеяния имеет вид $\sigma_\Omega^{(2)} = \int_{R_{\min}}^{R_{\max}} \sigma_{1\Omega}^{(2)}(R) g(R) dR$. Выполняя интегрирование по R и используя вклады от нестационарного нелинейного рассеяния для $P_{R\Omega}$ и $P_{R\omega_0}$ можно получить следующее выражение для $\sigma_\Omega^{(2)}$ [8, 18]

$$\sigma_\Omega^{(2)} = \sigma_{\Omega\omega}^{(2)} + \sigma_{\Omega\Omega\infty}^{(2)} F(\tau / \tau_0), \quad (11.19)$$

$$\sigma_{\Omega\omega}^{(2)} = \frac{\pi^2 (3\gamma + 2)^2 \eta^4 R_\omega^3 g(R_\omega) |KP_1|^2}{2\delta_\omega (\delta_\omega^2 + \eta^2) 9}, \quad \eta = \frac{\Omega}{\omega}, \quad (11.20)$$

$$\sigma_{\Omega\Omega\infty}^{(2)} = \frac{\pi^2 |K_1 K_2^*| \eta^4 R_\Omega^3 g(R_\Omega) |KP_1|^2}{2 |K_\Omega|^2 \delta_\Omega 9} \approx \frac{\pi^2}{4} \left(\frac{\Omega}{\omega} \right)^4 \frac{R_\Omega^3 g(R_\Omega) |KP_1|^2}{\delta_\Omega 9}. \quad (11.21)$$

Второй индекс в формулах указывает на резонансную частоту, на которой пузырьки дают наибольший вклад в рассеяние звука (указанные частоты соответствуют полюсам $\sigma_{1\Omega}^{(2)}$). Функция $F(\tau/\tau_0)$ в точности совпадает с соответствующей нестационарной функцией для нестационарного линейного рассеяния на пузырьках. Таким образом, видно, что на длинных импульсах сечение нелинейного рассеяния определяется суммой $\sigma_{\Omega}^{(2)} = \sigma_{\Omega\omega}^{(2)} + \sigma_{\Omega\Omega\infty}^{(2)}$, а на коротких импульсах $\sigma_{\Omega}^{(2)} \approx \sigma_{\Omega\omega}^{(2)}$, т.е.:

$$\sigma_{\Omega}^{(2)} = \begin{cases} \sigma_{\Omega\omega}^{(2)} + \sigma_{\Omega\Omega\infty}^{(2)}, & \tau \gg \tau_0 \\ \sigma_{\Omega\omega}^{(2)}, & \tau \ll \tau_0 \end{cases}. \quad (11.22)$$

Относительный вклад указанных составных частей сечения рассеяния существенно зависит от вида функции распределения $g(R)$. Важно подчеркнуть, что в случае монотонной функции $g(R)$ сечение нелинейного рассеяния на разностных частотах, как правило, определяется пузырьками, резонансными на накачке вне зависимости от длительности импульса, т.е. $\sigma_{\Omega}^{(2)} \approx \sigma_{\Omega\omega}^{(2)}$ [18, 33]. Например, для степенной функции $g(R) \sim R^{-n}$ указанное обстоятельство справедливо при значениях показателя степени $n > 3$. Таким образом, в этом случае вклад нестационарного рассеяния незначителен и акустическая спектроскопия пузырьков в широком интервале размеров затруднена или даже невозможна, т.к. на разностную частоту будут в основном откликаться только пузырьки, резонансные на накачке. [18, 34]. Таким образом, для определения $g(R)$ потребуется изменение именно частоты накачки (а не разностной частоты) в широких пределах.

Спектроскопия $g(R)$ возможна фактически только для случая функции распределения с максимумом, когда частота накачки соответствует пузырькам на ниспадающей ветви функции распределения. Тогда можно получить обратное неравенство, а именно: $\sigma_{\Omega\Omega\infty}^{(2)} \gg \sigma_{\Omega\omega}^{(2)}$. Именно в этом случае следует учитывать эффекты нестационарного нелинейного рассеяния [18, 34].

По существу наличие нестационарного нелинейного рассеяния свидетельствует об определенном устройстве функции распределения пузырьков по размерам $g(R)$ – наличие максимума при $R = R_m$ и его расположение между радиусом, резонансным на накачке R_{ω} и на разностной частоте R_{Ω} , т.е. $R_{\omega} < R_m < R_{\Omega}$.

Таким образом, только в случае $R_{\omega} < R_m < R_{\Omega}$ возможна акустическая спектроскопия пузырьков, при этом спектр размеров R_{Ω} , доступный для регистрации, отвечает неравенству $R_{\Omega} > R_m$. Окончательно функция распределения $g(R)$ может быть определена в виде [18, 34]

$$g(R_{\Omega}) = \frac{4\delta_{\Omega} \sigma_{\Omega\infty}^{(2)} - \sigma_{\Omega 0}^{(2)}}{\pi^2} \frac{9}{R_{\Omega}^3 (\Omega/\omega)^4 |KP_1|^2}. \quad (11.23)$$

11.3.5 Коэффициент поглощения звука и эффективные параметры

Наиболее важными акустическими параметрами, характеризующими распространение звука в среде, являются поглощение и скорость звука (или дисперсия скорости звука). Существует два различных подхода по вычислению поглощения и дисперсии скорости звука в микронеоднородных жидкостях. Первый основан на теории Фолди (ТФ) самосогласованного поля, которая неоднократно проверялась в области различных концентраций фазовых включений (ФВ), и дает следующий результат для эффективного волнового числа в микронеоднородной среде [3, 8, 9]

$$k_e^2(\omega) = k^2(\omega) + 4\pi \int_{R_{\min}}^{R_{\max}} g(R) f(R, \omega) dR, \quad (11.24)$$

где $g(R)$ и $f(R, \omega)$ - функция распределения по размерам фазовых включений и амплитуда рассеяния на одиночном ФВ, соответственно. Обычно считается, что ТФ дает линейную по концентрации вклад ФВ в эффективное волновое число, приводящее к избыточному поглощению и дисперсии скорости звука.

Другой подход основан на применении гомогенного приближения (ГП) в условиях достаточно большой концентрации ФВ [2, 3]. В работе [8] было показано, что при малых концентрациях $2\pi n |f|^2 / k^2 < 1$ (здесь $n = \int_{R_{\min}}^{R_{\max}} g(R) dR$), результаты, даваемые ТФ и ГП, согласуются между собой.

Поглощение звука $\alpha(x)$ в микронеоднородной жидкости (в том числе с фазовыми превращениями) достаточно подробно было рассмотрено в работах [3,8,12, 18, 30, 33-35]. Согласно этим работам величина α в рамках модели самосогласованного поля (формула Фолди) определяется как:

$$\alpha = \text{Im}(k_e) = (2\pi / k) \text{Im} \left(\int_{R_{\min}}^{R_{\max}} f(R, \omega) g(R) dR \right) \Big|_{g(R) \propto \delta(R-\bar{R})} \approx (3xc / 2R^3 \omega) \text{Im}(f(R, \omega)), \quad (11.25)$$

Здесь $f(R, \omega) = \rho \omega^2 R^3 K(R, \omega) / 3$ - амплитуда рассеяния звука частоты ω на одиночном пузырьке радиуса R , $K(R, \omega) = K(R, \omega) / Q(R, \omega)$ - полная сжимаемость, а $K(R, \omega)$ - собственная сжимаемость пузырька, $Q(R, \omega) = 1 - (K/3) [\rho \omega^2 R^2 / (1 - ikR) + 2\sigma / R + 4i\omega\eta]$ - резонансный множитель, $x = (4\pi/3) \int_{R_{\min}}^{R_{\max}} R^3 g(R) dR$ - объемная концентрация пузырьков, $g(R)$ - функция распределения пузырьков по размерам, $k = \omega / c$ - волновое число, σ - коэффициент поверхностного натяжения, η - коэффициент динамической вязкости.

Вычисление поглощения и дисперсии скорости звука можно провести, используя гомогенную модель сплошной среды - среды с эффективными параметрами, такими как

эффективная сжимаемость, скорость звука, плотность и т.п. жидкости с распределенными в ней ФВ. Мы воспользуемся такой моделью, чтобы получить результаты для коэффициента поглощения и дисперсии скорости звука, в том числе и при больших концентрациях ФВ, когда известная модель Фолди неприменима. Принимая во внимание, что эффективная сжимаемость гомогенной среды β_e без фазовых превращений и в отсутствие резонансных и релаксационных составляющих, хорошо изучена, достаточно просто обобщить известное выражение для β_e на случай сложной микронеоднородной жидкости с ФВ:

$$\beta_e = \beta(1-x) + \beta'x + (\Delta\rho/\rho)(\beta' - K)x, \quad (11.26)$$

где ρ - плотность, $\Delta\rho = \rho' - \rho$, штрихи относятся к ФВ, $x = (4\pi/3) \int_{R_{\min}}^{R_{\max}} R^3 g(R) dR$ - объемная концентрация, $g(R)$ - функция распределения ФВ по размерам R , K - сжимаемость ФВ [8,36], согласно [36] она имеет вид $K(R, \omega) = K(R, \omega)/Q(R, \omega) \equiv |K|e^{-i\theta}$, где K - собственная сжимаемость ФВ, $K = -(1/V)(dV/dP')$, Q - инерционный множитель, имеющие сложную зависимость от частоты ω и радиуса R . При наличии фазовых превращений они также зависят от теплоты фазового превращения L , и кинетического коэффициента Λ , определяющего неравновесность фазового превращения, их выражения представлены в работах [8, 36, 37]. Например, в случае кристаллизации L - теплота плавления, коэффициент Λ равен $\Lambda = aL\rho/\eta T_\sigma$, где a - параметр кристаллической решетки, η - коэффициент вязкости, нижний индекс σ у величины означает, что она определена в точке фазового перехода, так, например, $d_\sigma = (dT/dP)_\sigma = \Delta\rho T/\rho\rho'L$ - характеризует наклон кривой фазового равновесия.

Обобщение формулы Вуда для скорости звука в жидкости с ФВ можно записать в виде [34, 35] $c_e = (\partial\rho_e/\partial P)^{-1/2} = (\rho_e\beta_e)^{-1/2}$, который формально выглядит также, как известная формула Вуда, но с измененными эффективными параметрами $\rho_e = \rho(1-x) + \rho'x$ и β_e . Формулу для эффективной скорости звука удобно написать в виде

$$\frac{c_e}{c} = \left(1 + x \frac{\Delta\rho}{\rho}\right)^{-1/2} \left[1 + x \left(\frac{\rho'\beta'}{\rho\beta} - \frac{\Delta\rho K}{\rho\beta}\right)\right]^{-1/2} = (1-x)^{-1/2} \left[1 + x \left(\frac{K}{\beta}\right)\right]^{-1/2}, \quad (11.27)$$

где было учтено, что для случая пузырьков, как правило, далеких от критической температуры, выполняется $\rho' \ll \rho$. При этом следует иметь в виду, что операция умножения концентрации на скобку в выражении (11.27) в случае произвольного распределения ФВ по размерам означает на самом деле выражение такого типа $x(\dots) \equiv 4\pi/3 \int_{R_{\min}}^{R_{\max}} R^3 g(R)(\dots) dR$. Взяв мнимую и вещественную часть от (11.27) можно получить коэффициент поглощения и дисперсию

скорости звука. Особенностью (11.27) является то, что в общем случае они нелинейны по концентрации ФВ. При малых концентрациях получаем выражение для α и $\Delta c/c$, которые совпадают с выражениями, определяемые с помощью формулы Фолди (11.25) [34, 35, 37]. Например, при $x \ll 1$ получаем $\alpha = x(\rho\omega c/2)\text{Im}(K(R,\omega)) = x(\omega/2c\beta)\text{Im}(K(R,\omega))$, которые отражают линейную концентрационную зависимость. Однако, в случае произвольной концентрации следует написать более сложное выражение, которое позволяет получить следующие предельные выражения для коэффициента поглощения звука

$$\alpha = \frac{\omega}{2c} \frac{\text{Im}(xK)/\beta}{[1 + \text{Re}(xK)/\beta]^{1/2}} \approx \begin{cases} (\omega/2c)[\text{Im}(xK)/\beta] & \left\{ \begin{array}{l} x, \\ \sqrt{x}, \end{array} \right. & \begin{array}{l} x < x_* \approx \beta/\text{Re}(K) \\ x > x_* \approx \beta/\text{Re}(K) \end{array} \end{cases} \quad (11.28)$$

Представленные выше выражения являются основой для изучения распределения поглощения звука в морской среде с мелкомасштабными неоднородностями. Можно показать, что в интервале концентраций от 10^{-5} до 10^{-3} происходит переход от линейной концентрационной зависимости к более сложной нелинейной, имеющей плавный максимум при больших концентрациях пузырьков около 45%. Следует отметить крайне высокие значения поглощения звука в воде с пузырьками. Так, для достаточно низкой частоты 1 кГц имеем коэффициент поглощения звука при объемной концентрации 10^{-6} около 0.02 1/м, что свидетельствует о значительном поглощении звука такой сравнительно небольшой частоты, которое осуществляется на длине около 50 метров в воде с пузырьками, составляющими в объеме всего одну миллионную долю морской воды. Для чистой морской воды на частоте 1 кГц коэффициент поглощения составляет около 0.1 дБ/км, что указывает на длину поглощения существенно большую - около 10 км.

11.3.6 Акустическая нелинейность микронеоднородных сред

При малых амплитудах скорость распространения звука определяется первой производной в уравнении состояния $c = (\partial\rho/\partial P)_S^{-1/2}$, где P – давление, ρ – плотность, c – скорость звука, S – энтропия, производные берутся при постоянной энтропии S . При увеличении амплитуды звука начинают проявляться нелинейные эффекты взаимодействия звука с жидкостью, которые связаны как с нелинейностью уравнения состояния жидкости, так и с гидродинамической нелинейностью [2 -4]. Оказывается при этом, что нелинейные эффекты весьма чувствительны к присутствию микронеоднородностей в воде.

Характеристикой отклонения от линейности жидкости является зависимость скорости звука от амплитуды вида $\Gamma = \rho(\partial c^2/\partial P)_S$. Величину Γ часто называют акустическим параметром

нелинейности среды, подчеркивая роль нелинейности уравнения состояния среды. Однако с учетом гидродинамической нелинейности появляются дополнительные слагаемые и в итоге для описания нелинейного распространения звука в жидкости требуется ввести более корректный нелинейный акустический параметр, связанный с Γ следующим соотношением [2-3, 8]:

$$\varepsilon = 1 + (\rho / 2) \left(\partial c^2 / \partial P \right)_s \equiv 1 + \Gamma / 2. \quad (11.29)$$

Таким образом, из (11.29) следует, что наряду с непосредственным измерением параметров термодинамического состояния морской воды (плотность, температуру, соленость) и скорости звука - первой производной $c = (\partial \rho / \partial P)_s^{-1/2}$, можно использовать новый параметр ε , связанный со второй производной уравнения состояния, который может стать дополнительным важным информативным признаком для диагностики морской среды.

Отметим типичные значения ε . Выражение (11.29) в случае идеального газа с уравнением состояния в виде $P \sim \rho^\gamma$ является следствием известного решения Римана для простых волн [2, 3], которое дает величину нелинейного акустического параметра в газе, равного $\varepsilon = 1 + (\rho / 2) [(\gamma - 1) \rho^{-1}] = (1 + \gamma) / 2$. При этом параметр $\Gamma = \gamma - 1$ характеризует отклонение от изотермичности уравнения состояния газа (адиабата Пуассона).

Величина ε для газа невелика, например, для двухатомного газа постоянная адиабаты $\gamma = 1.4$, откуда $\varepsilon = 1.2$. Для воды известно уравнение состояния Тэта [1-3]

$$P = P_* \left[(\rho / \rho_0)^n - 1 \right] + P_0, \quad n \approx 7, \quad P_* \sim 3 \cdot 10^8 \text{ Па}, \quad (11.30)$$

которое дает

$$\Gamma = n - 1, \quad \varepsilon = (n + 1) / 2, \quad (11.31)$$

где P_* - внутреннее давление, ρ_0 и P_0 - плотность и давление в невозмущенном состоянии, откуда имеем $\Gamma \approx 6$ и $\varepsilon \approx 4$.

В жидкостях, содержащих различные фазовые включения, параметр нелинейности может значительности возрасти. Особенно сильно это проявляется для жидкостей, содержащих газовые и паровые пузырьки [4, 5], и в кристаллизующихся жидкостях – жидкостях, содержащих центры кристаллизации, своеобразную "ледовую шугу" [8, 37]. В морской среде к перечисленным выше микронеоднородностям добавляются различные взвеси, планктон различных размеров, микротурбулентность.

Несмотря на важность такого параметра для диагностики морской среды информация о его измерениях в море весьма скудна [1,3], что связано главным образом с большими трудностями

измерения ε в море. В настоящем разделе представлены некоторые результаты, позволяющие с одной стороны определять нелинейный параметр с применением зондирующего устройства, а с другой стороны, позволит определять некоторые важные параметры воды с содержащими в ней ФВ различных типов.

Одним из информативных параметров для определения ε может стать расстояние, на котором развиваются нелинейные эффекты, - расстояние разрыва в волне. Суть проста. Нелинейный акустический параметр ε непосредственно связан с решением Римана в эволюции простых волн, согласно которому скорость распространения простой волны равна $c = c_0 + \varepsilon v$, где c_0 - адиабатическая скорость звука, v - скорость частиц в волне. Появление зависимости скорости распространения волны от ее амплитуды приводят к искажениям профиля волны вплоть до образования ударных волн. Расстояние, на котором плоская гармоническая волна перерождается в ударную волну, принято называть расстоянием разрыва r^* , которая определяется соотношением [2,3]

$$r^* = 1 / \varepsilon k M, \quad (11.32)$$

где $k = \omega / c = 2\pi f / c$ - волновое число, f - частота, $M = v / c = P_m / \rho c^2$ - число Маха, P_m - амплитуда давления в звуковой волне.

Таким образом, измеряя расстояние r^* , на котором появляются нелинейные гармоники в волне, можно определить нелинейный акустический параметр ε по формуле:

$$\varepsilon = \rho c^3 / (2\pi f P_m r^*). \quad (11.33)$$

Измеренные значения ε могут стать основой для вычисления характеристик микронеоднородной среды. Для этого следует развить модели нелинейности вода с мелкомасштабными неоднородностями. Нелинейный акустический параметр ε_e для микронеоднородных жидкостей определяется следующей формулой [34,35]

$$\varepsilon_e = (1/2) \left\{ 1 - \left[(\beta_e)_p / (\beta_e)^2 \right] \right\}. \quad (11.34)$$

Таким образом, для определения ε_e , следует вычислить производную по давлению от эффективной сжимаемости среды $(\beta_e)_p$. Эта процедура предполагает решение системы нелинейных уравнений гидродинамики совместно с уравнениями кинетики фазового превращения, неравновесность которого обычно задают в виде линейного уравнения типа уравнения Герца - Кнудсена [8, 36].

Уравнения решаются в квадратичном приближении теории возмущения, малым параметром которой является малость колебаний радиуса ФВ. Окончательно можно найти нелинейный параметр ε_e в виде

$$\varepsilon_e(x) = \varepsilon_{0e}(x) + \tilde{\varepsilon}(x) \quad (11.35)$$

где нелинейный параметр $\varepsilon_{0e}(x)$, характеризующий жидкость без фазовых превращений, и дополнительное изменение нелинейного параметра $\tilde{\varepsilon}(x)$, связанное с фазовыми превращениями, определяются следующими выражениями [34,35]

$$\varepsilon_{0e} = \frac{\beta^2}{\beta_e(x)^2} \left(\varepsilon(1-x) + \frac{\beta'^2}{\beta^2} \varepsilon' x \right), \quad (11.36)$$

$$\tilde{\varepsilon}(x) = \frac{x}{\beta_e(x)^2} \left[\frac{\Delta\rho}{\rho} (\beta'_p - K_p) + \frac{\rho'}{\rho} (\beta' - K)^2 + 2 \left(K - \frac{\rho'}{\rho} \beta \right) (\beta' - K) \right]. \quad (11.37)$$

При этом следует учесть, что величины β'_p и K_p зависят как от нелинейного параметра ε' материала, составляющего ФВ, так и от характера нелинейной динамики ФВ, т.е. от условий генерации волны комбинационной частоты.

В частном случае генерации волны разностной частоты Ω при распространении бигармонической волны накачки с частотами ω_1 и ω_2 , получаем выражение $\beta'_p = \beta'^2 (1 - 2\varepsilon')$, $K_p(\omega_1, \omega_2, \Omega) = K(\omega_1)K(\omega_2)^* [1 - B_\Omega(\omega_1, \omega_2, \Omega)]/3$. Здесь величина $B_\Omega(\omega_1, \omega_2, \Omega)$ характеризует нелинейную восприимчивость ФВ, зависящую от внутренних релаксационных процессов и динамических характеристик ФВ [8, 37]. Видно, что когда $\beta = K$, получаем соотношение $\varepsilon_e(x) = \varepsilon_{0e}(x)$.

Проводя существенные упрощения параметров ФВ и оставляя лишь резонансные характеристики и основной вклад в амплитуду рассеяния, связанную с монопольной составляющей колебаний ФВ, можно вычислить параметр ε , который будет зависеть от структуры среды, а также от динамических свойств включений. Окончательно величина ε определяется в виде

$$\frac{\varepsilon_e}{\varepsilon} \approx \left[1 + \frac{4\pi}{3} \frac{\beta'^2 \varepsilon'}{\beta^2 \varepsilon} \int_0^\infty dR R^3 g(R) \left[1 + \frac{2\varepsilon' - 1}{\varepsilon'} \left(1 - \frac{(R/R_\omega)^2}{Q(R, R_\omega)} \right) \right] \right] / \left[1 + \frac{\beta'}{\beta} \int_0^\infty \frac{R^3 g(R) dR}{Q(R, R_\omega)} \right]^2, \quad (11.38)$$

где резонансный множитель имеет вид

$$Q(R, R_\omega) = (1 - (R/R_\omega)^2(1 + i\delta)).$$

11.3.7 Нелинейное распространение акустических импульсов и нелинейный акустический метод диагностики гетерогенных сред

Рассмотрим возможности акустического диагностирования микронеоднородных сред при нелинейном распространении звука. Для нелинейной акустики жидкостей наиболее важны сочетание нелинейности и диссипации, соответствующее уравнение, описывающее нелинейные процессы в такой среды является уравнением Бюргерса. Эффекты дисперсии скорости звука, приводящие к уравнению Кортевега-де Вриза и сложным солитонобразным решениям, для многих ситуаций в слабонеоднородной нелинейной жидкости могут быть опущены. Для простоты модели в дальнейшем считается, что в жидкости отсутствует дисперсия скорости звука, но существенна диссипация - поглощение звука. Для чистой жидкости впервые решение было получено методом возмущения Гольдбергом и имеет вид [2, 8]:

$$\frac{v_{2\omega}}{v_{\omega}} = \frac{1}{2\alpha_{\omega} r^*} (e^{-2\alpha_{\omega} r} - e^{-4\alpha_{\omega} r}) \quad (11.39)$$

где $r^* = 1 / \varepsilon k M$ - расстояние разрыва, α_{ω} - коэффициент поглощения звука на частоте ω . Видно, что амплитуда второй гармоники растет до расстояния $x_m = \ln 2 / (2\alpha_{\omega})$ где имеет максимум, равный $v_{2\omega} / v_{\omega} = 1 / (8\alpha_{\omega} r^*)$, а затем резко затухает, подчиняясь экспоненциальному закону. Решение (11.39) справедливо, когда $\alpha_{\omega} r^* > 1$, т.е. когда длина затухания меньше длины разрыва. Очень часто имеет место противоположный случай, когда $\alpha_{\omega} r^* < 1$. Тогда решение справедливо лишь на небольших расстояниях $r < r_0 < r_m$, когда нелинейные эффекты не успевают развиваться. В этом случае, используя $\alpha r \ll 1$, получается следующее простое выражение $v_{2\omega} / v_{\omega} = r / r^*$. Это выражение может использоваться для определения нелинейного параметра с учетом сделанных выше замечаний. Будем рассматривать поведение волны только на линейном участке $r < r^*$, хотя влияние ФВ на эволюцию всего профиля также представляет интерес. При этом удобнее перейти к давлению $P = \rho c v$, тогда получаем

$$P_{2\omega} = \frac{\varepsilon_{2\omega} \omega}{\rho c^3} P_{\omega} r, \quad P_{\Omega} = \left(\frac{\varepsilon_{\Omega}}{\rho c^3} \right)_e \Omega P_{\omega}^2 r, \quad r < r^*. \quad (11.40)$$

Можно ввести величину K_{ef} , характеризующую эффективность генерации комбинационных частот в микронеоднородной жидкости по отношению к чистой жидкости в виде $K_{2\omega ef} = [(P_{2\omega})_e - P_{2\omega}] / P_{2\omega}$, $K_{\Omega ef} = [(P_{\Omega})_e - P_{\Omega}] / P_{\Omega}$. Тогда получаем

$$K_{ef} = \frac{(\varepsilon / \rho c^3)_e - \varepsilon / \rho c^3}{\varepsilon / \rho c^3}, \quad (11.41)$$

где нелинейный параметр ε отвечает частотной зависимости при преобразовании либо из ω в 2ω , либо из ω_1 и ω_2 в Ω . Зачастую изменения эффективного нелинейного параметра среды оказываются малыми. В этом случае в линейном приближении получаем

$$K_{ef} = x \left\{ \frac{\varepsilon' \beta'^2}{\varepsilon \beta^2} - 1 - \frac{1}{2} \left(\frac{\beta' - \beta}{\beta} + \frac{\Delta \rho}{\rho} \frac{\beta' - \mathcal{K}}{\beta} \right) + \right. \\ \left. + \frac{1}{2} \frac{\Delta \rho}{\rho} + \frac{1}{\varepsilon} \left[\frac{\Delta \rho}{\rho} \frac{\beta'_p}{\beta^2} \left(1 - \frac{\mathcal{K}_p}{\beta'_p} \right) + \frac{\rho'}{\rho} \frac{\beta'^2}{\beta^2} \left(1 - \frac{\mathcal{K}}{\beta'} \right) \left(1 - \frac{\mathcal{K}}{\beta'} + 2 \left(\frac{\rho \mathcal{K}}{\rho' \beta'} - \frac{\beta}{\beta'} \right) \right) \right] \right\} \quad (11.42)$$

В отсутствие релаксационных эффектов и резонансных явлений можно получить

$$K_{0ef} = x \left[\frac{\varepsilon' \beta'^2}{\varepsilon \beta^2} - 1 - \frac{\beta' - \beta}{2\beta} + \frac{\rho' - \rho}{2\rho} \right] \quad (11.43)$$

В случае твердых частиц $\beta' \ll \beta$ и тогда следует простое выражение

$$K_{0ef} = \left[\frac{\rho'}{2\rho} - 1 \right] x \quad (11.44)$$

Таким образом, эффективность нелинейной генерации в среде с твердыми ФВ связана непосредственно с плотностью частиц и их концентрацией. Замечательным является тот факт, что по наклону линейной зависимости $K_{ef}(x)$ можно получить значение плотности твердых частиц в жидкости, а по самому значению K_{ef} - получить величину объемной концентрации этих частиц.

Следует обратить внимание на то, что в случае, если в жидкости находятся газовые пузырьки, то величина K_{ef} резко изменяется по сравнению с (11.44). Действительно в случае дорезонансных газовых пузырьков имеем $\beta' \gg \beta$, $\rho' \ll \rho$ и тогда

$$K_{0ef} = \frac{\beta'^2 \varepsilon'}{\beta^2 \varepsilon} x \quad (11.45)$$

Из (11.45) видно, что наклон зависимости $K_{ef}(x)$ резко увеличивается по сравнению с (11.44). Таким образом, при реализации нелинейной акустической диагностики микронеоднородных жидкостей типа суспензий следует тщательно следить за наклоном зависимости $K_{ef}(x)$. Резкое увеличение наклона кривых $K_{ef}(x)$ свидетельствует о наличии газовых пузырьков. В случае, когда на опыте невозможно определить концентрационные

зависимости $K_{ef}(x)$, существует большой риск получить завышенные концентрации твердых частиц по формуле (11.44) в том случае, если в жидкости содержится хоть небольшое количество пузырьков.

Важным является вопрос о возможности диагностирования слабоконтрастных ФВ в морской воде, например, планктона, медуз и т.п. В этом случае учитывая, что $\beta' \approx \beta$ и $\rho' \approx \rho$, получаем

$$K_{0ef} = x \left[\frac{\varepsilon'}{\varepsilon} - 1 \right]. \quad (11.46)$$

Из (11.46) видно, что для слабоконтрастных ФВ величина $K_{ef}(x)$ в основном зависит от разности нелинейных параметров жидкости и ФВ. Этот случай существенно отличается от чисто твердых и газообразных включений тем, что слабоконтрастные ФВ не позволяют эффективно распознаваться по параметрам первого порядка (плотности, сжимаемости), но гораздо лучше видны с помощью параметра второго порядка – нелинейному акустическому параметру.

Таким образом, с помощью формул (11.43) - (11.46) по методу нелинейной генерации может быть сравнительно просто реализована акустическая диагностика микронеоднородных жидкостей. Существенным является то, что можно выделить 3 группы включений в жидкости, диагностирование которых будет проходить по различным физическим параметрам: твердые частицы – по контрасту плотностей жидкости и ФВ, пузырьки – по соотношению сжимаемостей жидкости и пузырьков, слабоконтрастных ФВ (в основном биологического происхождения) – по контрасту нелинейных параметров жидкости и ФВ.

11.3.8 Кавитационная прочность приповерхностных слоев морской воды

Кавитационная прочность реальной морской воды имеет низкое значение по сравнению с чистой пресной водой и это обстоятельство обычно связывают с наличием в море пузырьков и других зародышей кавитации [38-41]. Разрыв жидкости представляет собой типичный нелинейный процесс. Вопрос о взаимосвязи кавитационной прочности ΔP_k и нелинейного акустического параметра ε жидкости обсуждался в литературе и была получена зависимость следующего вида [42-44]:

$$\Delta P_k = \frac{1}{2\sqrt{3}} \frac{1}{(\varepsilon - 1)\beta}, \quad (11.47)$$

где величина β представляет собой эффективную сжимаемость воды с пузырьками, зависящую от концентрации и распределения пузырьков по размерам. Учитывая указанные

зависимости в итоге согласно [42, 44] можно написать следующую формулу для кавитационной прочности

$$\Delta P_k = \Delta P_{k0} \left[1 + x \frac{\beta'}{\beta\delta} \right] / \left[1 + x \frac{(2\varepsilon' - 1)\beta'^2}{\varepsilon\beta^2\delta^2} \right], \quad (11.48)$$

где x – объемная концентрация пузырьков. Для случая чистой жидкости выражение ΔP_k было определено Зельдовичем, которое по существу представляет собой внутримолекулярное давление из уравнения состояния Ван-дер-Ваальса и равно [38, 39]

$$\Delta P_{k0} = (16\pi\sigma^3 / 3kT \ln(C/J))^{1/2}, \quad (11.49)$$

где σ – коэффициент поверхностного натяжения, k – постоянная Больцмана, T – температура, $\ln(C/J) \approx 70 - 78$. Для воды $\Delta P_{k0} \approx 1400$ атм и из (11.47) следует $\varepsilon \approx 3 \div 5$, что согласуется с значениями для чистой воды. Из (11.48) следует, что при $x > x_* = \frac{\varepsilon\beta^2\delta^2}{(2\varepsilon' - 1)\beta'^2} \approx 10^{-10}$ имеем

$$\Delta P_k = \Delta P_{k0} \frac{x_*}{x}, \quad x_* = \frac{\varepsilon\beta^2\delta^2}{(2\varepsilon' - 1)\beta'^2}. \quad (11.50)$$

При больших концентрациях пузырьков $x > x_{**} = \beta\delta / \beta' \approx 10^{-5}$ кавитационная прочность стремится к минимальному значению

$$\Delta P_{k,\min} = \Delta P_{k0} \frac{\varepsilon\beta\delta}{(2\varepsilon' - 1)\beta'} = \Delta P_{k0} \frac{\varepsilon}{(2\varepsilon' - 1)} x_{**} \approx 10^{-5} \Delta P_{k0}, \quad \Delta P_{k,\min} \approx 10^4 \text{ Па}. \quad (11.51)$$

11.4 Изучение рассеяния звука в мелком море

Для изучения структуры морской среды важное значение имеют экспериментальные результаты для коэффициента рассеяния звука. Для примера на рис.11.15 представлена типичная картина расположения звукорассеивающих слоев в бухте Витязь на частоте 200 кГц, записанная с помощью высоконаправленного (ширина луча около 4°) излучателя. Рассеяние звука в первой части рисунка (первые 300 импульсов – около 5 минут) записаны при движении НИС "Импульс" на небольшой скорости примерно 4-5 узлов, а вторая часть (около 8 минут) записаны при нахождении НИС в дрейфе. Из рисунка хорошо видны особенности структуры рассеивающих слоев: одиночные объекты (рыба), диффузионные планктонные сгущения в верхних слоях, а также

придонные слои растительности (морская трава различного типа в различных частях бухты). Справа в вертикальной врезке представлено распределение коэффициента рассеяния импульса с номером 532. Внизу показано распределение во времени коэффициента рассеяния звука на глубине 16 метров.

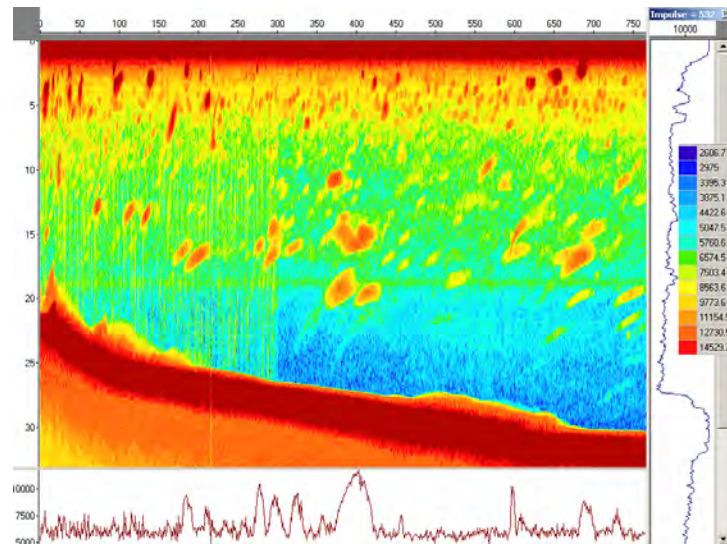


Рисунок 11.15 – Типичная картина расположения звукорассеивающих слоев в бухте Витязь на частоте 200 кГц

Ниже на рисунке 11.16 представлены типичные результаты для коэффициента рассеяния звука вдоль протяженной трассы в летний период. На трассе "Мыс Шульца - Владивосток" были проведены измерения коэффициента объемного рассеяния звука $m_v(z, r)$ на частоте 200 кГц. Коэффициент объемного рассеяния звука вычислялся исходя из выражения (11.1).

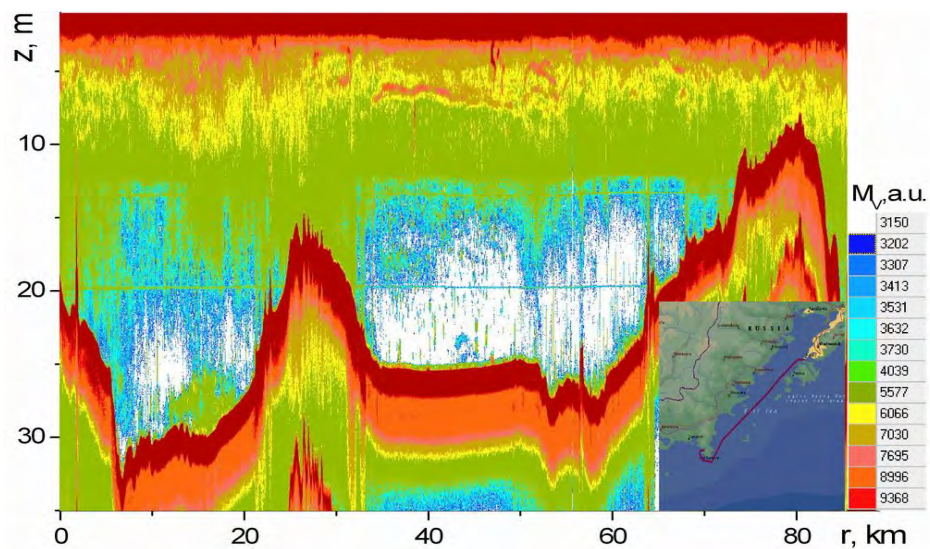


Рисунок 11.16 – Коэффициент рассеяния звука на частоте 200 кГц, измеренный на трассе "Шульц – Владивосток" летом 2016 г.

На рисунке 11.17 показано распределение скорости звука и плотности по глубине в середине трассы "Владивосток – Шульц" в августе 2016 г. Видно, что наблюдается хорошо перемешанный слой толщиной до 10 метров и резкий градиент плотности до глубины 30 метров, где наблюдаются также дополнительные вариации скорости звука.

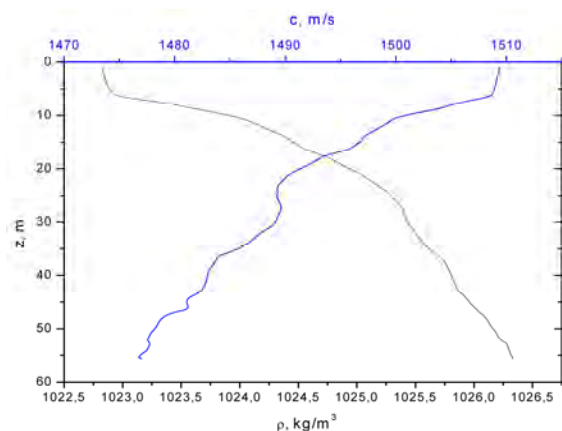


Рисунок 11.17 – Распределение скорости звука и плотности по глубине в середине трассы "Владивосток – Шульц" в августе 2016 г.

На рисунке 11.18 представлены акустические данные, полученные на большей частоте 250 кГц на трассе б.Витязь - Владивосток в осенний период (октябрь 2013 г.). Здесь также как и на рисунке 11.16 наблюдаются наиболее типичные особенности распределения рассеяния звука вдоль трассы в заливе Петра Великого.

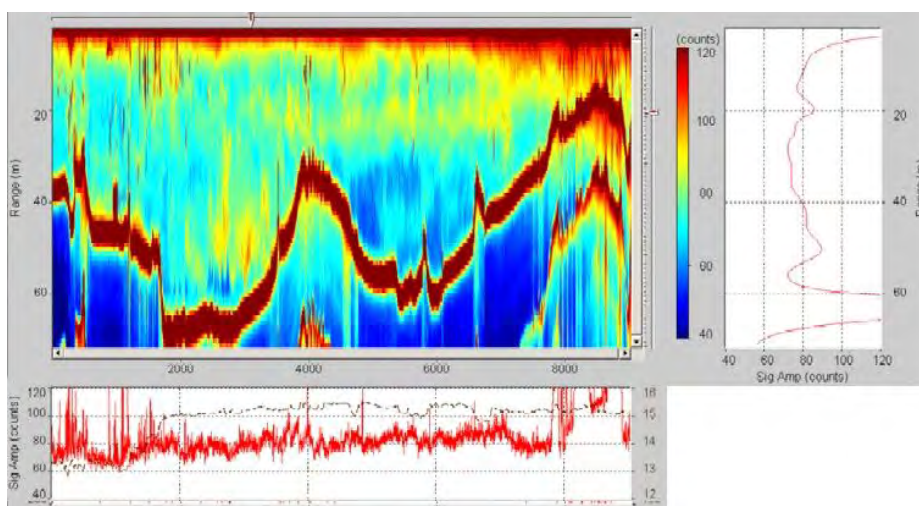


Рисунок 11.18 – Акустические данные, полученные на частоте 250 кГц на трассе б.Витязь - Владивосток на дистанции около 90 км в осенний период (октябрь 2013 г.)

Полученные в различные сезоны в различные года коэффициенты рассеяния звука были усреднены для выявления характерных профилей рассеяния звука на шельфе Японского моря, полученные с помощью формул (11.3) и (11.4). На рисунке 11.19 представлены вертикальные профили $\overline{m_v(z)}_r$ полученные в заливе Петра Великого в различные сезоны.

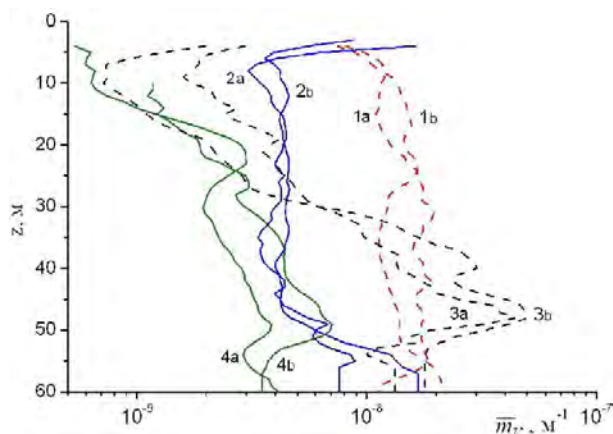


Рисунок 11.19 – Распределение $\overline{m}_V(z)$ по глубине в заливе Петра Великого Японского моря:

1а, 1б - май-начало июня, 2а, 2б - июнь-июль, 3а, 3б - август, 4а, 4б - октябрь.

Из рисунка 11.19 можно выделить следующие характерные сезонные особенности рассеяния звука. Так, в мае-начале июня вся толща воды характеризуется мощным рассеянием звука со средним коэффициентом $\overline{m}_V \sim 3 \cdot 10^{-8} \text{ м}^{-1}$, как это видно из рисунка 11.19 (кривые 1а и 1б). Такое обстоятельство связано с весенним пиком концентрации зоопланктона.

Для июня-июля характерно снижение рассеяния звука на глубинах более 5 метров и наличие мощного приповерхностного слоя, что иллюстрируется кривыми 2а и 2б на рисунке 11.19.

В августе приповерхностный слой ослабевает, но наблюдаются локальные максимумы рассеяния звука в глубинных местах залива около 40 – 50 метров, что видно из кривых 3а и 3б на рисунке 11.19. В октябре происходит дальнейшее уменьшение ЗРС, при этом приповерхностный слой разрушается полностью, а глубинные максимумы значительно ослабевают, как это видно из кривых 4а и 4б на рисунке 11.19. Особо следует отметить наличие мощного рассеяния в глубоких местах залива Петра Великого во все сезоны.

Представляло интерес сравнить полученные данные на основе рассеяния звука с результатами непосредственного биологического облова планктона в море. На рисунке 11.20 представлены акустические результаты, полученные в тех же районах залива Петра Великого Японского моря, что и результаты, полученные биологами в различные месяцы [45, 46]. В заливе Петра Великого на протяжении большей части года наиболее многочисленной группой планктонных сообществ являются копеподы [45]. По данным [46], полученным в результате обловов в б. Посыет доминируют 2 рода копепод: *Acartia* и *Oithona* с длиной особи 1 и 0,3 мм соответственно. Оценка $D^{(P)}$ для частоты $f \sim 250$ кГц дает $D^{(P)} \sim 4 \cdot 10^4 \text{ г} \cdot \text{м} / \text{л} = 4 \cdot 10^{10} \text{ мг} / \text{м}^2$. Из рисунка 11.20 видно, что акустические данные достаточно хорошо повторяют структуру данных облова in situ.

Для более тщательного анализа было проведено сравнение концентрации биомассы, полученных на основе рассеяния звука и в результате облова *in situ* в б.Витязь Японского моря в ночной период в летний сезон. На рисунке 11.21 (верхний рисунок) представлены полученные данные. Из рисунка 11.21 видно, что полученные данные достаточно хорошо совпадают.

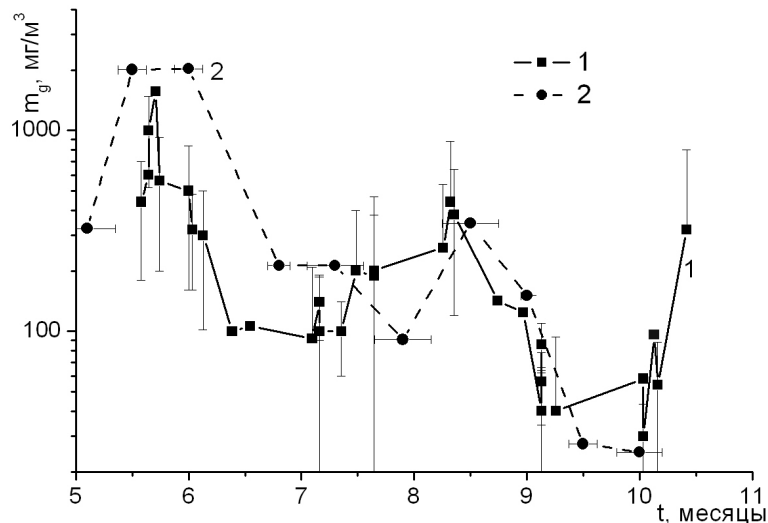


Рисунок 11.20 – Сравнение результатов для концентрации биомассы, полученных на основе рассеяния звука и в результате облова *in situ* в различные сезоны года: 1 - m_g по данным рассеяния звука [22], 2 - m_g по результатам облова [45]

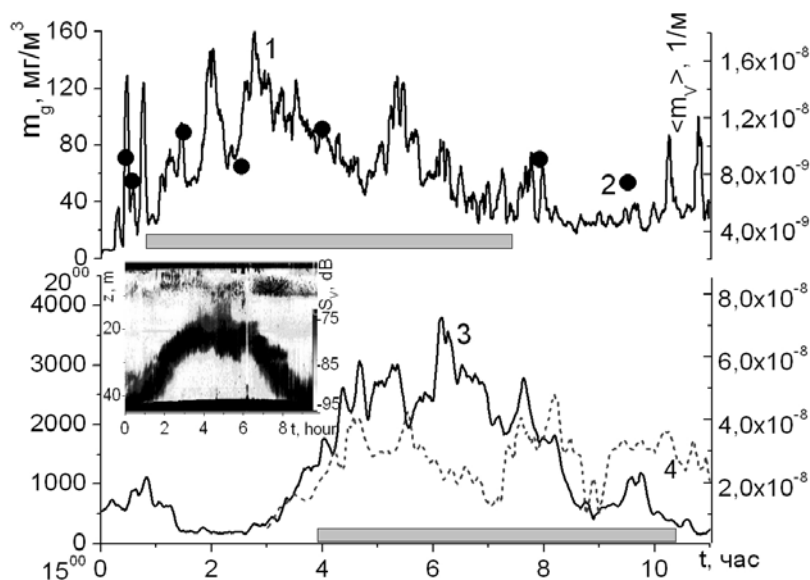


Рисунок 11.21 – Сравнение полусуточных вариаций оценок концентрации биомассы в Японском море в заливе Петра Великого 1 - по данным рассеяния звука, 2 - по результатам облова, и в Арктике (различные станции в Чукотском море, 3 - $66^{\circ} 29'N, 170^{\circ} 24'W$, 4 - $68^{\circ} 54'N, 178^{\circ} 11'W$).

На врезке представлена картина полусуточных вариаций звукорассеивающих слоев на станции 4 в Чукотском море. Серым цветом на шкале времени выделено темное время суток на каждой станции

С целью сравнения особенностей различных регионов дальневосточных морей был проведен анализ имеющихся экспериментальных данных по рассеянию звука, накопленных коллективом в Японском, Охотском море и восточной Арктике. Важной характеристикой рассеяния звука являются суточные вариации коэффициента рассеяния звука. В глубоководных морях на средних и экваториальных широтах обычно четко видны суточные вариации коэффициента рассеяния звука [1, 26, 28-31], обусловленные суточными перемещениями планктона по глубине. Так, на рисунке 11.22 представлены результаты исследований рассеяния звука на частоте 100 кГц вдоль различных трасс в Охотском море в 2004 и 2010 гг. Из рисунка 11.22 видно, что в глубоководной части моря четко видны суточные вариации коэффициента рассеяния звука, обусловленные суточными перемещениями планктона по глубине. Разница в значениях силы слоя в дневное и ночное время в 2004 г. для северной трассы составляла величину более 10 дБ. Разница в значениях силы слоя в дневное и ночное время изменяется вдоль южной трассы 2010 г. и составляет в среднем такую же величину 10 дБ. Следует отметить, что характер рассеяния звука на шельфе вблизи Курильских островов значительно отличается от его поведения в глубоководной части моря.

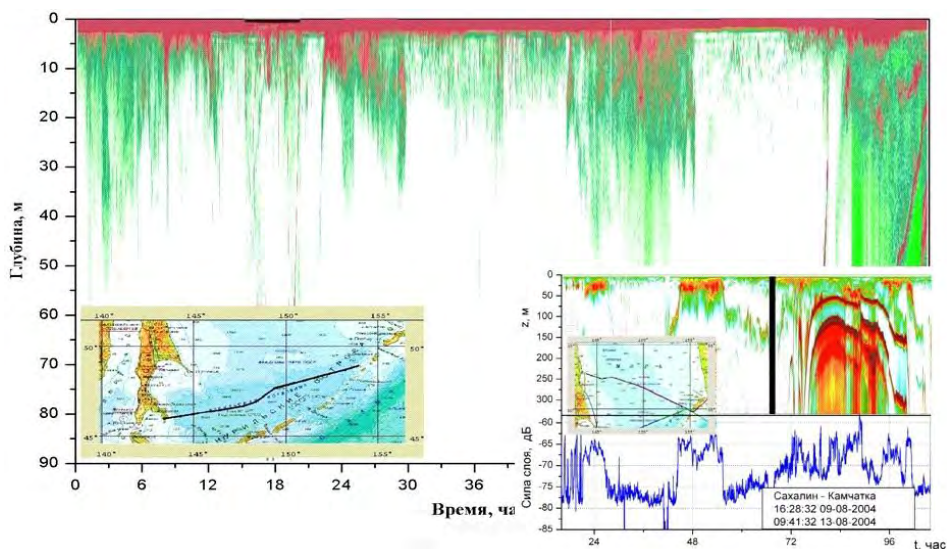


Рисунок 11.22– Особенности суточных вариаций рассеяния звука на частоте 100 кГц вдоль различных трасс в Охотском море.

Особый случай миграции ЗРС представляют результаты, полученные в Чукотском море (врезка рисунка 11.21) для коэффициента обратного рассеяния $S_v = 10 \lg(m_v)$ и кривая 4 на рисунке 11.21 [47,48]. Из врезки рисунка 11.21 следует, что поведение ЗРС по глубине происходит иначе, неклассическим образом: в темное время суток они не выходят на поверхность.

Аналогичный результат иллюстрируется данными, представленными на рисунке 11.23, представленными для средних по глубине значений коэффициентов рассеяния звука $m_V(t, z)$, $\langle m_V(t) \rangle = (1/h) \int_0^h m_V(z, t) dz$, а также гидрологических данными – зависимостей температуры T и солености S от глубины.

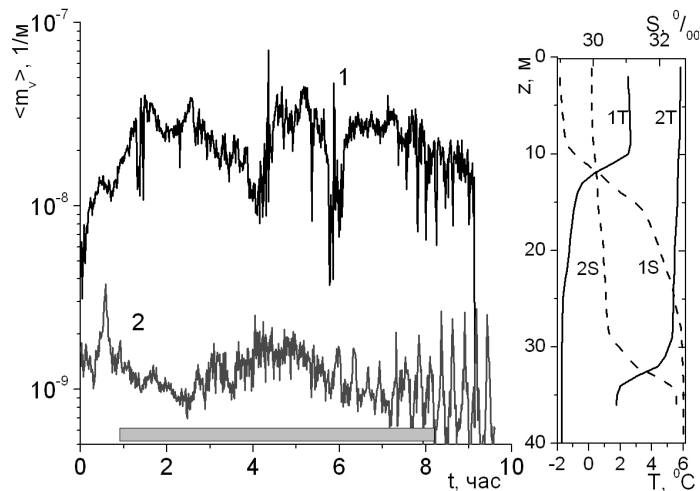


Рисунок 11.23 – Вариации средних значений по глубине коэффициентов рассеяния звука $\langle m_V(t) \rangle$ в арктических морях: 1 - Чукотское море $68^{\circ} 54N, 178^{\circ} 11W$, 2 - Берингов пролив $65^{\circ} 94N, 170^{\circ} 16W$; и соответствующие гидрологические данные – температура T и соленость S . Серым цветом на шкале времени выделено темное время суток

Таким образом, в работе показано, что акустическая оценка биомассы совпадает с результатами биологических измерений *in situ*. Впервые проведены сравнительные исследования рассеяния звука в Японском море и восточной Арктике, которые выявили существенно большее рассеяние звука в восточной Арктике, что предположительно связано с большей концентрацией планктона в верхних слоях арктических морей. Обнаружено также, что суточная миграция планктона в Чукотском море существенно отличается от миграции планктона в Японском и Охотском море. При этом для Арктики следует отметить наличие мощного придонного рассеяния звука, которое зачастую имеет большие величины по сравнению с рассеянием звука вблизи пикноклина, которая более типична для других более теплых дальневосточных морей.

11.5 Изучение рассеяния звука на планктоне с использованием донной станции

На рисунках 11.24 – 11.26 показаны типичные летние коэффициенты объемного рассеяния, полученные на частоте 138 кГц в августе в течение нескольких дней. Серым цветом на оси времени везде на рисунках отмечен ночной период.

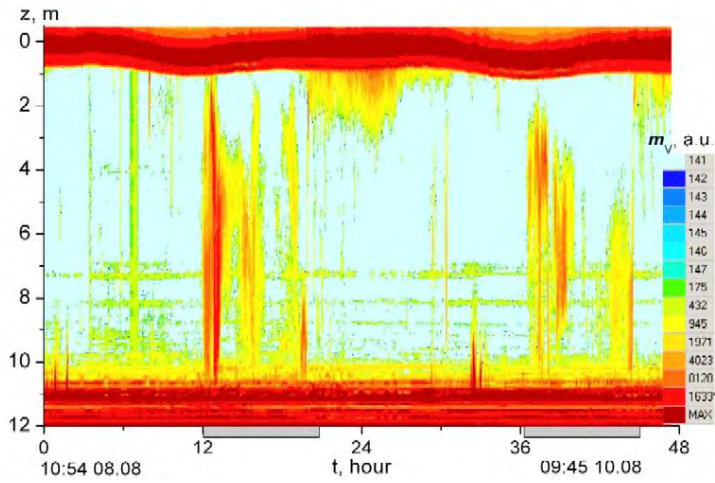


Рисунок 11.24 – Изменения коэффициента объемного рассеяния звука на частоте 138 кГц в течение двух суток с 10:54 8 августа по 09:45 10 августа.

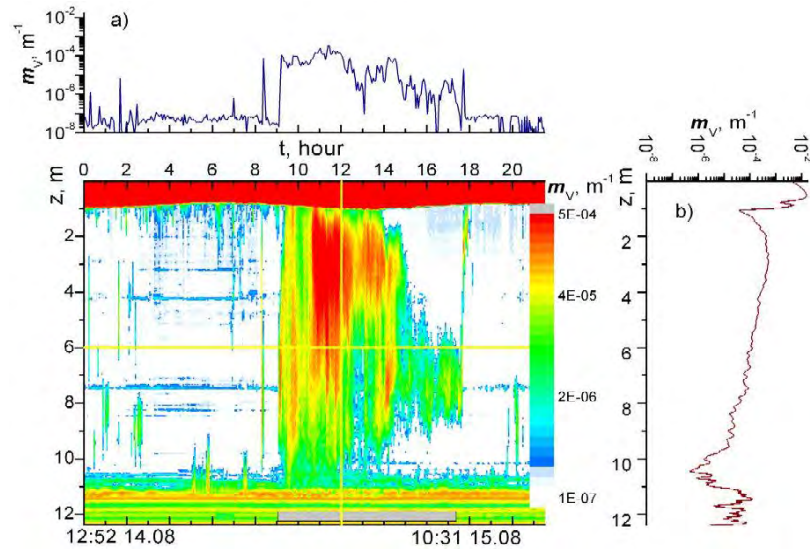


Рисунок 11.25 – Изменения коэффициента объемного рассеяния звука с частотой 138 кГц на зоопланктоне с 12:52 14 августа по 10:31 15 августа.

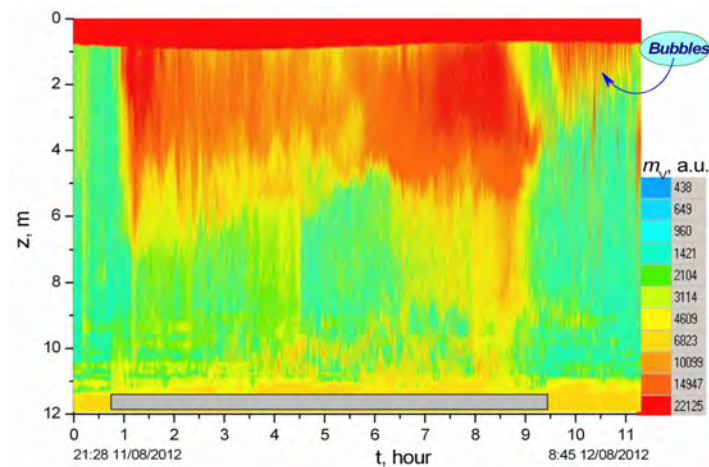


Рисунок 11.26 – Изменения коэффициента объемного рассеяния звука на частоте 138 кГц с 21:28 11.08.2012 по 8:45 12.08.2012.

На всех рисунках хорошо видны приливные колебания уровня моря. На рисунках 11.25 и 11.26 особо четко видны суточные вариации планктона. Тем не менее, следует обратить внимание на определенное расхождение в характере распределения планктона в ночной период в различные дни (см. сопоставление рисунков 11.25 и 11.26). Гидрологические характеристики были примерно схожи и причина такого расхождения в распределении планктона пока неясна. Интересно поведение среднего коэффициента рассеяния звука S_V сразу во всем слое воды в месте постановки станции в течение двух суток, которое представлено на рисунке 11.27. Величина S_V определялась по формулам (11.2, 11.3) [6, 8, 11, 12].

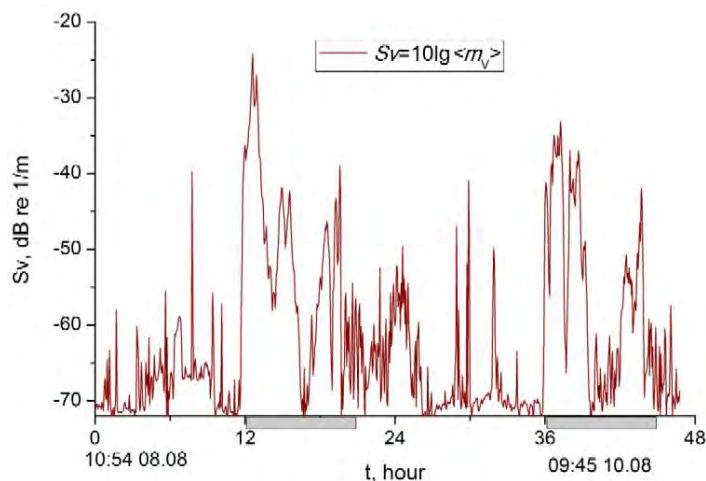


Рисунок 11.27 – Изменение среднего коэффициента рассеяния звука S_V в течение двух суток с 10:54 08 августа по 09:45 10 августа.

Из рисунка 11.27. видно, что в ночной период коэффициент рассеяния звука S_V (отмечен серым цветом) резко возрастает, что связано в первую очередь с суточными миграциями планктона. Контраст величины S_V между ночными и дневными значениями составляет в среднем 25 дБ и 18 дБ в различные дни.

Рассеяние звука на планктоне в толще морской среды позволяет сделать оценку биомассы, основываясь на формулах (11.8, 11.9). Коэффициент $D^{(P,G)}(f)$ имеет сложный вид и в виде графиков и в табулированном виде встречается у ряда авторов [22-25, 32]. Для частоты ~ 130 -150 кГц величина $D^{(P)} \sim 2 \cdot 10^5$ мг·м/л. Результат такой оценки представлен на рисунке 11.28 для средней величины m_g вида $\langle m_g(t) \rangle$ по формуле (11.3). Видно, что в течение суток средняя концентрация планктона $\langle m_g \rangle$ меняется от $\langle m_g \rangle \sim$ единиц мг/л в ночной период до $\langle m_g \rangle \sim 0.01$ мг/л в дневной период.

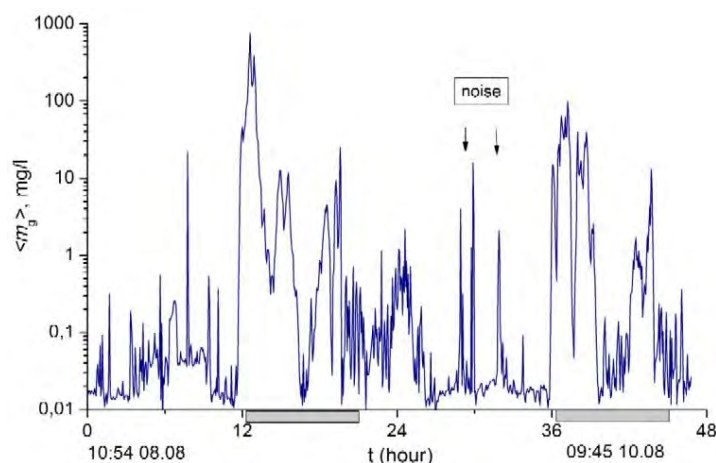


Рисунок 11.28 – Акустическая оценка вариации средней по глубине концентрации зоопланктона в течение двух суток с 10:54 08 августа по 09:45 10 августа.

Таким образом, рассеяние звука на шельфе во многом имеет биологическое происхождение и в ночной период практически на порядок выше по сравнению с дневными значениями.

Распределенный в толще морской воды планктон является зачастую великолепным трассером, отслеживающим внутреннее волновое движение в толще моря. На рисунке 11.28 представлена подробная запись сигналов рассеяния звука на планктоне, вовлеченном в волновое движение динамикой внутренних волн вблизи термоклина. Из рисунка 11.28 хорошо видно 6 периодов внутренней волны с амплитудой чуть менее 2 метров. Характерная величина периода внутренней волны составляет 25 секунд.

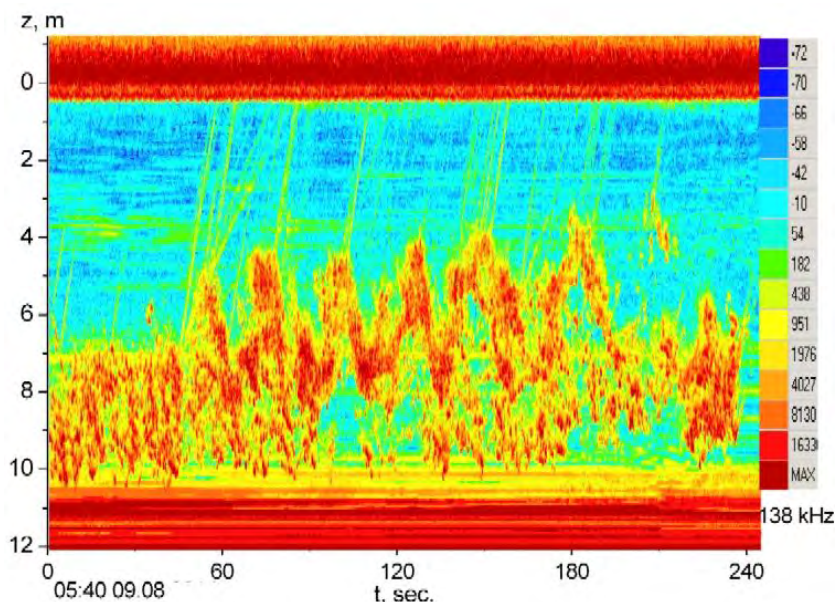


Рисунок 11.29 – Рассеяние звука на планктоне, вовлеченном в волновое движение внутренних волн.

Из рисунка 11.29 видно также достаточно резкое всплытие неоднородностей неизвестного происхождения из мест скопления планктона к поверхности моря со скоростью около $U \sim 0.2-0.5$ м/с. В качестве рабочей гипотезы мы остановились на газовых пузырьках, как объектах, которые могут появляться в результате жизнедеятельности планктона, включая и вынужденное "кавитационное" образование гидродинамического происхождения (Lohse, 2000). Величину радиуса пузырька можно оценить из баланса сил плавучести и силы трения Стокса по формуле $R = \sqrt{9\nu U / 2g}$, где ν – коэффициент вязкости воды, g – ускорение свободного падения. Оценка дает среднюю величину $R \sim 0.5$ мм (диаметр порядка 1 мм).

Картина рассеяния звука на планктоне на рассвете в течение 15 минут, обобщающая представленный выше подробный фрагмент, показана на рисунке 11.30.

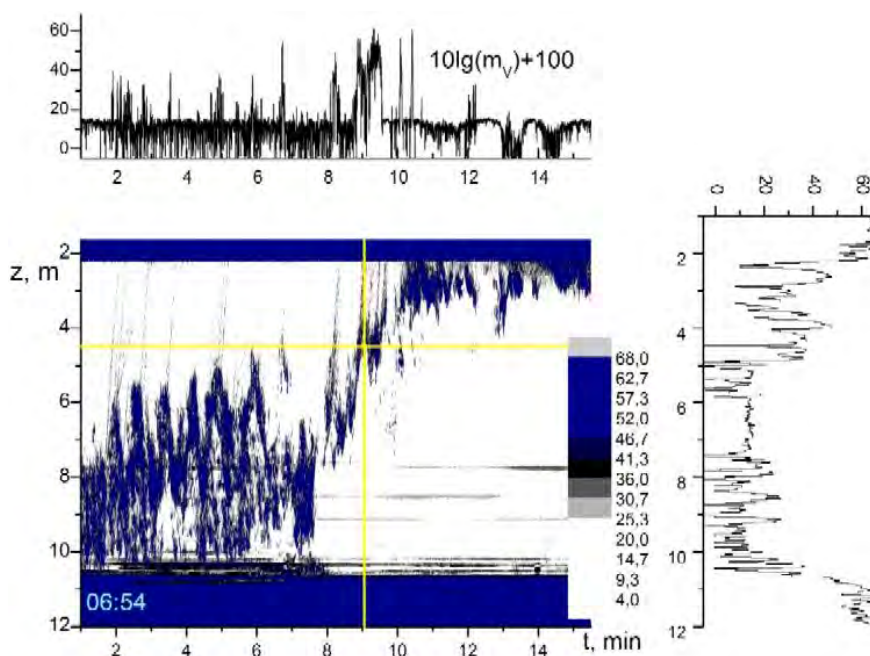


Рисунок 11.30 – Картина рассеяния звука на планктоне на рассвете. Вертикальные и горизонтальные линии отмечают соответствующие профили рассеяния звука, соответственно, вертикальный - на 9 минуте и горизонтальный - на глубине 4.5 метра

Здесь показано рассеяние звука на планктоне в переходной период от стационарного периода, вовлеченного в волновое движение внутренних волн, через период всплытия к времени установления рассеяния звука, характерного для дневного периода. Из рисунка 11.30 следует, что на горизонтальном профиле, соответствующему глубине 4.5 метра, наряду с рассеянием на планктоне, видны участки, пересекающие всплывающие пузырьки. Величина коэффициента рассеяния при этом оказывается достаточно большой. Особенно это хорошо видно на

вертикальном разрезе на 9 минуте, когда наблюдается интенсивный выход пузырьков и на вертикальном профиле это явление отчетливо видно для глубин от 5 до 2 метров.

11.6 Акустические исследования приповерхностных пузырьковых структур

Как видно из рисунков 11.24 и 11.26 вблизи поверхности моря часто наблюдается повышенное рассеяние звука, обусловленное газовыми пузырьками. Особенно это ярко видно из рисунка 11.26, где четко выделяется пузырьковый слой до глубины не менее 4 метров, который развился в утренние часы (после 06:30) при развитом волнении (при сильном ветре до 12 м/с над поверхностью моря).

Данные по рассеянию звука на различных частотах в приповерхностном слое моря при наличии развитого волнения и вовлечения пузырьков в толщу морской воды позволили выявить структуру распределения по размерам пузырьков и их динамику. Теория, на основе которой проведены исследования распределения пузырьков в приповерхностных слоях, основана на нестационарном рассеянии акустических импульсов и подробно представлена в разделе 11.3.4. Полученные данные с помощью формул раздела 11.3.4 позволили получить функции распределения пузырьков по размерам. Часто вместо величины $g(R)$, $[см^{-4}]$ пользуются величиной $n(R)$, $[м^{-3}мкм^{-1}]$, которая связана с $g(R)$ соотношением [3, 8, 18] $n(R)[м^{-3}мкм^{-1}] = 10^2 \cdot g(R)[см^{-4}]$. Поскольку на практике используются как правило типичные высокочастотные излучатели, поэтому в качестве реперной характеристики распределения $n(R)$ берут значения $n(R)$ при некоторых наиболее типичных резонансных для применяемых частот звука размерах R , которую определяют как $N(R)=n(R)dR$ в интервале размеров dR , причем в качестве последнего берут обычно величину $dR=1$ мкм. Именно для этой величины N на рисунке 11.31. представлено распределение пузырьков с размером около 20 мкм по глубине и его изменение в течение 11 часов.

Из рисунка 11.31 видно, что в периоды без ветра рассеивающий слой совсем узкий и примыкает близко к поверхности моря. С усилением ветра происходит существенное вовлечение пузырьков в толщу моря. При этом величина N изменяется на 4 порядка! На такую же величину изменяется концентрация пузырьков на глубине $z \sim 4$ м.

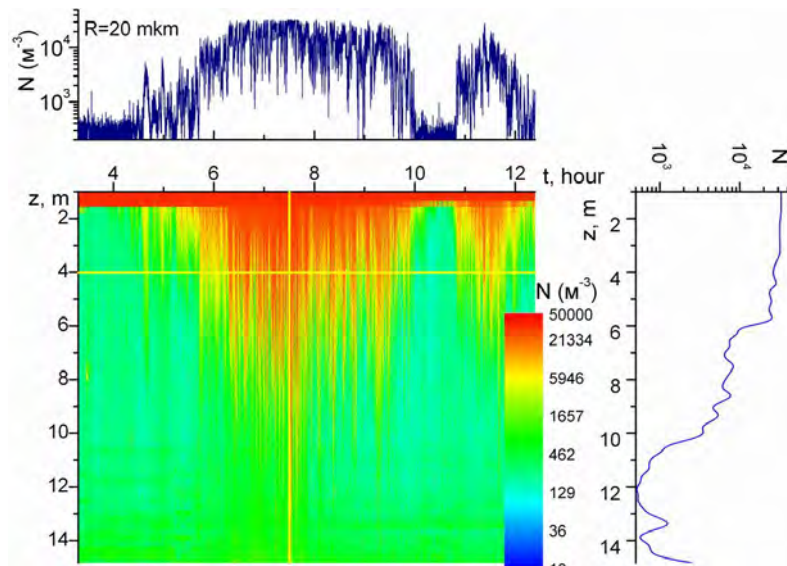


Рисунок 11.31 – Распределение пузырьков по глубине и его изменение в течение 12 часов за счет вариаций скорости ветра и волнения моря, верхний рисунок – изменение во времени концентрации пузырьков N с размером 20 мкм на глубине 4 м, рисунок справа – разрез $N(z)$ в момент времени 7:30 час., когда наблюдается максимальное вовлечение пузырьков в толщу моря.

В связи с изменчивостью вида функции распределения пузырьков по размерам $g(R)$ при различных состояниях моря, возникает вопрос о более корректном описании функции $g(R)$. Нами с 2008 года регулярно проводились измерения приповерхностного рассеяния звука, связанного с пузырьковыми структурами, с применением широкополосных акустических систем, располагающихся на донной станции. Акустическая спектроскопия таких динамических пузырьковых образований позволила с применением развитой теории нестационарного рассеяния получить данные о $g(R)$, которые сравнивались с результатами других авторов [12-19]. К настоящему времени для условий шельфа наиболее типичной представляется функция $g(R)$, которую удалось записать в сравнительно простом аналитическом виде.

$$g(R) = A_g R^{-n} \exp \left[-n \left(\frac{R_p}{R} - 1 \right) - \frac{R}{R_m} \right]. \quad (11.52)$$

Здесь показатель степени n и критические размеры R_p , R_m являются естественными параметрами, которые следуют из теории Фармера-Гаррета, являющейся наследницей теории дробления капель А.Н. Колмогорова по степенному закону в инерционном интервале между размерами R_p , R_m [19]. При этом оказывается, что величина $n \sim 3.3$, хотя при измерениях $g(R)$ на большом фактическом материале в умеренных состояниях моря оказывается $n \sim 3.5-3.8$. [8, 13, 18, 33, 34]. Схематично функция $g(R)$ с обозначением типичных параметров R_p и R_m изображена на рисунке 11.32, где $R_\omega = R(\omega)$.

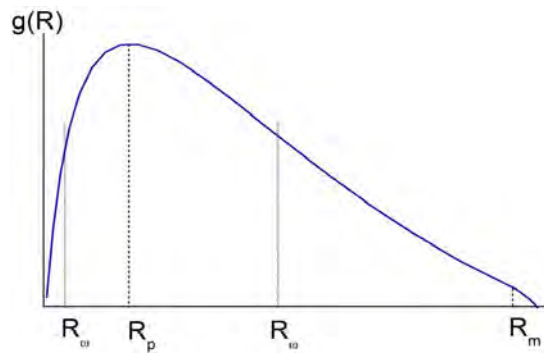


Рисунок 11.32 – Схематичное распределение пузырьков по размерам с обозначением типичных параметров функции $g(R)$, где $R_\omega = R(\omega)$.

Важным акустическим параметром является коэффициент поглощения звука α , который связан с составом и структурой микроненодностей морской воды. Особое значение на высоких частотах имеет структура приповерхностного пузырькового слоя, которая определяет аномалии акустических параметров в верхнем слое моря. Математическое описание параметра α в микроненодной среде представлено в разделе 11.3.5 и ряде статей [2, 3, 8, 18].

На рисунке 11.33 представлены изменения во времени концентрации пузырьков и коэффициента поглощения звука на частоте 138 кГц в приповерхностном слое пузырьков. Видно что перечисленные акустические параметры изменяются в широких пределах при ветре до 13-14 м/с.

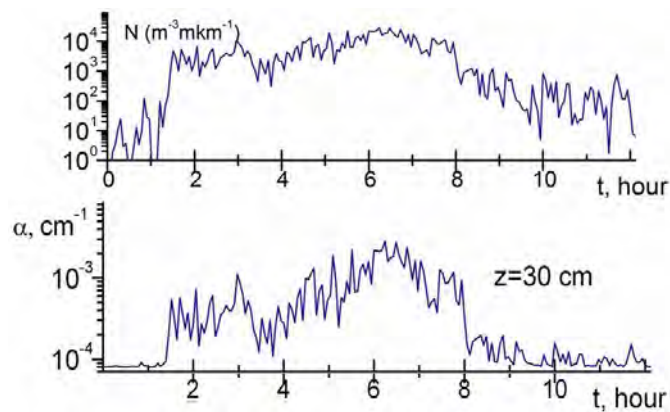


Рисунок 11.33 – Концентрация пузырьков и коэффициент поглощения звука на частоте 138 кГц в приповерхностном слое пузырьков.

Важным параметром в нелинейной гидроакустике является нелинейный акустический параметр ϵ , который зависит от структуры среды, а также от динамических свойств включений. Полученные выше результаты по концентрации пузырьков в приповерхностных слоях морской воды позволяют определить дополнительную акустическую нелинейность, приносимую распределенными в воде пузырьками, обладающими высокой нелинейностью.

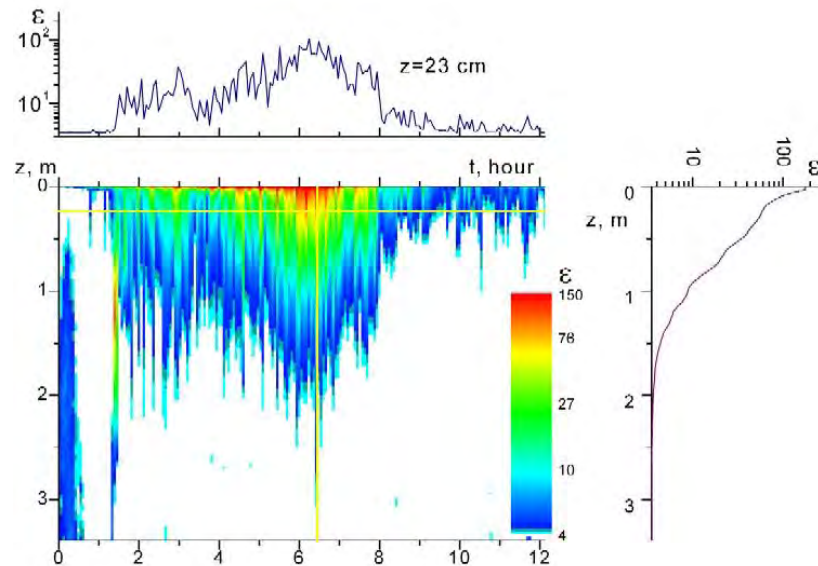


Рисунок 11.34 – Нелинейный параметр приповерхностного слоя пузырьков.

На рисунке 11.34 представлено изменение во времени нелинейного параметра пузырькового слоя, которое отвечает зависимостям, представленным на рисунке 11.33 для концентрации пузырьков. Вблизи поверхности моря нелинейный параметр существенно превышает нелинейный параметр в чистой воде, равный 3.5. На больших глубинах нелинейный параметр стремится к значению нелинейного параметра в чистой воде.

11.7 Кавитационная прочность морской воды

Кавитационная прочность реальной морской воды имеет низкое значение по сравнению с чистой пресной водой и это обстоятельство обычно связывают с наличием в море пузырьков и других зародышей кавитации. Разрыв жидкости представляет собой типичный нелинейный процесс. Вопрос о взаимосвязи кавитационной прочности ΔP_k и нелинейного акустического параметра ε жидкости обсуждался в литературе и частично представлен в разделе 11.3.8.

На рисунке 11.35 представлено изменение во времени кавитационной прочности пузырькового слоя, которое отвечает зависимостям, представленным на рисунках 11.33 и 11.34 для концентрации пузырьков и нелинейного параметра. Видно, что вблизи поверхности моря кавитационная прочность чрезвычайно низка и даже ниже величины гидростатического давления. На больших глубинах кавитационная прочность стремится к значению кавитационной прочности в чистой воде.

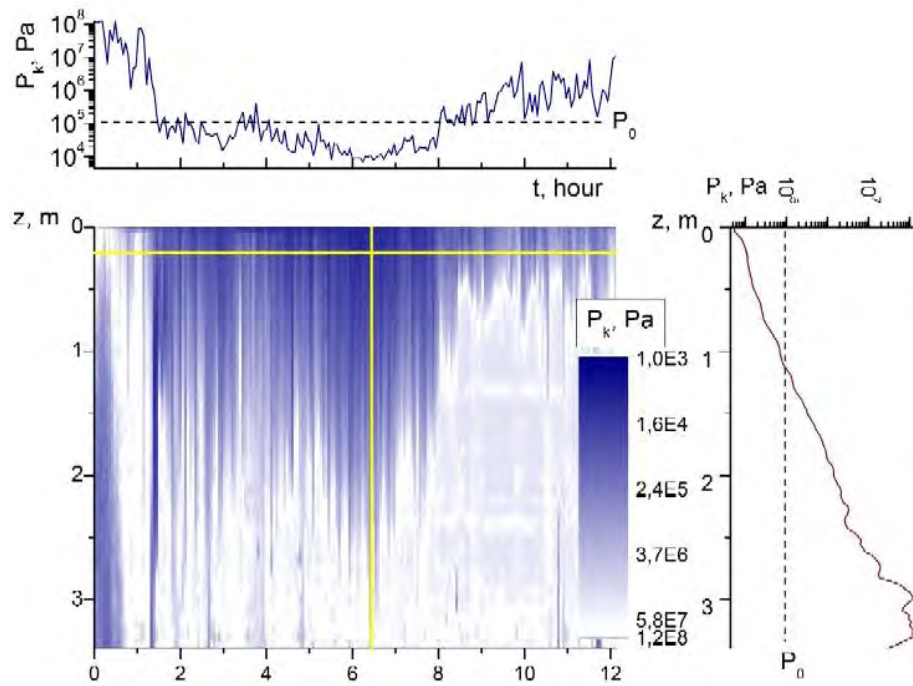


Рисунок 11.35 – Кавитационная прочность морской воды при наличии приповерхностного слоя пузырьков.

Одной из важных задач НИР была проверка разработанных теоретических моделей и измерений кавитационных порогов в верхнем слое моря, содержащих пузырьки, взвеси, планктон и др. микронеоднородности.

Исследования кавитационной прочности морской воды были проведены с применением акустического концентратора в форме цилиндра с резонансной частотой 10 кГц (см. врезку на рисунке 11.36). Были проведены всесторонние испытания макета для исследования акустической кавитации в морской воде. Особое внимание было сосредоточено на исследованиях зависимости порога кавитации от различных критериев обнаружения разрыва сплошности морской воды: по нелинейности кривой излучаемой мощности на частоте излучаемого сигнала ω_{em} , по второй гармонике $P_{2\omega}$, по суммарным высшим гармоникам $\sum_{\omega > \omega_{em}} P_{\omega}$, а также по субгармоникам $P_{\omega/2}$ и $P_{3\omega/2}$.

Типичные результаты измерений уровня звука в акустическом концентраторе при плавном изменении внешнего напряжения накачки представлены на рисунке 11.36. На врезке показан внешний вид акустического концентратора с прикрепленным к нему гидрофоном для регистрации кавитационных шумов при разрыве сплошности морской воды под действием звука. Здесь же на рисунке 11.36 на спектрограмме продемонстрированы спектральные особенности наступления кавитации. Видно, что при пороговых значениях звукового давления происходит резкое обогащение спектра и нелинейное ограничение уровня излучения, сопровождающееся типичным

кавитационным шумом образующихся кавитационных пузырьков при акустическом разрыве сплошности морской воды.

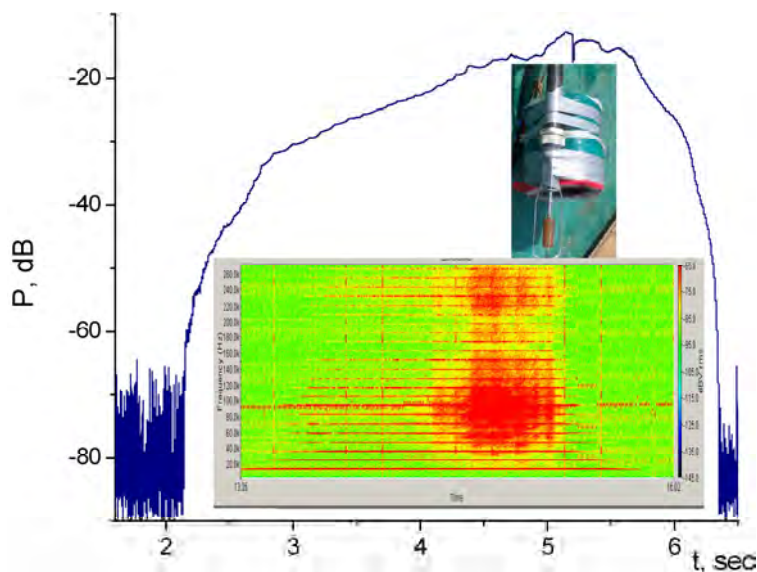


Рисунок 11.36 – Измерения уровня звука в акустическом концентраторе при плавном изменении внешнего напряжения накачки. Здесь же представлена спектрограмма шумоизлучения и внешний вид концентратора с измерительным гидрофоном.

На рисунке 11.37 представлена форма и амплитуда нелинейных акустических сигналов, излучаемых в концентраторе (верхний рисунок), совместно с постепенно увеличиваемой амплитудой синусоидальной накачки на частоте 11.5 кГц (нижний рисунок).

Видно, что форма сигналов внутри концентратора существенно искажается при высоких амплитудах накачки, становится резко ассиметричной при наступлении кавитации и затем переходит в режим кавитационного ограничения.

На рисунке 11.38 представлены спектрограммы сигналов шумоизлучения из концентратора, регистрируемые гидрофоном, которые показывают степень обогащения спектра при возникновении кавитации. Для сравнения показаны также изменения спектров возбуждаемого напряжения, подаваемого на излучатель. Отметим, что спектр накачки также изменяется в силу того, что при наступлении кавитации резко изменяется импеданс нагрузки за счет резкого уменьшения скорости звука и плотности пузырьковой смеси при наступлении кавитации. Тем не менее, спектральные изменения для накачки происходят в основном на возбуждаемой частоте звука и ближайших гармониках. Резкого обогащения субгармонических составляющих и сплошной части спектра в этом случае не наблюдается.

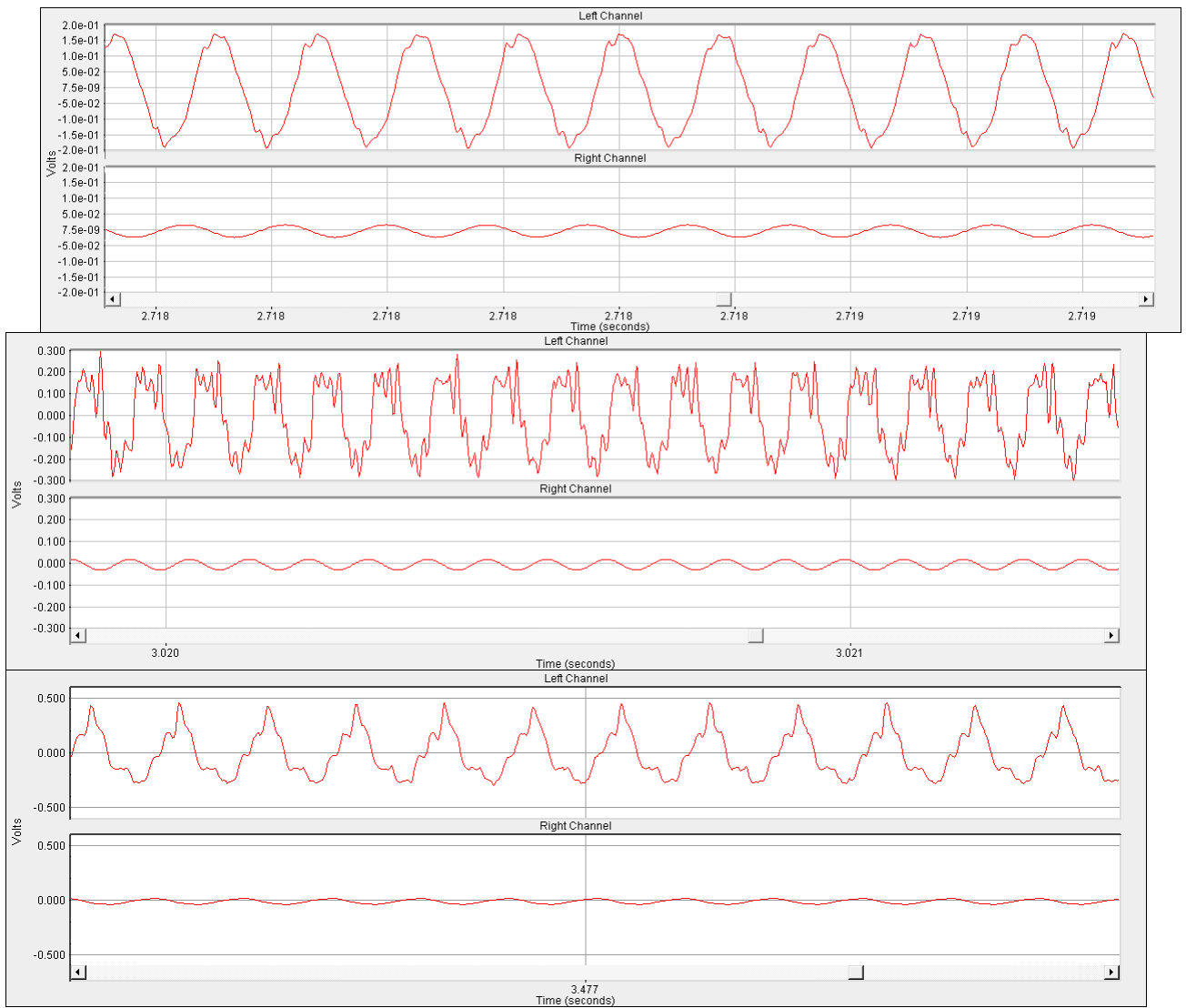


Рисунок 11.37 – Форма акустических сигналов при наступлении кавитации в концентраторе в сравнении с формой сигналов на накачке

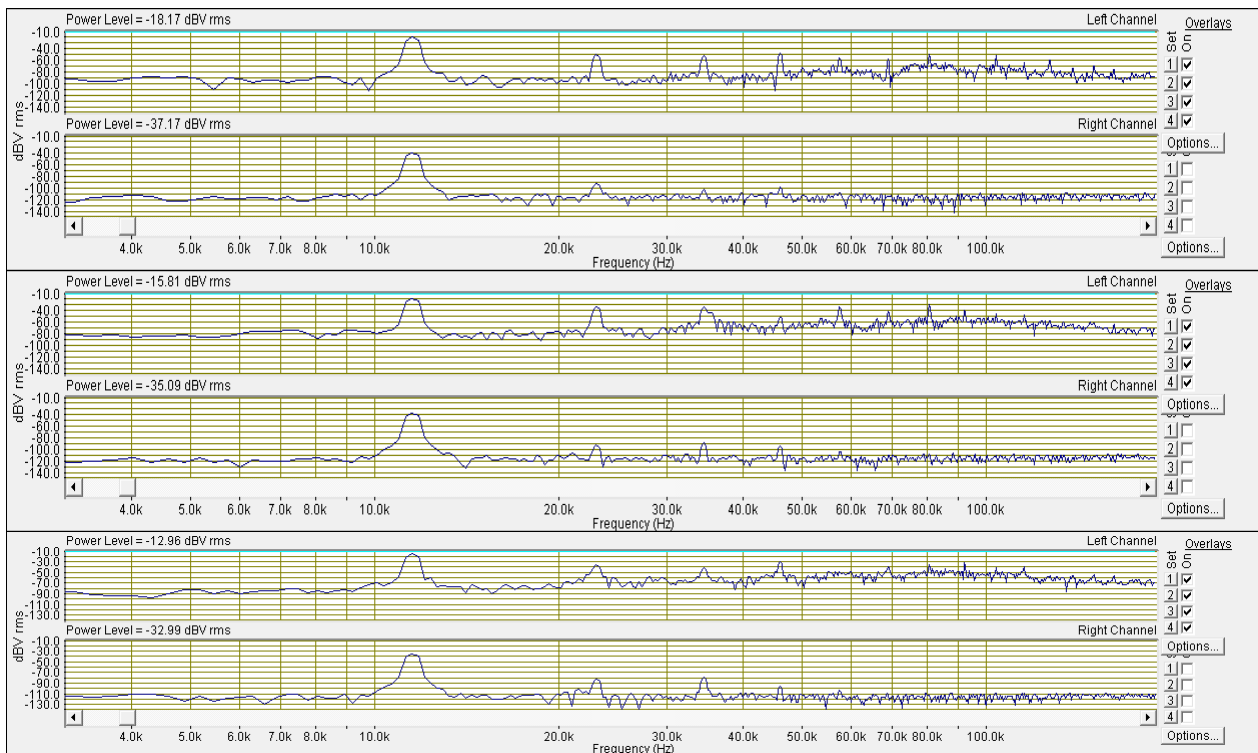


Рисунок 11.38 – Спектрограммы акустических сигналов при наступлении кавитации в концентраторе в сравнении с формой сигналов на накачке

На рисунке 11.39 показан спектр шумоизлучения в режиме развитой кавитации. Видно, что происходит резкое обогащение гармоник, появление субгармоник и сплошной части спектра, обусловленной нерегулярным схлопыванием кавитационных пузырьков различных размеров, излучающих импульсы звука в случайные промежутки времени.

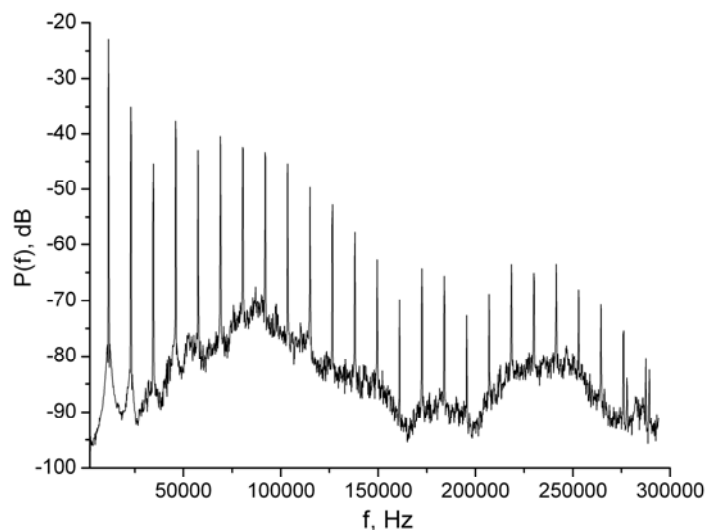


Рисунок 11.39 – Типичный спектр шумоизлучения в режиме развитой кавитации.

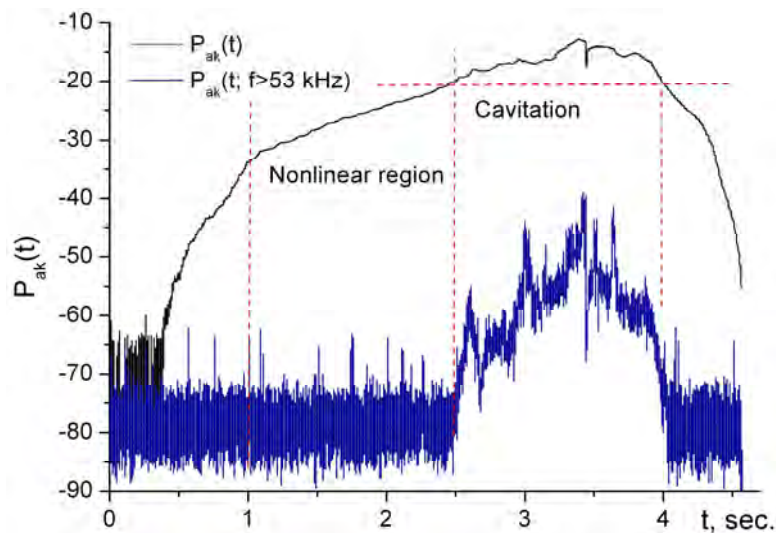


Рисунок 11.40 – Спектральный критерий наступления развитой кавитации.

На рисунке 11.40 представлены критерии, по которым можно определить различные области нелинейности морской воды в акустическом концентраторе при воздействии звука. Наиболее информативным для определения кавитации оказался суммарный критерий высокочастотных гармоник совместно с уровнем сплошной части спектра, который представлен на рисунке 11.40 нижней кривой.

На основании нелинейных зависимостей $P(t)$ и спектральных признаков кавитации были выбраны критерии, по которым была построена зависимость кавитационной прочности морской воды от глубины, представленная на рисунке 11.41.

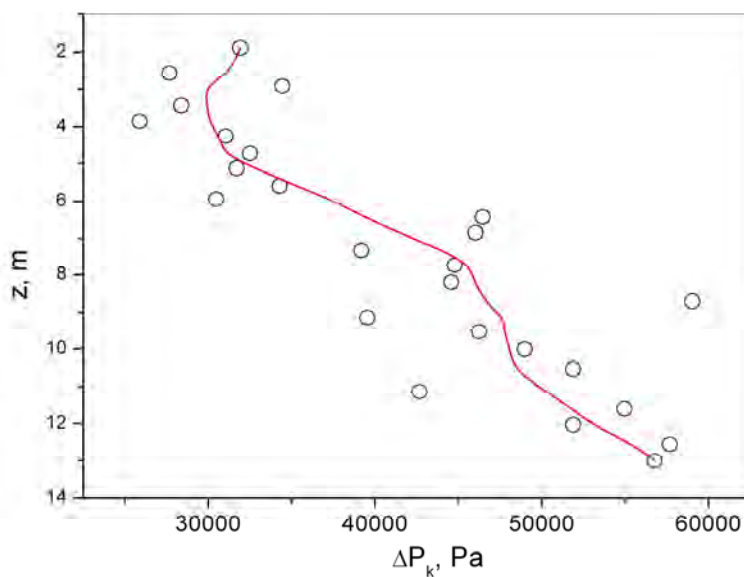


Рисунок 11.41 – Зависимость кавитационной прочности морской воды от глубины

Из рисунка 11.41 видно, что кавитационная прочность морской воды существенно зависит от глубины, резко уменьшается вблизи поверхности и постепенно повышается с глубиной. Видно, что вблизи поверхности моря кавитационная прочность может быть чрезвычайно низка и аналогично зависимостям, представленным на рисунке 11.35, даже может быть ниже величины гидростатического давления. Как известно, такой парадоксальный эффект связан с наличием пузырьков и их сильнейшим динамическим проявлениям благодаря наличию резонансных характеристик и проявлению эффектов выпрямленной газовой диффузии [36, 39-41]. На больших глубинах кавитационная прочность стремится к значению гидростатического давления.

11.8 – Метод измерения акустической нелинейности морской воды

Морская вода имеет сложную структуру, связанную с наличием в ней микронеоднородностей различного типа. Решение задач диагностики микронеоднородностей в море имеет важное значение для изучения и практического использования океанической среды. Нелинейные эффекты весьма чувствительны к присутствию микронеоднородностей в воде. Таким образом, наряду с непосредственным измерением параметров термодинамического состояния морской воды (плотность, температуру, соленость) и скорости звука - первой производной $c = (\partial \rho / \partial P)_s^{-1/2}$, можно использовать новый параметр ε , связанный со второй производной уравнения состояния, который может стать дополнительным важным информативным признаком для диагностики морской среды. Несмотря на важность такого параметра для диагностики морской среды информация о его измерениях в море весьма скудна [1, 2, 43, 44], что связано главным образом с большими трудностями измерения ε в море. Нами разработано сравнительно простое устройство для измерения ε в море, которое прошло проверку в морских экспедициях. В основу устройства положен принцип регистрации волн разностной частоты, генерируемых в воде за счет ее нелинейности при последовательных отражениях высокочастотных бигармонических акустических волн накачки между стенками измерительной ячейки.

Одним из измеряемых параметров в таком устройстве является расстояние, на котором развиваются нелинейные эффекты, - расстояние разрыва в волне, определяемая формулой (11.32). Измеряя расстояние r^* , на котором появляются нелинейные гармоники в волне, периодически отражающейся от стенок ячейки, можно определить нелинейный акустический параметр ε по формуле (11.33). Обращаясь к способам измерения акустической нелинейности следует отметить, что они наиболее часто построены на принципе измерения амплитуды 2-й гармоники излученного сигнала. Тем не менее, в реальных случаях при излучении сложных сигналов, состоящих из суммы

волн нескольких частот (волны накачки), в результате их взаимодействия в нелинейной среде возникают более сложные комбинации волн комбинационных частот, которые зачастую имеют большую информативность о состоянии среды. Эффективное нарастание волн комбинационных частот и высших гармоник происходит по мере распространения накачки до расстояния разрыва, после этого генерация волн замедляется за счет проявлений двух механизмов затухания: поглощения накачки и затухания за счет ее дифракционной расходимости. В предлагаемом устройстве применяется режим Берктея [7], в котором распределение давления в волне разностной частоты в дальнем поле зависит в основном от величины ε и тогда на основе измерения амплитуды волн разностной частоты P_Ω и накачки P_ω на расстоянии L можно определить величину нелинейного акустического параметра по следующей формуле [8] :

$$\varepsilon = A(\omega, \Omega) \frac{P_\Omega L}{P_{\omega_1} P_{\omega_2}}, \quad A(\omega, \Omega) = \frac{4\rho c^3}{R_{F\omega}^2 \Omega \ln(2\gamma_E N_A^{-2})}. \quad (11.53)$$

где $P_{\omega_1}, P_{\omega_2}, P_\Omega$ – амплитуды давления волн накачки с частотами ω_1 и ω_2 и разностной частоты Ω ($\omega_{1,2}=2\pi f_{1,2}, \Omega=2\pi F, F=f_1-f_2$), $N_A = (\alpha_\omega R_{F\omega})^{1/2}$, $\gamma_E=1,78$ - постоянная Эйлера, $R_{F\omega}=k_\omega d^2/8$ – длина ближней зоны на частоте ω , $k_\omega = \omega/c$, d – апертура излучателя.

Регистрация волн разностной частоты, генерируемых в воде за счет ее нелинейности, происходит при последовательных отражениях акустических волн между стенками измерительной ячейки. Важно, чтобы отражение волн от стенок происходило без изменения фазы, что задает условия на коэффициенты отражения от стенок, которые должны быть близки к $V=1$, т.е. стенки должны быть жесткими. В случае импедансных и достаточно мягких стенок, должного нарастания амплитуды волны разностной частоты не будет происходить [7]. Такое сравнительно компактное измерительное устройство можно использовать как ручной погружаемый зонд для перемещения в морской воды от поверхности до заданной глубины.

На рисунке 11.42 представлена функциональная схема устройства для измерения нелинейного акустического параметра жидкости. Описываемое устройство состоит из погружаемой в море измерительной базы 5 длиной 70 см, на одном конце которой установлен акустический излучатель 6, а на другом конце – отражающая пластина. Излучатель изготовлен из пьезокерамического диска диаметром 65 мм. Излучатель 6 и датчик глубины 7 соединены кабелем с бортовым комплексом аппаратуры. Излучатель работает в импульсном режиме излучения, задаваемого цифровым генератором 2 под управлением компьютера 1 с приемом обратно отраженных импульсов. Сигналы от импульсов после нескольких циклов прохождения между противоположными стенками регистрируются с помощью коммутатора 4 и дальнейшей

фильтрацией накачки 8 и разностной частоты 9, оцифровываются АЦП 12 и записываются на компьютере.

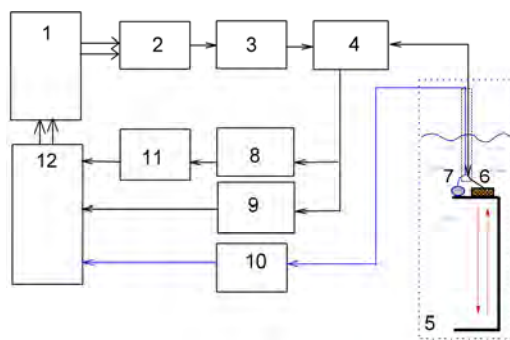


Рисунок 11.42 – Функциональная схема устройства для измерения акустического нелинейного параметра морской воды: 1 – компьютер; 2 – цифровой генератор частот накачки; 3 – усилитель мощности; 4 – коммутатор сигналов излучения-приема; 5 – измерительная база, 6 – излучатель; 7 – датчик глубины, 8, 9 – селективные усилители; 10 – усилитель сигналов с датчика глубины, 11 – детектор огибающей накачки; 12 – АЦП

Указанный принцип неоднократно использовался для измерения нелинейного акустического параметра морской воды в экспедиционных условиях [9, 18, 34].

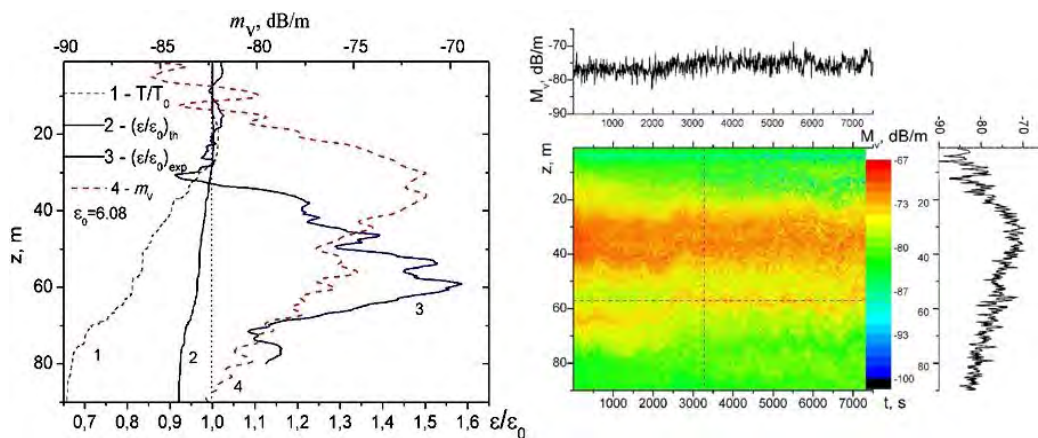


Рисунок 11.43 – Зависимости нелинейного параметра $\mathcal{E}_{\text{exp}}(z)$ от глубины z , существенно превышающие расчетные зависимости $\mathcal{E}_{\text{th}}(z)$ для чистой воды и свидетельствующие о наличии дополнительного вклада, связанного с наличием микронеоднородностей в море и регистрируемых с помощью коэффициента рассеяния звука M_V : 1 – температура $T(z)/T_0(z=0)$; 2 – $\mathcal{E}_{\text{th}}(z)$; 3 – $\mathcal{E}_{\text{exp}}(z)$ на частоте 15 кГц (накачка 700 кГц); 4 – $M_V(z)$ на частоте 100 кГц.

На рисунке 11.43 кривой 3 представлено относительное изменение нелинейного акустического параметра морской воды $\varepsilon_{\text{exp}}(z)$ от глубины, здесь же кривой 1 показано относительное изменение температуры с глубиной. Значение нелинейного параметра на поверхности моря $\varepsilon_0 = 6.08$, видно, что нелинейный параметр существенно изменяется с глубиной. В качестве оценки кривой 2 представлено распределение расчетного параметра $(\varepsilon / \varepsilon_0)_{th}$, которое получено на основе данных Вильсона и Дель-Гроссо для скорости звука $c(T, S, P)$, как функции температуры T , давления P и солёности S [49-51] в соответствии с формулами

$$\varepsilon(T, S, P) = 1 + \rho c(T, S, P) \left[\frac{dc(T, S, P)}{dp} + \frac{\alpha T}{\rho C_p} \frac{dc(T, S, P)}{dT} \right], \quad (11.54)$$

$$dc/dT = 4.587 - 0.107T + 7.81 \cdot 10^{-4} T^2 + 2.71 \cdot 10^{-5} TP - 7.19 \cdot 10^{-7} P^2 - 1.2 \cdot 10^{-2} (S - 35) \quad (11.55)$$

$$dc/dP = 0.15848 + 3.144 \cdot 10^{-5} P - 1.384 \cdot 10^{-11} P^3 + 1.354 \cdot 10^{-5} T^2 - 1.438 \cdot 10^{-6} TP, \quad (11.56)$$

где ρ - плотность, C_p - теплоемкость, α - коэффициент теплового расширения. Из сопоставления расчетных и экспериментальных результатов для $(\varepsilon / \varepsilon_0)_{th}$ и $(\varepsilon / \varepsilon_0)_{\text{exp}}$ (кривые 2 и 3) видно, что эти результаты существенно расходятся, что свидетельствует в пользу того, что нелинейность в морской воде в основном связана с наличием в ней микронеоднородностей различного происхождения. Кривой 4 и на рисунке 11.43 справа представлены измерения коэффициента рассеяния звука m_v на частоте 100 кГц. Сопоставление полученных результатов показывают, что изменение параметра нелинейности расходится с максимальными абсолютными значениями коэффициентов рассеяния звука m_v и значительное изменение наблюдается несколько ниже горизонта максимума m_v и совпадает с положением внутренней волны, которая обычно присутствует на границах звукорассеивающих слоев, в местах больших градиентов коэффициента рассеяния звука.

Необходимо подчеркнуть одно важное обстоятельство – измерения нелинейного параметра были проведены не на второй гармонике от частоты накачки около 1.4 МГц, а на небольшой разностной частоте 15 кГц. Способ регистрации нелинейности именно при преобразовании накачки в волну разностной частоты, как оказывается, очень чувствителен к наличию микронеоднородностей в морской воде. Таким образом, применение этого нелинейного способа с преобразованием в волну разностной частоты позволяет получить новые данные о структуре микронеоднородностей морской среды.

В заключении следует отметить, что подобное устройство (при соответствующих незначительных конструктивных изменениях) в равной мере пригодно для измерения нелинейного акустического параметра любой микронеоднородной жидкости естественного или искусственного происхождения. Важно, что принцип регистрации накопления нелинейных эффектов в волне разностной частоты при последовательных отражениях бигармонических акустических импульсов между стенками измерительной ячейки позволяет измерить достаточно слабую нелинейность в микронеоднородной среде. При этом нелинейное преобразование в низкочастотную область оказывается более чувствительным к наличию в среде гетерогенных неоднородностей по сравнению с методом регистрации нелинейности на высокой частоте второй гармоники.

11.9 Исследования параметрического взаимодействия в верхнем слое морской воды

Важной задачей в работе было изучение возможностей нелинейных акустических методов зондирования на основе измерения взаимодействия акустических импульсов с различными типами мелкомасштабных неоднородностей в параметрическом режиме. В связи с необходимостью проведения работ с применением параметрического режима излучения были созданы и испытаны параметрические излучатели различных типов [23, 24, 34]. Кратко опишем применяемые излучатели. Наиболее часто нами применялся мощный излучатель FURUNO с частотой накачки 200 кГц, который способен поддерживать излучение при электрической нагрузке на резонансе $W \sim 2$ кВт. Внешний размер пьезокерамической пластины излучателя составляет 10 см, так что характеристика направленности на частоте 200 кГц в линейном режиме составляет около 4^0 .

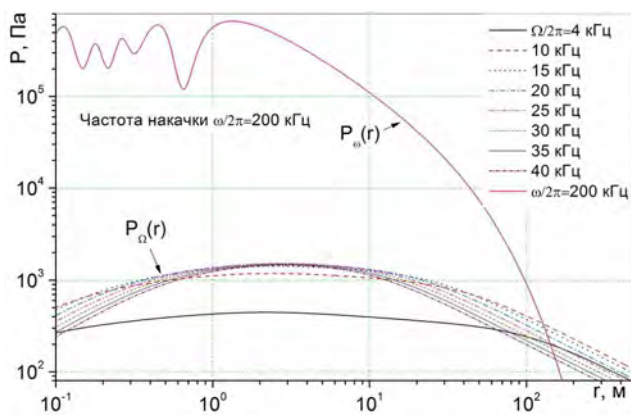


Рисунок 11.44 – Структура осевого распределения поля параметрического излучателя, вычисленного на различных разностных частотах при бигармонической накачке 200 кГц.

На рисунке 11.44 представлена структура осевого распределения поля параметрического излучателя на основе данного излучателя, вычисленная для случая бигармонической накачки,

когда амплитуда давления на резонансе на поверхности излучателя составляла ~ 6 атм. Расчеты проводились для идеального случая чистой морской воды без пузырьков согласно [7, 8]. Из рисунка 11.44 видно, что темп пространственного спада на низких частотах существенно меньше по сравнению с накачкой. В итоге, в дальнем поле, начиная с расстояния около 100 метров эффективность воздействия звука на низких частотах становится преобладающей по сравнению с воздействием накачки.

На рисунке 11.45 представлена частотная зависимость поля параметрического излучателя, вычисленного на различных расстояниях. Из рисунка 11.45 видно, что с повышением частоты эффективность параметрического преобразования увеличивается, но уже с частот, составляющих примерно 0.1 от частоты накачки увеличение резко замедляется. В итоге можно выделить наиболее перспективную область рабочих частот параметрического излучателя Ω , составляющих примерно величину $\Omega \sim (0.08-0.15)\omega$, т.е. около 10 % от частоты накачки.

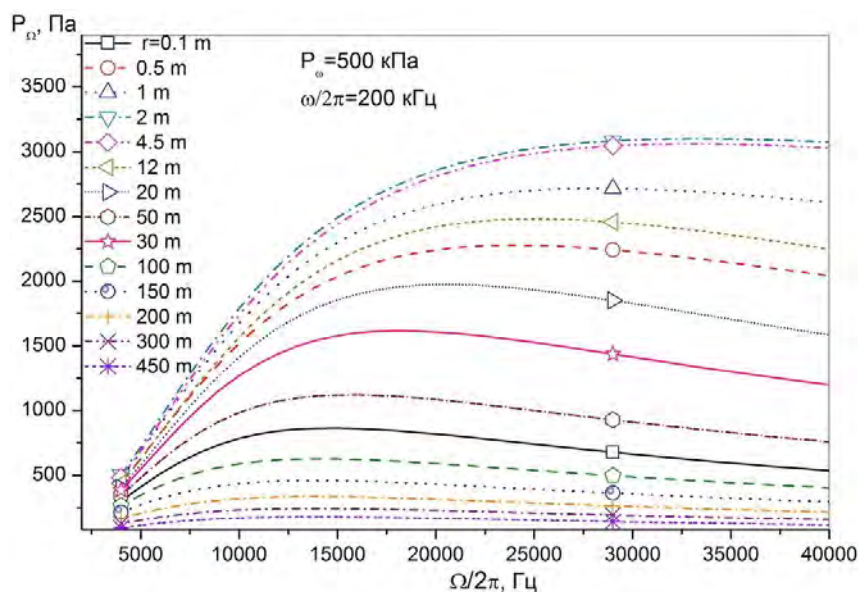


Рисунок 11.45 – Частотная зависимость поля параметрического излучателя, вычисленного на различных расстояниях при бигармонической накачке 200 кГц.

На рисунке 11.46 представлено осевое распределение акустического поля для указанного излучателя, применяемого в параметрическом режиме в лабораторных условиях (в бассейне с пресной водой) с разностной частотой 15 кГц при накачке в бигармоническом режиме с средней частотой 200 кГц и амплитудой вблизи поверхности излучателя 300 кПа. При этом для дальнего поля была учтена сферическая расходимость волнового фронта и поглощение звука. Для наглядности величины акустического давления на накачке и на разностной частоте даны в относительных единицах и совмещены по уровню. Из рисунка 11.46 видно, что в этих условиях уровень высокочастотной накачки остается примерно постоянным, в то время как вплоть до расстояния около 50 метров происходит постепенный рост амплитуды волны разностной частоты.

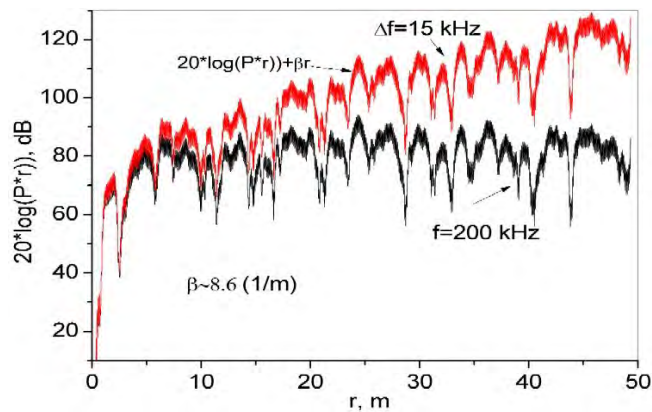


Рисунок 11.46 – Осевое распределение давления в поле направленного (около 3 градусов) низкочастотного (15 кГц) акустического пучка, генерируемого при параметрическом взаимодействии высокочастотной накачки сигнала 200 кГц в воде с газовыми пузырьками.

Были также проведены экспериментальные исследования в морских условиях. На рисунке 11.47 представлены зависимости от расстояния амплитуды волны разностной частоты 15 и 20 кГц.

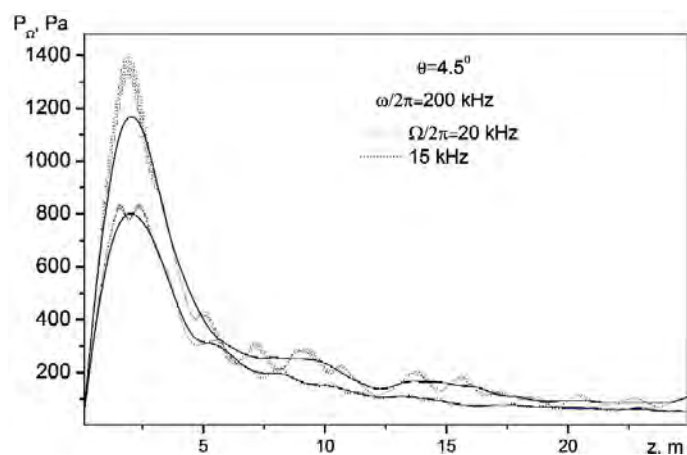


Рисунок 11.47 – Структура осевого распределения поля параметрического излучателя, измеренная на различных разностных частотах 15 и 20 кГц при накачке 200 кГц.

Видно, что за счет нелинейного взаимодействия формируется пучок остронаправленного излучения на низких частотах 15 и 20 кГц с достаточно высокой амплитудой в дальнем поле, составляющем на частоте 15 кГц величину около 3-4 кПа*м.

Следует особо подчеркнуть высокую концентрацию излучения на низких частотах, где характеристика направленности на частоте 15 кГц составляет всего лишь 4.5° . Для формирования такой узкой характеристики направленности в обычном линейном режиме на частоте 15 кГц потребовался бы излучатель с апертурой не менее 1.5 м. В нашем случае такую же узкую характеристику направленности удалось достичь для излучателя с диаметром излучающей поверхности всего 18 см.

Целый ряд исследований был проведен с узконаправленной многоэлементной антенной, общий вид которой и ее характеристики показаны на рисунке 11.10 и 11.11. Блок-схема аппаратуры при проведении экспериментов с многоэлементной антенной в параметрическом режиме излучения представлена на рисунке 11.48.

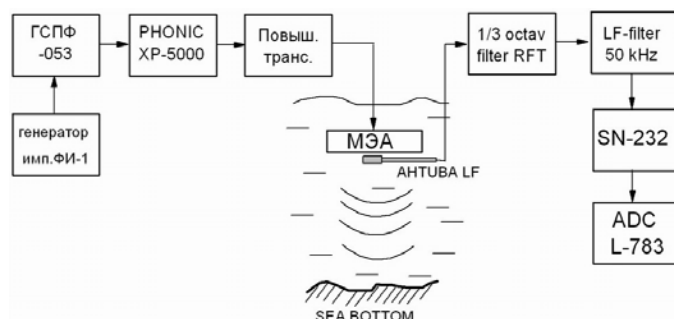


Рисунок 11.48 – Блок-схема аппаратуры при проведении экспериментов с многоэлементной антенной в параметрическом режиме излучения

На рисунке 11.49 приведен фрагмент записи обратного рассеяния звука на разностной частоте 2 кГц при частоте накачки 25 кГц в бухте Витязь, который предположительно свидетельствует о низкочастотном проникновении звука в толщу осадков при сохранении высокой направленности звукового луча.

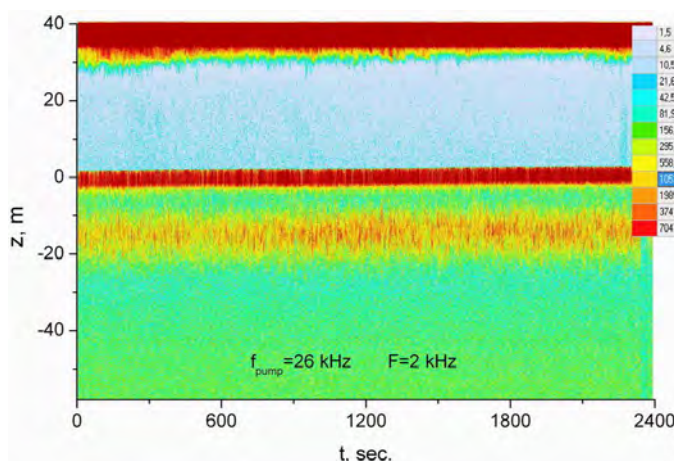


Рисунок 11.49 – Предположительное проникновение звука на частоте 2 кГц в толщу осадков при сохранении высокой направленности звукового луча на накачке 26 кГц.

В заключение следует отметить, что представленные выше экспериментальные результаты для параметрических антенн были получены в спокойных условиях моря в отсутствие пузырьков. Пузырьки резко усиливают акустическую нелинейность среды и способствуют более эффективной раскачки волны разностной частоты. По существу повышение параметра акустической нелинейности за счет пузырьков способно по оценкам на порядок увеличить уровень волны

разностной частоты. Однако, данный вопрос не столь детально исследован и в будущем мы планируем подробно изучить пузырьковый механизм воздействия на эффективность параметрического взаимодействия в морской воде с пузырьками.

11.10 Оценка изменчивости термоклина в мелком море методом частотного сдвига интерференционной структуры акустического поля

Гидродинамические изменения условий распространения звука в океане приводят к изменению интерференционной структуры акустического поля. Интерференционная картина, проявляющаяся в осцилляциях уровня сигнала, при изменениях координат приемника-источника или частоты сигнала имеет выраженные полосы равной интенсивности на плоскости частота-дистанция. Экспериментальные и модельные исследования свидетельствуют об устойчивости интерференционной структуры акустического поля [52-56], а её параметры являются более чувствительными (по сравнению со средними энергетическими) характеристиками к изменениям условий распространения. Данная особенность обусловлена волноводной дисперсией, т.е. различием в частотной зависимости постоянных распространения разных мод. При этом отмечено, что в мелком море, моды имеют разную чувствительность по отношению к изменениям условий распространения. Это позволяет выявить доминирующее влияние океанических неоднородностей на вариации характеристик поля, формируемых разными группами мод. Будет сделана оценка влияния изменения условий распространения по частотному смещению $\Delta\omega$ интерференционных полос на картине акустического поля (минимумы или максимумы интенсивности).

Будет рассмотрен придонный волновод (волновод в летние месяцы на полигоне м. Шульца), параметры которого в горизонтальной плоскости меняются медленно – отсутствует перекачка энергии из одной моды в другую. В данной работе рассматривается распространение звукового сигнала в условиях мелкого моря. Для предварительных расчетов, без потери общности, можно найти аналитическое выражение для частотного сдвига. Заменим летнюю гидрологию в районе м. Шульца, её кусочно-линейно аппроксимацией. В этом случае частотные смещения явно зависят как от изменения глубины волновода, так и от изменения дисперсионных характеристик волновода. Следовательно, можем разделить влияние данных характеристик, рассматривая группы мод, которые имеют разную чувствительность по отношению к изменениям условий распространения.

Изменение глубины волновода (характеристика баротропного прилива) не оказывает значительного влияния на донные моды, тогда как параметры донно-поверхностных мод будут определяться изменениями скорости звука по глубине – бароклинный прилив или внутренние волны.

Для выбора частотного диапазона звука рассмотрим зависимость групповой скорости нормальных мод от частоты. Рассматривается волновод с толщиной водного слоя 42 м и параметрами дна: $H_{\text{bott}}=1.5$ м - слой осадков с градиентом скорости звука от $C_{\text{bott}}=1610$ м/с до $C_{\text{bott}}=1720$ м/с и плотностью – $\rho = 1.1$ кг/дм³, лежащем на полупространстве со скоростью звука, плотностью и поглощением: $C_2(z)=1900$ м/с, $\rho = 1.86$ кг/дм³, $\alpha=0$. Для этих условий рассчитаны групповые скорости первых 7 мод для частот от 30 Гц до 250 Гц, что представлены на рисунке 11.50.

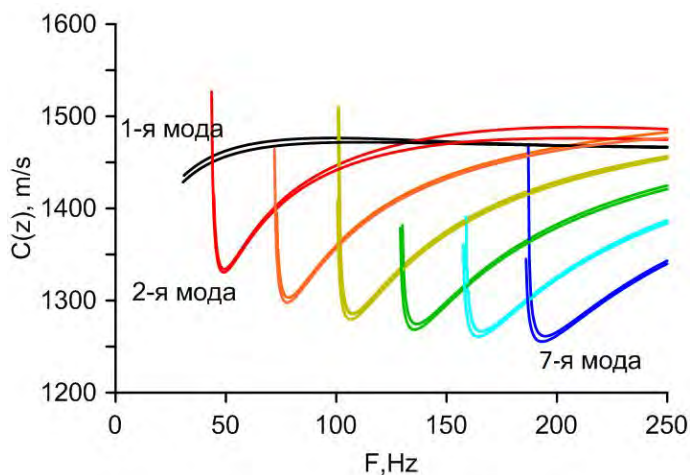


Рисунок 11.50 – Частотная зависимость групповых скоростей первых 7 мод, рассчитанных для модели волновода, соответствующего летним месяцам на МЭС «м. Шульца». Одна из двойных линий соответствует волноводу с термоклинном на глубине 12 м, а другая – глубине термоклина 13 м.

На приведенном рисунке 11.50 видно, что имеются частотные интервалы, где для каждой группы мод есть пологий минимум групповой скорости, вблизи которого моды одного номера с близкими частотами распространяются с почти одинаковыми групповыми скоростями (стационарная точка) и соответственно в этом интервале частот можно выделить данную моду. Измерения частотных смещений максимумов (минимумов) поля, обусловленных возмущением океанической среды, будет проведено на основе корреляционной обработке сдвинутых по частоте спектров сигналов, вызванных возмущением среды. Частотный сдвиг отслеживается по перемещению в частотной области максимума взаимокорреляционной функции. Будем рассматривать влияние однотипных групп мод, характеризующихся сходными дисперсионными характеристиками. Это связано, прежде всего, с тем, что такие моды имеют разную чувствительность по отношению к изменениям условий распространения.

Для волновода в районе м. Шульца в нормально модовом приближении промоделировано акустическое поле в диапазоне частот 40-120 Гц в условиях бароклинного прилива, где глубина

термоклина изменялась от 3 м до 24 м. Звук излучался с глубины 25 м, принимался на глубине 41 м. Граница раздела «полосатости» показывала вступление каждой следующей моды при изменении условий распространения звука в мелком море, разделение нормальных мод на группы привело к локализации положений экстремумов уровня сигнала.

Частотный сдвиг, обусловленный изменением условий распространения (в нашем случае бароклинный прилив) определялся по сдвигу авто и взаимокорреляционных функций интенсивности сигнала на выбранных частотах $I(f)$.

Автокорреляционная функция $\Psi(z_t = 12m, f)$ для $I(z_t = 12m, f)$ имеет вид:

$$\Psi(z_t = 12m, f) = \frac{\sum_{f_i=f}^{f+\Delta f} (I_1(f_i) - I_{1,средн}(f, f + \Delta f))(I_1(\varphi_i) - I_{1,средн}(\varphi, \varphi + \Delta f))}{\sqrt{\sum_{f_i=f}^{f+\Delta f} (I_1(f_i) - I_{1,средн}(f, f + \Delta f))^2 \sum_{\varphi_i=\varphi}^{\varphi+\Delta f} (I_1(\varphi_i) - I_{1,средн}(\varphi, \varphi + \Delta f))^2}} \quad (11.57)$$

Здесь $72\text{Hz} > f > 60\text{Hz}$, $\Delta f = 4\text{Hz}$ – примерная ширина интерференционной полосы, $\varphi = 62.64\text{Hz}$, соответственно, $\varphi + \Delta f = 66.64\text{Hz}$, $I_1(f_i)$ – сокращенное обозначение функции $I(z_t = 12m, f_i)$, $I_{1,средн}(f, f + \Delta f)$ – среднее значение функции I_1 на интервале $(f, f + \Delta f)$.

Вычисленные функции автокорреляции и взаимной корреляции для приведенных глубин термоклина изображены на рисунке 11.51 сверху. Максимум функции автокорреляции расположен на частоте 62.61 Гц, а максимум функции взаимной корреляции – на частоте 61.66 Гц. Таким образом, для рассматриваемой интерференционной полосы, изменение глубины термоклина на 4 м соответствует сдвигу интерференционного максимума на 0.95 Гц. На рисунке 11.51 снизу, показана зависимость сдвига интерференционного максимума (для рассматриваемой интерференционной полосы) функции взаимной корреляции $\Psi(z_{t_1} = 12m, 12 + z_{t_2}, f)$, $-4 \leq z_{t_2} \leq 4$ относительно автокорреляционной функции $\Psi(z_t = 12m, f)$, вычисленная для изменяющейся глубины термоклина.

Таким образом, вычисляя или измеряя текущее значение частотного сдвига можно определить глубину расположения термоклина.

Иллюстрацией этого объяснения может служить рисунок 11.52, на котором приведен результат модельного расчета, выполненного для опускающегося термоклина для диапазона частот 290-330 Гц. Расчет показал, что при изменении глубины термоклина с 20 м до дна имеются хорошо различимые максимумы интенсивности, по изменению угла наклона которых, можно найти глубину термоклина.

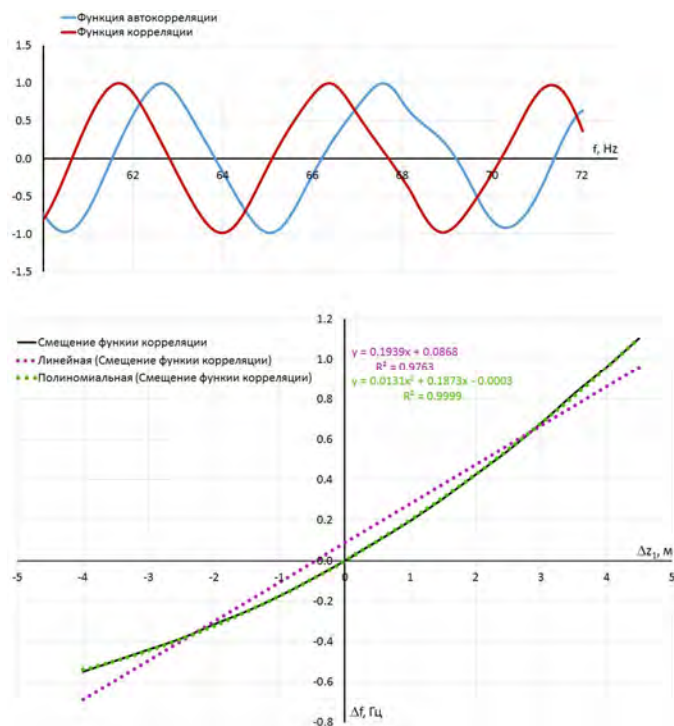


Рисунок 11.51 – Автокорреляционная функция и функция взаимной корреляции – сверху и график смещения функции взаимной корреляции относительно автокорреляционной функции и две линии тренда - линейная и квадратичная – снизу.

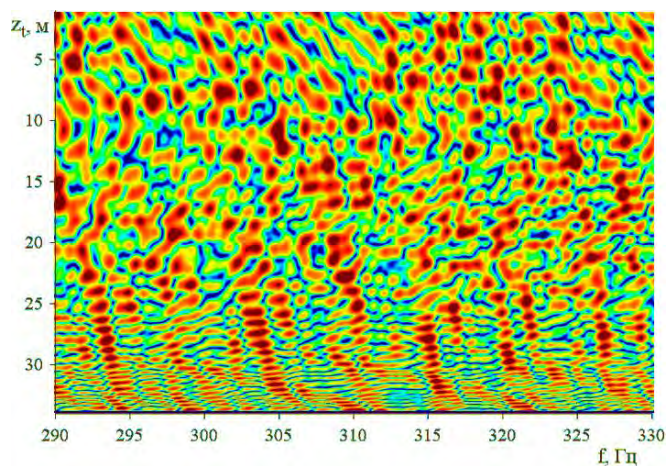


Рисунок 11.52 – Результат модельного расчета, выполненного для опускающегося термоклина, источник на глубине 41 м, приемник – на 31 м.

Данная работа показывает, что можно оценить изменчивость термоклина в мелком море на основе частотного смещения интерференционной структуры акустического поля. Важным условием для этого является выполнение следующих рекомендаций:

- дискретность частоты звука не должна превышать прогнозируемые частотные смещения

- частотный диапазон выбирается с учетом распределения групповой скорости распространяющегося сигнала

- производится селекция групп мод для выбора тех групп мод, которые отвечают за данный тип неоднородности (баротропный или бароклиный приливы, внутренние волны, изменение геометрии или свойств дна).

Список использованных источников

- 1 Кузнецов В.П. Нелинейная акустика в океанологии М.: Физматлит. 2010. 264 с.
- 2 Наугольных К.А., Островский Л.А. Нелинейные волновые процессы в акустике. / М.: Наука, 1990.
- 3 Leighton T.G. The acoustic bubble. San-Diego: Academic, 1994
- 4 Apfel R.E. The effective nonlinearity parameter for immiscible liquid mixtures. // J. Acoust. Soc. Amer. 74, No.6, p.1866-1868, 1983.
- 5 The 5th Pacific Rim Underwater Acoustic Conference, Vladivostok, Russia, 2015: book of abstracts / Far Eastern Federal University, V.I. Il'ichev Pacific Oceanological Institute; editors: Robert C. Spindel (executive editor), Vladimir A. Bulanov, Pavel S. Petrov. - Vladivostok: Far Eastern Federal University, 2015. - 66 p. ISBN 978-5-7444-3609-4
- 6 Руденко О.В., Солюян С.И. Теоретические основы нелинейной акустики. М.: Наука, 1975
- 7 Новиков Б.К., Тимошенко В.И. Параметрические антенны в гидролокации. Л.: Судостроение, 1990, 256 С.
- 8 Буланов В.А. Введение в акустическую спектроскопию микронеоднородных жидкостей. Владивосток: Дальнаука. 2001. 280 с
- 9 Акуличев В.А., Буланов В.А. "Исследования неоднородностей морской среды методами акустического зондирования" / В кн. Дальневосточные моря России: в 4 кн./ Гл.ред. акад. В.А. Акуличев. Кн.4. Физические методы исследования/ отв.ред. Г.И.Долгих. –М.: Наука 2007, с.129-231
- 10 В.А. Буланов, И.В. Корсков "Система многочастотного акустического зондирования с временным разделением частот" // Приборы и техника эксперимента". 2009. №3, с.120-122
- 11 Пат. 108642 Российская Федерация МПК G01S15/00. Система многочастотного акустического зондирования/И.В.Корсков, В.А.Буланов. ТОИ ДВО РАН, заявл. 07.06.2011, опубл. 20.09.11 Бюл. №26.
- 12 Н. Medwin, "Acoustical determination of bubble size spectra" // J. Acoust. Soc. Am. 1977. Vol. 62, pp. 1041-1044.

- 13 Акуличев В.А., Буланов В.А., Кленин С.А. Акустическое зондирование газовых пузырьков в морской среде // *Акуст.ж.* 1986,Т.32, Вып.3. С.289-295.
- 14 S. Vagle, D. Farmer, "The measurement of bubble-size distributions by acoustical backscatter", *Journ. of Atmospheric and Oceanic Technology*, 1992. Vol. 9, pp.630-664.
- 15 G. B. Deane, "Sound generation and air entrainment by breaking waves in the surf zone", *J. Acoust. Soc. Amer.*, 1997, Vol. 102, 2671-2689.
- 16 H. Medwin, N. Breitz, "Ambient and transient spectral density in quiescent seas and under spilling breakers", *J. Geophys. Res.*, 1989, Vol. 94, pp. 12751-12759.
- 17 D. Farmer, S. Vagle. Wave Induced Bubble Clouds in the Upper Ocean // *Journ. Geophys. Res.*, 2010, Vol. 115, C12054, 16 pp. doi:10.1029/2009jc005990
- 18 V.A. Akulichev, V.A. Bulanov. Measurements of bubbles in sea water by nonstationary sound scattering // *J. Acoust. Soc. Am.* 2011. Vol.130, No5, pt.2, pp.3438-3449
- 19 Garrett C., Li M., Farmer D. The Connection between Bubble Size Spectra and Energy Dissipation Rates in the Upper Ocean // *J. Phys. Ocean.* 2000 V.30 No9 p.2163-2171
- 20 В.А. Акуличев, В. А. Буланов, А.В. Стороженко. Оценка распределения планктона в океане методом акустического зондирования // *Доклады Академии наук.* 2011, т.438, №2, с.267-270
- 21 В.А. Акуличев, В.А. Буланов, И.В. Корсков, А.В. Стороженко Мониторинг экологического состояния акваторий с применением акустического зондирования // *Подводные исследования и робототехника.* 2012. № 2 (14). С.43-55.
- 22 Буланов В.А."К вопросу об оценке распределения биомассы в деятельном слое океана по данным о рассеянии звука" // *Подводные исследования и робототехника, №1(5).* 2008. с.58-65
- 23 Weibe P., Greene C., Stanton T. Sound scattering by live zooplankton and micronecton // *J. Acoust. Soc. Am.* 1990. Vol.88. No 5. pp.2346-2359.
- 24 I. B. Andreeva, A. V. Belousov, "Multiple sound scattering by densely packed shoals of marine animals", *ICES Journal of Marine Science*, 53, 323–327 (1996)
- 25 Gorska N. Chu D. Some aspects of sound extinction by zooplankton // *J. Acoust. Soc Am.*, 2001, vol. 110, No. 5, pp. 2315-2325.
- 26 I. B. Andreeva, L. L. Tarasov, "Scattering of acoustic waves by small crustaceans", [Acoustical Physics](#), 49, 125-128 (2003)
- 27 M. C. Macaulay, "A generalised target strength model for euphausiids, with applications to other zooplankton", *J. Acoust. Soc. Am.*, 95, 2452–2466 (1994).
- 28 A. C. Lavery, P. H. Wiebe, T. K. Stanton, et al, "Determining dominant scatterers of sound in mixed zooplankton populations," *J. Acoust. Soc. Am.* 122, 3304–3326 (2007)

- 29 P. Ressler, Acoustic backscatter measurements with a 153 kHz ADCP in the northeastern Gulf of Mexico: determination of dominant zooplankton and micronekton scatterers", *Deep-Sea Research I*, 49, 2035–2051 (2002).
- 30 J. M. Jech, J. K. Horne, D. Chu, et al Comparisons among ten models of acoustic backscattering used in aquatic ecosystem research / *J. Acoust. Soc. Am.* 2015, Vol.138, No 6, p. 3742-3764
- 31 В.А. Акуличев, В.А. Буланов О спектре пузырьков газа и возможностях акустической спектроскопии в приповерхностном слое океана // Доклады Академии наук, 2012, том 446, № 2, с.212-215
- 32 В.А.Акуличев, В.А. Буланов. Влияние микронеоднородностей на акустические характеристики морской среды. Океанологические исследования Дальневосточных морей и северо-западной части Тихого океана. В двух книгах. Книга 2. Гл. ред. Акад. В.А.Акуличев. Владивосток. Дальнаука. 2013. с. 305-327.
- 33 В.А. Акуличев, В.А. Буланов Об аномалиях акустических характеристик полидисперсных жидкостей с газовыми и паровыми пузырьками // Доклады Академии наук, 2013, том 448, № 2, с.213-217
- 34 Акуличев В.А., Алексеев В.Н., Буланов В.А. Периодические фазовые превращения в жидкостях. М.: Наука, 1986. 280 с
- 35 В.А. Буланов "О нелинейных акустических характеристиках кристаллизующейся жидкости" // Учен. зап. физ. фак-та Моск. ун-та. 2014. № 5. с. 145310-1 - 145310-7; <http://uzmu.phys.msu.ru/toc/2014/5/145310>
- 36 Акуличев В.А. Пульсации кавитационных полостей // Мощные ультразвуковые поля / Под ред. Розенберга Л.Д. М.:Наука. 1968.С.129-166.
- 37 Neppiras E.A. Acoustic Cavitation. // *Phys. Reports*. V.61. No 3. 159-251. 1980
- 38 В.А.Акуличев, В.И.Ильичев. Пороги акустической кавитации в морской воде в различных районах Мирового океана // *Акуст. журн.*, 2005, Т.51, № 2, с.167-179
- 39 V.A.Bulanov. Heterogeneous nucleation, influencing of heterophase fluctuations on the cavitation strength and supercooling of liquids with phase inclusions / In:"Liquids Under Negative Pressure", NATO Science Series, Vol.84 (Eds.: A.R.Imre, H.J.Maris and P.R.Williams), Kluwer, Dordrecht, 2002, pp.327-341
- 40 Sehgal, C. M. Non-linear ultrasonics to determine molecular properties of pure liquids // *Ultrasonics*. 1995. V.33 No2. p.155-161 .
- 41 V.A. Akulichhev and V.A. Bulanov Acoustic Nonlinearity, Cavitation Strength and Bubble Distribution of Upper Sea Water Layer. / In "*Nonlinear Acoustics—Fundamentals and*

Applications (ISNA 18- 18th International Symposium)", edited by B. O. Enflo, C. M. Hedberg, and L. Kari. AIP Conference Proceedings, Vol.1022. Melville, New York, 2008 p. 377-380

42 В.А. Акуличев, В.А. Буланов О взаимосвязи кавитационной прочности, нелинейного параметра и концентрации пузырьков в жидкости // ДАН, 1999, Т.368, №2, с.194-197

43 Касьян В.В. Распределение и сезонная динамика обилия *Centropages abdominalis sato* и *s. tenuiremis thompson et scott* (Copepoda) в Амурском заливе Японского моря // Биология моря. 2004. Т. 30. № 2. С. 87-95

44 Раков В.А. Состояние планктонных и бентосных сообществ в бухтах залива Посьета // Отчет о НИР. Гос. рег. №01200956695. Владивосток: ТОИ ДВО РАН. 2012. с. 138-154. <http://poi.dvo.ru/sites/default/files/nir/2012/otdel5.pdf>

45 Bulanov V.A., Storozhenko A.V. Acoustic assessment of plankton distribution in upper layers of the sea // Proceedings of Meetings on Acoustic (5th PRUAC - Acoustical Society of America, 2015), Vol.24. 005006. 7 p . <http://dx.doi.org/10.1121/2.0000161> (SCOPUS)

46 В. А. Акуличев, В. А. Буланов , А. В. Стороженко Акустические исследования зоопланктона в Японском море и восточной Арктике // Доклады Академии наук, 2016, том 470, № 2, с.219-222

47 Акуличев В.А., Буланов В.А., Корсков И.В., Попов П.Н. "Акустическое зондирование верхнего слоя морской воды в различных районах океана" // Подводные исследования и робототехника, 2006. №2. с.59-71

48 Wilson WD. Speed of sound in distilled water as a function of temperature and pressure. J Acoust Soc Am 1959;31:1067–1072

49 Del Grosso VA, Mader CW. Speed of sound in pure water. J Acoust Soc Am 1972;52:1442–1446.

50 Чупров С.Д., Мальцев Н.Е. Инвариант пространственно-частотной интерференционной структуры звукового поля в слоистом океане // ДАН СССР. 1981. Т. 257. № 2. С. 475-479.

51 Petnikov V.G., Kuz'kin V.M. Effect of large-scale hydrodynamic variability on the sound interference structure in shallow water//Proc.15-th International congress on acoustic. Norway, Trondheim. 1995.V.P.509-512.

52 Кузькин В.М., Огурцов А.В., Петников В.Г. «Влияние гидродинамической изменчивости на частотные смещения интерференционной структуры звукового поля в мелком море» // Акуст. журн. 1998, том 44, № 1, с. 94-100

53 John F. Miller and Stephen N. Wolf. Modal acoustic transmission loss (MOATL): A transmission - loss computer program using a normal - mode model of the acoustic field in the ocean. Naval research laboratory, Washington, 1980.

54 Кузькин В.М., Пересёлков С.А. «Методы регистрации частотных смещений интерференционной структуры звукового поля в океанических волноводах» Акуст. журн. 2010, том 56, № 4, с. 505-515.

Опубликованные работы по теме

1 В.А. Акуличев, В.А. Буланов Об аномалиях акустических характеристик полидисперсных жидкостей с газовыми и паровыми пузырьками // Доклады Академии наук, 2013, том 448, № 2, с.213-217

2 В.А. Буланов "О нелинейных акустических характеристиках кристаллизующейся жидкости" // Учен. зап. физ. фак-та Моск. ун-та. 2014. № 5. с. 145310-1 - 145310-7;
<http://uzmu.phys.msu.ru/toc/2014/5/145310>

3 Akulich V.A., Bulanov V.A The bubble distribution and acoustic characteristics of the subsurface sea layer // Proceedings of Meetings on Acoustic (5th PRUAC - Acoustical Society of America, 2015), Vol.24. 045003. 10 p.: <http://dx.doi.org/10.1121/2.0000163>

4 Bulanov V.A., Korskov I.V., Popov P.N., Storozhenko A.V. Researches of sound scattering in the sea using the inverted echo sounder // Proceedings of Meetings on Acoustic (5th PRUAC - Acoustical Society of America, 2015), Vol.24. 070013. 6 p .
<http://dx.doi.org/10.1121/2.0000140>

5 Bulanov V.A., Storozhenko A.V. Acoustic assessment of plankton distribution in upper layers of the sea // Proceedings of Meetings on Acoustic (5th PRUAC - Acoustical Society of America, 2015), Vol.24. 005006. 7 p . <http://dx.doi.org/10.1121/2.0000161>

6 V.A.Akulichev, L.K.Bugaeva, Yu.N.Morgunov, A.A.Solovyov Influence of frontal zones on sound propagation in the Northwest Pacific and Indian Ocean // Proceedings of Meetings on Acoustic (5th PRUAC - Acoustical Society of America, 2015). 24, 070028 (2015);
<http://dx.doi.org/10.1121/2.0000197>

7 В. А. Акуличев, В. А. Буланов , А. В. Стороженко Акустические исследования зоопланктона в Японском море и восточной Арктике // Доклады Академии наук, 2016, том 470, № 2, с.219-222

8 В.А. Буланов, И.В. Корсков, П.Н. Попов, А.В. Стороженко Исследования рассеяния и затухания звука, акустической нелинейности и кавитационной прочности морской воды в приповерхностном слое моря // Подводные исследования и робототехника. 2016. № 2 (22).с.56-66.

- 9 В.А.Акуличев, В.А. Буланов. Влияние микронеоднородностей на акустические характеристики морской среды. Океанологические исследования Дальневосточных морей и северо-западной части Тихого океана. В двух книгах. Книга 2. Гл. ред. Акад. В.А.Акуличев. Владивосток. Дальнаука. 2013. с. 305-327.
- 10 В.А.Буланов, И.В.Корсков, П.Н. Попов Параметрический многочастотный эхолокатор. Пат. 146020 U1 Российская федерация, 2014128174, опубл. 27.09.2014, Б.И. №27
- 11 В.А.Буланов, И.В.Корсков, П.Н. Попов/ Метод определения нелинейного акустического параметра жидкостей и устройство для его осуществления. Пат. 2532143 С1 Российская федерация/ 2013130643, опубл. 27.10.2014, бюл. №30
- 12 В.А.Буланов, И.В.Корсков, П.Н. Попов Устройство для изучения структуры морской воды. Пат. RU 153282 U1, Заявка: 2015105570/28 от 18.02.2015, опубл. 10.07.2015 Бюл. № 19
- 13 В.А. Буланов, И.В. Корсков, А.В. Стороженко, П.Н. Попов Акустическое зондирование морской среды с применением направленных вверх излучателей, расположенных на дне // В кн.: Акустика океана Доклады XIV школы-семинара акад. Л.М.Бреховских. Москва ГЕОС 2013 с.101-104
- 14 В.А. Буланов, А.В. Стороженко, Ю.В. Федорец, А.А. Косьяненко. Оценка распределения планктона в шельфовой зоне Японского моря методом акустического зондирования // В кн.: Акустика океана Доклады XIV школы-семинара акад. Л.М.Бреховских. Москва ГЕОС 2013 с.105-108
- 15 V.A. Bulanov, I.V. Korskov "Acoustic spectroscopy of bubbles in water at different temperature" Proceed. 21st Int. Congress on Sound and Vibration (ICSV21) Beijing, China, 13-17 July 2014. http://www.icsv21.org/content/papers/papers/full_paper_426_20140315141342723.pdf
- 16 Буланов В.А. "О нелинейных акустических характеристиках кристаллизующейся жидкости" Сборник трудов 1-ой Всероссийской акустической конференции, совмещенной с 28 сессией Российского акустического общества, 6-9 октября 2014, Москва, <http://acoust-conference.phys.msu.ru/?q=node/35> Секция НА - Нелинейная акустика.pdf с.2-8
- 17 В.А. Буланов, А.В. Стороженко «Исследования рассеяния звука и распределения биомассы в Японском море и Восточной Арктике»/ материалы докладов Физика геосфер: девятый всероссийский симпозиум, Владивосток, ТОИ, 2015 с. 204-208
- 18 В.А. Буланов, Корсков И. В., А.В. Стороженко, Попов П. Н. «Акустическое зондирование пузырьков в приповерхностном слое моря с применением инвертированных донных излучателей»/ материалы докладов Физика геосфер: девятый всероссийский симпозиум, Владивосток, ТОИ, 2015, с. 36-40
- 19 В.А. Буланов, А.В. Стороженко «Акустическая оценка распределения планктона в верхнем слое Японского и Охотского моря и морях Восточной Арктики»/ материалы

конференции Шестая всероссийская научно-техническая конференция «Технические проблемы освоения мирового океана» (ТПОМО-6), Владивосток ИПИМТ, 2015, с. 312-315.

20 V.A. Akulichev, V.A. Bulanov The bubble distribution and acoustic characteristics of subsurface sea layer / In: The 5th Pacific Rim Underwater Acoustic Conference, Vladivostok, Russia, 2015: book of abstracts / Far Eastern Federal University, V.I. Il'ichev Pacific Oceanological Institute; editors: Robert C. Spindel (executive editor), Vladimir A. Bulanov, Pavel S. Petrov. - Vladivostok: Far Eastern Federal University, 2015. - 66 p. ISBN 978-5-7444-3609-4. p.22

21 V.A. Bulanov, I.V. Korskov, P.N. Popov, A.V. Storozhenko Researches of sound scattering in the sea using the inverted echo sounder / In: The 5th Pacific Rim Underwater Acoustic Conference, Vladivostok, Russia, 2015: book of abstracts / Far Eastern Federal University, V.I. Il'ichev Pacific Oceanological Institute; editors: Robert C. Spindel (executive editor), Vladimir A. Bulanov, Pavel S. Petrov. - Vladivostok: Far Eastern Federal University, 2015. - 66 p. ISBN 978-5-7444-3609-4. p.53

22 V.A. Bulanov, A.V. Storozhenko Acoustic assessment of plankton distribution in upper layers of the sea / In: The 5th Pacific Rim Underwater Acoustic Conference, Vladivostok, Russia, 2015: book of abstracts / Far Eastern Federal University, V.I. Il'ichev Pacific Oceanological Institute; editors: Robert C. Spindel (executive editor), Vladimir A. Bulanov, Pavel S. Petrov. - Vladivostok: Far Eastern Federal University, 2015. - 66 p. ISBN 978-5-7444-3609-4. p.35

23 В.А. Буланов, И. В. Корсков, А.В. Стороженко, П. Н. Попов. Рассеяние высокочастотного звука и распределение зоопланктона в верхнем слое океана // В кн.: Акустика океана Доклады XV школы-семинара акад. Л.М.Бреховских. 7-10 июня 2016 г. Москва: ГЕОС. 2016 с.107-110. ISBN 978-5-89118-712-2

24 В.А. Буланов. Особенности акустических характеристик морской воды, насыщенной пузырьками // В кн.: Акустика океана Доклады XV школы-семинара акад. Л.М.Бреховских. 7-10 июня 2016 г. Москва: ГЕОС 2016 с.166-169. ISBN 978-5-89118-712-2

25 V.A. Bulanov, I.V. Korskov, P.N. Popov, A.V. Storozhenko // The 8th Ocean Science Workshop: Program of the East Asian Cooperative Experiments (PEACE): Abstracts, 29-31 August 2016, Vladivostok, FEB RAS, 2016. p.11. ISBN 978-5-8044-1613-4

26 V.A. Bulanov // The 8th Ocean Science Workshop: Program of the East Asian Cooperative Experiments (PEACE): Abstracts, 29-31 August 2016, Vladivostok, FEB RAS, 2016. p.11. ISBN 978-5-8044-1613-4

Заключение

В ходе обработки данных лазерного деформографа, полученных при работе низкочастотного гидроакустического излучателя с центральной частотой излучения 33 Гц, установлена сезонная зависимость коэффициента трансформации гидроакустических волн в сейсмоакустические волны на границе «вода – дно». Этот эффект связан с наличием или отсутствием резкого скачка температур в водной среде шельфа Японского моря в осенний (октябрь) и начальный летний (июнь) сезоны года.

Приведенные в разделе 3 результаты экспериментальной апробации в Японском море разработанной в рамках НИР имитационной модели распространения низкочастотных импульсных сигналов навигации и связи и упрощенной модели расчета эффективной скорости звука на трассах с температурными неоднородностями показали их эффективность для применения в технологиях высокоточной подводной навигации и связи большой дальности. Увеличение дальности действия систем навигации и связи достигнуто за счет использования сигналов низкочастотного диапазона, работы приемного модуля в пассивном режиме и технической реализации эффективных способов выделения полезного сигнала на фоне помех. Результаты теоретических и экспериментальных исследований, решенные при выполнении НИР технические и технологические задачи создают перспективы оснащения морских районов средствами навигации и связи практически любого типа подводных платформ, что обеспечит выполнение ими работ с удалением на сотни километров от побережья.

Экспериментально доказана возможность удаленной регистрации под водой низкочастотных шумов дыхания легководолазов, экипированных дыхательным снаряжением различных схем. Показано, что зарегистрированный шумовой сигнал характеризуется наличием квазипериодических компонент в диапазоне (0,1 – 1 Гц), вызванных амплитудной модуляцией широкополосных дыхательных шумов ритмом дыхательных маневров водолаза. Выделенные сигналы могут быть использованы как для вычисления физиологических параметров, характеризующих состояние легководолаза (частота и вариабельность частоты дыхания, соотношение продолжительностей фаз вдоха и выдоха), так и определения его местоположения, в том числе в антитеррористических целях. Полученный результат соответствует уровню мировой новизны.

Методом дисперсионного анализа на модельной выборке обследуемых, характеризуемой значимым постепенным ростом бодиплетизмографически определяемых бронхиального сопротивления и остаточного объема легких, получено экспериментальное доказательство разработанной ранее акустической модели [Korenbaum, Pochekutova, 2008], предсказывающей, что увеличение продолжительности трахеальных шумов форсированного выдоха может быть вызвано

как повышением аэродинамического сопротивления бронхиального дерева, преимущественно в крупных бронхах, так и замедлением опорожнения легочных единиц, вентилируемых более мелкими бронхами. Полученный результат обладает абсолютной мировой новизной, вносит вклад в изучение фундаментальных основ физической и физиологической акустики дыхания и перспективен для создания новых акустических средств медицинской функциональной диагностики.

Доказана применимость оценки акустической продолжительности трахеальных шумов форсированного выдоха для контроля состояния дыхательной системы человека при наземном моделировании микрогравитации. При моделировании невесомости (наклон тела головой вниз на 60°) по группе испытуемых выявлено значимое удлинение акустической продолжительности трахеальных шумов форсированного выдоха, согласующееся со значимым снижением спирометрических параметров вентиляционной функции легких. Удлинение продолжительности трахеальных шумов форсированного выдоха на модели невесомости объяснено ростом аэродинамического сопротивления дыхательных путей. Показана возможность индивидуального мониторинга вентиляционной функции легких испытуемых в процессе длительного моделирования невесомости и лунной гравитации. Полученный результат обладает абсолютной мировой новизной, вносит вклад в изучение фундаментальных основ физиологической акустики дыхания и может быть применен для медико-физиологического обеспечения долговременных космических экспедиций.

Разработан комбинированный акустический датчик для регистрации дыхательных звуков на поверхности тела человека. Получен расширенный набор уравнений для определения интенсивностным способом расстояния от поверхности грудной клетки до источника свистящего звука в легких человека в виде монополя, диполя, поперечного квадруполь. При пробной реализации интенсивностного способа обработки акустических сигналов, регистрируемых на поверхности грудной клетки, экспериментально получены анатомически правдоподобные оценки расстояний источников свистящих звуков в легких человека от поверхности грудной клетки в частотном диапазоне 175–550 Гц. Экспериментально продемонстрировано, что при различии пиковых частот свистящих звуков расстояния до их источников, получаемые с помощью интенсивностного способа, могут быть разрешены. Полученный результат обладает абсолютной мировой новизной, развивает фундаментальные знания о физической акустике дыхания и перспективен для создания методов высокоэффективной акустической визуализации легких человека.

В 12 морских экспедициях проведены поиск и исследования зон пузырьковой разгрузки метана в дальневосточных и арктических морях России. Пройдено с измерениями свыше 6260 миль, выполнено 500 регистраций 400 ГФ, 270 из которых обнаружены впервые. Построены

карты-схемы положения источников пузырьков в обнаруженных зонах разгрузки. Сделаны оценки поступления метана в водную толщу. Разработана аппаратура и программное обеспечение для поиска и исследования зон разгрузки метана и расчета пузырькового транспорта.

Разработан метод количественной акустической оценки профиля концентрации растворенного в водной толще метана в зонах его пузырьковой разгрузки. Проведена верификация метода акустической оценки концентрации метана в водной толще на примере зоны его пузырьковой разгрузки в Охотском море. Получено хорошее соответствие между расчетными и измеренными профилями концентрации метана в водной толще, как по величине, так и по форме. Это подтверждает хорошую точность предложенного акустического метода оценки концентрации метана в водной толще и указывает на преобладающую роль пузырькового транспорта в формировании в придонной водной толще повышенной концентрации растворенного метана.

На экспериментальной установке исследованы особенности выхода пузырьков метана и углекислого газа из сопла, реальных осадочных пород и кварцевого песка в воду в области стабильности их газогидратов и вне ее. Показано, что в зоне стабильности газогидратов пузырьки, вышедшие на поверхность среда/вода, могут не покрываться газогидратной коркой в течение нескольких часов. Установлено, что процесс образования газогидратной корки на поверхности пузырька в этом случае инициируется контактом поверхности пузырька с газогидратом. Установлено, что в случае предварительной заморозки воды в ячейке высокого давления и в условиях стабильности газогидрата выходящие из верхнего осадочного слоя пузырьки во всех используемых модельных средах могут быстро за несколько секунд покрываться газогидратной коркой. В этих условиях может также происходить выброс струй осадков в воду с их поверхности со скоростями, превышающими 1 м/с, что объясняется увеличением сцепления между частичками в осадках и модельных средах.

С помощью восьми ядерного суперкомпьютера Parsytec выполнено квантово – химическое моделирование кластеров метана с молекулами воды в приближении супермолекулы, рассмотрено изменение электронного строения клатрата метана. Определена зависимость потенциальной энергии системы от смещения центральной молекулы CH_4 в различных направлениях.

Развиты акустические методы на основе широкополосного обратного рассеяния звука. Новизна заключалась в использовании сложных сигналов и многочастотного рассеяния звука, в том числе с применением остронаправленных параметрических излучающих систем. На основе развитых моделей получена информация о структуре звукорассеивающих слоев, позволяющая выявить вклад, обусловленный неоднородностями различного происхождения.

Выявлены взаимосвязи акустической нелинейности, кавитационной прочности и распределения пузырьков в морской воде. Показано, что наличие "пузырьковых облаков" под поверхностью моря существенно увеличивают параметр акустической нелинейности морской

воды и понижают кавитационную прочность морской воды. Апробирована модель эффективных параметров жидкости с резонансными и нерезонансными включениями, позволяющая получать результаты, согласующиеся с данными экспериментальных исследований.

Проведены испытания мощных параметрических акустических излучателей с высокочастотной накачкой в море и выявлены их потенциальные возможности для направленного излучения низкочастотных импульсов звука.

Показано, что данные по рассеянию звука позволяют оценить концентрацию пузырьков, кавитационную прочность, акустическую нелинейность морской воды с пузырьками, а также важную характеристику биопродуктивности водных масс – массовую концентрацию включений и их суммарное количество в интервале размеров.

Показано, что оценить изменчивость термоклина в мелком море можно на основе измерения частотного смещения интерференционной структуры акустического поля и представлены важные необходимые условия для реализации метода

Основные результаты содержатся в статьях и патентах, представленных ниже в дополнительных ссылках в конце списка литературы.