## ФЕДЕРАЛЬНОЕ ГОСУДАРСТВЕННОЕ БЮДЖЕТНОЕ ОБРАЗОВАТЕЛЬНОЕ УЧРЕЖДЕНИЕ ВЫСШЕГО ОБРАЗОВАНИЯ «МОСКОВСКИЙ ГОСУДАРСТВЕННЫЙ УНИВЕРСИТЕТ имени М.В. ЛОМОНОСОВА»

ФИЗИЧЕСКИЙ ФАКУЛЬТЕТ

КАФЕДРА АКУСТИКИ

## БАКАЛАВРСКАЯ РАБОТА

# «ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ РАСПРОСТРАНЕНИЯ АКУСТИЧЕСКИХ СИГНАЛОВ В МЕЛКОМ ПРИРОДНОМ ВОДОЕМЕ»

Выполнила студентка 424 группы: Дорофеева Алиса Александровна

Научный руководитель: с.н.с. Дмитриев Константин Вячеславович

Допущена к защите 27.05.2016 Зав. кафедрой

> Москва 2016

## ОГЛАВЛЕНИЕ

ВВЕДЕНИЕ	3
1. ТЕОРЕТИЧЕСКИЙ ОБЗОР	5
2. ГЕОМЕТРИЯ ВОДОЕМА И СХЕМА ЭКСПЕРИМЕНТА	13
3. ВЫБОР ФОРМЫ ИЗЛУЧАЕМОГО СИГНАЛА	15
4. ВЫЯВЛЕНИЕ МОДОВОЙ ДИСПЕРСИИ СИГНАЛА В ВОДОЕМЕ	18
5. МЕТОД МАКСИМАЛЬНОГО ПРАВДОБОДОБИЯ В ОПРЕДЕЛЕНИИ КОЭФФИЦИЕНТА ЗАТУХАНИЯ	. 22
6. АНАЛИЗ ОТРАЖЕННОГО СИГНАЛА И ОПРЕДЕЛЕНИЕ СКОРОСТИ	
ЗВУКА В ГРУНТЕ ВОДОЕМА	26
ЗАКЛЮЧЕНИЕ	30
СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ	31

#### ВВЕДЕНИЕ

В последнее время возрастает интерес к мелководным морям, в первую очередь, северным [1 – 5]. Это связано с обнаружением углеводородного сырья и полезных ископаемых в шельфовых зонах океана. Возможность определения свойств дна мелкого водоема акустическими методами [6-8] является важным вопросом, поскольку бурение скважин под водой крайне трудоёмко. В перспективе это может позволить предложить новый подход, например, к поиску углеводородного сырья на шельфовой зоне. Вместе с тем морские эксперименты требуют серьёзных финансовых затрат. Поэтому представляется целесообразным отработать выявить И основные технические И организационные трудности в более простых условиях, выходящих, тем не менее, за рамки лабораторного эксперимента.

В настоящее время хорошо изучен процесс распространения звука в глубоком океане [9, 10], где на некоторой глубине скорость звука минимальна, что приводит к образованию волновода. При этом дно океана оказывает слабое влияние на распространение звука. В мелких водоемах волноводные свойства, наоборот, существенно обуславливаются именно дном и поверхностью, которые характеризуются набором параметров, являющихся в общем случае нестационарными в пространстве и времени [8, 11, 12]. Более сложные условия распространения звука объясняют меньшую степень изученности этого класса задач.

Для проведения исследования по приему и излучению сигнала в мелком природном водоеме требовалось выполнение нескольких пунктов. Во-первых, было необходимо изготовить излучающее и приемное акустическое оборудования, рассчитанное на работу в мелком водоеме, что определяло выбор рабочих частот и вид используемого сигнала. Во-вторых, важной задачей была разработка метода обработки экспериментальных данных в условиях излучения сигнала малой амплитуды.

Таким образом, в данной работе представлены результаты натурного акустического эксперимента в предельно мелком водоеме. Изложены особенности приемной антенны и излучающей системы, описана методика обработки экспериментальных данных, в рамках которой была выявлена модовая дисперсия в водоеме, предложен метод, позволяющий рассчитать коэффициент затухания моды В условиях зашумленности среды И проанализирован сигнал, отраженный от береговых стенок.

### 1. ТЕОРЕТИЧЕСКИЙ ОБЗОР

Звуковые волны являются единственными известными волнами, способными проникать многокилометровые толщи сквозь воды И распространяться на значительные расстояния. Для достаточно хорошего определения параметров среды требуется знать особенности распространения звука в океанской среде. Эти особенности отличаются для так называемых «глубокого» океана и «мелкого» моря.

Наличие температурного градиента приводит к уменьшению скорости поверхностном слое. С звука С глубиной в другой стороны, рост гидростатического давления приводит к увеличению с глубиной скорости звука. В результате баланса этих двух факторов в достаточно глубоком океане на некоторой глубине существует минимум скорости звука. В этом случае образуется глубоководный звуковой которому канал, по сигнал распространяется на значительные расстояния практически без потерь. При этом влияние границ на звуковое поле оказывается несущественным. Описание процесса распространения сигнала по звуковому каналу использует лучевой подход, который является достаточно точным в том случае, если на длине акустической волны коэффициент преломления можно считать постоянным. Тогда звуковое поле определяют как совокупность лучей, кривизна которых зависит от градиента скорости звука. Лучи фокусируются вблизи канала и пересекают его под небольшим относительно оси канала углом.

Для описания распространения звука в мелком море в основном используют модовый подход, когда звуковое поле представляется в виде совокупности плоских «нормальных волн», или мод, удовлетворяющих граничным условиям на дне и поверхности водного слоя [13]. В мелком море модовый подход используют из тех соображений, что количество лучей и количество мод, необходимых для описания звукового поля, различное. Если оценить количество энергонесущих мод для волновода глубины *H* с постоянной скоростью звука и абсолютно жестким дном, их число будет равно

 $M = 2H/\lambda$ , где  $\lambda$  – длина излучаемой волны [14]. Аналогичная оценка максимального количества энергонесущих лучей дает M' = 2r/H, где r расстояние от приемника до источника звука. Сравнение этих оценок показывает, что при выполнении  $r > H^2/\lambda$  число мод меньше числа лучей, то есть энергия, приходящаяся на одну моду больше энергии одного луча. Так как это условие выполняется, как правило, в районах мелкого моря, использование модового подхода при этом оказывается гораздо удобнее лучевого. В большом количестве научных статей звуковое поле В мелком море также рассматривалось совокупность мод. Поэтому и в данной работе как используется модовый подход для описания звукового поля.

Характер мод сильно зависит от граничных условий волновода. Первые работы, посвященные изучению распространения звука в мелком море, включали в себя рассмотрение однослойных [15] и двухслойных [16] волноводов, затем были проведены работы по изучению трехслойных волноводов [17], и было сделано обобщение на среды, состоящие из сколь угодно большого количества жидких слоев [18]. В рамках этих работ были выписаны дисперсионные соотношения, описывающие частотные зависимости фазовых и групповых скоростей таких волноводов.

Простейшими моделями дна в однослойных волноводах являются модели мягкого и жесткого дна, а в двухслойных – модель Пекериса. В данной работе исследовался предельно мелкий водоем (глубина порядка 1 м). Поэтому его волноводные свойства обуславливаются границей, которая будет всегда считаться акустически мягкой и дном, акустические свойства которого до проведения эксперимента известны не были. По этой причине изначально рассматривались различные простейшие модели дна.

В приближении абсолютно мягкого дна граничные условия на поверхности и на дне требуют равенства нулю акустического давления. Это должно привести к образованию в водоеме модовой структуры. На рис. 1 а показаны профили акустического давления для мод разных номеров.



Рис. 1. Профили акустического давления первых трех мод в случае (а) мягкого дна, (б) жесткого дна.

При этом нижняя (критическая) частота, соответствующая условию «зарождения» данной моды, определяется следующим образом:

$$f_m = \frac{mc}{2h},\tag{1}$$

где *m* – номер моды, *c* – скорость звука в безграничной среде, *h* – глубина водоема. В зависимости от номера моды дисперсионные соотношения для фазовой *v* и групповой *u* скорости принимают следующий вид:

$$v = \frac{c}{\sqrt{1 - \frac{m^2}{4f^2h^2}}},$$

$$u = c\sqrt{1 - \frac{m^2}{4f^2h^2}}.$$
(2)
(3)

На рис. 2 а показаны соответствующие разным модам зависимости групповой и фазовой скоростей от частоты, цифрой обозначен номер моды. Критическую частоту первой моды, ниже которой звук не испытывает волноводного распространения, называют частотой отсечки.

Для модели жесткого дна граничные условия таковы, что акустическое давление на поверхности равно нулю, а на дне его значение достигает

максимума. В водоеме также образуется модовая структура. На рис. 1 б представлены профили мод для акустического давления в модели жесткого дна.



Рис. 2. Дисперсионные зависимости фазовых (красная линия) и групповых (синяя линия) скоростей первых трех мод в случае (а) мягкого и (б) жесткого дна.

Зависимости групповой и фазовой скорости от частоты показаны на рис. 2 б. В модели жесткого дна

$$f_m = \frac{(2m+1)c}{4h}.\tag{4}$$

В частности, частоты отсечки в модели жесткого дна вдвое меньше, чем в модели мягкого дна. Таким образом, можно предположить, что по определенному в результате эксперимента значению частоты отсечки можно будет характеризовать акустические свойства дна водоема.

В том случае, когда дно не является идеальной мягкой или жесткой границей, можно использовать модель Пекериса, которая учитывает его параметры. В рамках данной модели дно представляет собой жидкое бесконечное полупространство со скоростью звука  $c_2$  и плотностью  $\rho_2$ , а дисперсионные соотношения получают из трансцендентного уравнения следующего вида (5):

$$\operatorname{tg}(\sqrt{k^2 - \xi^2}h) = -m_1 \frac{\sqrt{k^2 - \xi^2}}{\sqrt{\xi^2 - k_2^2}},$$
(5)

где  $k = 2\pi c/f$  – волновое число в воде,  $k_2 = 2\pi c_2/f$  – волновое число в дне,  $m_1 = \rho_2/\rho$ , h – глубина водоема,  $\xi$  – модальное волновое число. Отличие модели дна Пекериса от рассмотренных выше моделей мягкого и жесткого дна состоит в том, что на критической частоте фазовая скорость моды не стремится к бесконечности, а ограничена скоростью звука в дне. Групповая скорость имеет минимум на некоторой частоте. На рис. 3 а и б представлены профили мод акустического давления и соответствующие им зависимости фазовой и групповой скоростей от частоты.



Рис. 3. Профили акустического давления (a) и дисперсионные зависимости (б) для первых трех мод в модели дна Пекериса. Красной линией обозначены фазовые скорости мод, синей линией – групповые.

Значения критической частоты по номеру моды можно рассчитать по следующей формуле:

$$f_m = \frac{c(2m-1)}{4h\sqrt{1 - \frac{c^2}{c_2^2}}}.$$
 (6)

Вышеизложенные модели дна являются классическими. При более сложном строении дна эксперименту лучше удовлетворяет трехслойная модель волновода, которая состоит из водного слоя с параметрами  $\rho$ , *c* и высотой *h*, жидкого осадочного слоя с параметрами  $\rho_1$ ,  $c_1$  и высотой *d*, и бесконечного жидкого полупространства с параметрами  $\rho_2$ ,  $c_2$ . Дисперсионное уравнение для такой модели волновода имеет следующий вид:

$$tgqh = -\frac{m_1 q}{q_1} \frac{m_1 q_2 tg(qd) + im_2 q_1}{m_1 q_2 - im_2 q_1 tg(q_1 d)},$$
(7)

где  $m_1 = \rho_1 / \rho$ ,  $m_2 = \rho_2 / \rho$ ,  $q_i$  – проекции соответствующих волновых векторов на горизонтальную ось [18].

Трехслойная модель волновода при некоторых условиях может быть сведена к двухслойной модели. В частности, важным фактом является утверждение о том, что для трехслойной модели волновода на высоких частотах мода не достигает нижней границы осадочного слоя и ведет себя так, бы слой был как если заменен на полупространство с теми же характеристиками [19]. На низких же частотах вся толщина слоя участвует в формировании звукового поля. Таким образом, для разных частотных диапазонов могут быть применимы различные модели дна.

По мере накопления знаний о законах распространения и рассеяния звука развиваются и экспериментальные акустические методы исследования океана. В работах [20, 21] была описана методика эксперимента в одном из мелководных районов Каспийского моря и были изложены экспериментальные данные по распространению первой моды в водном слое, лежащем над грунтом, сложным состоящим ИЗ осадочного слоя И ИЗ жидкого полупространства. Первоначальные эксперименты были проведены путем снятия звукового давления в нескольких точках с использованием шлюпки для перемещения звуковой аппаратуры. Однако опыт показал, что такой метод изучения распространения звука в мелкой воде практически непригоден, так как было невозможно точно определить местонахождение приемника и источника. Поэтому в дальнейших экспериментах использовалась жесткая координатная система, позволявшая точно задавать положение источника и приемника в водном слое и перемещать непрерывно с большой точностью как в горизонтальной плоскости, так и по глубине. При этом акустические факторы (амплитуда звукового давления и фаза) регистрировались автоматически.

Основным методическим приемом при экспериментах являлось изучение распределений звукового давления по горизонтальной координате при

фиксированных глубинах погружения излучателя и приемника, а также по вертикальной координате при фиксированном расстоянии до приемника. Вторым методологическим приемом являлось определение фазового сдвига при перемещении приемника.

В современных работах [22, 11] эксперименты по излучению и приему акустического сигнала в мелком море используют похожие схемы. В частности, в работе [22] излучение производилось в одной точке с движущегося корабля, тогда как сигнал принимался с помощью расположенных на различных гидрофонов, помещенных расстояниях систем, состоящих ИЗ четырех вертикально друг над другом на различных глубинах. Новым шагом в методиках проведения эксперимента стало использование параметрических антенн [11], излучающих широкополосный сигнал. Особенностью такой антенны является очень узкая диаграмма направленности для низкочастотных возможным селективное возбуждение сигналов, что делает МОД широкополосного акустического сигнала в волноводе. Зондирующий сигнал возбуждается интенсивной высокочастотной накачкой, модулированной по амплитуде. В результате генерируется высоконаправленное излучение сигнала на частоте модуляции, а сигнал от высокочастотной накачки быстро затухает.

Важнейшей экспериментальной характеристикой нормальных волн является дисперсионная зависимость групповой скорости моды. Такая закономерность была найдена экспериментально для двух мод в работе [23] в терминах распределения времени прихода спектральной компоненты ПО частоте на основе экспериментальных данных. Также были найдены частоты отсечки. Было показано, что экспериментальные данные хорошо описываются моделью дна Пекериса для двухслойного волновода, что подтверждает тот факт, что дно действительно удовлетворяет описанию жидкого бесконечного полупространства.

В классической модели многослойного волновода подразумевается, что скорость звука в донных слоях больше скорости звука в воде, однако, в реальности это не всегда так. Когда, например, слой твердой породы покрыт

слоем газонасыщенного ила, или пузырьки газа заполняют трещины в грунте, скорость звука в дне становится меньше скорости звука в воде [24]. По такому уменьшению скорости звука в дне измеряют газосодержание донных осадков [25]. Существует подробное теоретическое описание характеристик мод в рамках такой модели дна [26], однако, экспериментальных работ по определению характеристик звукового поля подобного волновода не так много. В частности, в работах [24, 27] были найдены зависимости коэффициента затухания акустического поля с расстоянием от скорости звука в дне на различных частотах, а также показано спадание интенсивности сигнала с расстоянием.

В отличие от вышеизложенных статей, в данной работе были получены принципиально новые экспериментальные данные, позволяющие построить зависимость коэффициента затухания моды от частоты в предельно мелком водоеме. Новизна работы также состоит в том, что зондирование проводилось сигналом малой амплитуды, что менее энергозатратно и просто в исполнении. При этом предложены методы, позволяющие проводить обработку экспериментальных данных в случае, когда амплитуда шумов становится сравнимой с амплитудой излучаемого сигнала.

#### 2. ГЕОМЕТРИЯ ВОДОЕМА И СХЕМА ЭКСПЕРИМЕНТА

Эксперимент проводился в водоеме, геометрия которого изображена на рис. 4. Он представляет собой карьер, длина и ширина которого составляли соответственно 295 и 20 м, глубина  $h \approx 1$  м. Водоем имеет почти правильную прямоугольную форму С отвесными берегами. Карьер находился В заболоченной области диаметра порядка 300 м. Его дно покрыто слоем илистой массы толщиной от 5 до 20 см. Ниже расположен слой плотного вещества, повидимому, глины, плотность которого была измерена взятием пробы и составила  $\rho_2 = 2$  г/см<sup>3</sup>. Измерения температуры воды в разных точках и на разной глубине дали значения  $16^0 C$ .



Рис. 4. Геометрия водоема. Точками отмечены положения, где велась запись сигнала.

Геометрия водоема показана на рис. 4. В некоторой точке *S* водоема на глубине приблизительно 0,5 м был помещен и закреплен акустический излучатель. Линейный частотно модулированный (ЛЧМ) сигнал излучался в полосе частот от 100 Гц до 10 кГц, его период был равен 10 секундам. Запись излучаемого сигнала производилась в точках  $M_n$ , расположенных на расстояниях от 10 см до 110 м от точки излучения *S*.

Схема эксперимента изображена на рис. 5. Прием осуществлялся с помощью гидроакустической антенны, которая состояла из 10 гидрофонов, распределенных с шагом 10 см по глубине водоема. Небольшая глубина водоёма позволила устанавливать приёмные антенны и излучатель на вертикальные деревянные шесты, закрепленные в дне. Также использовалась надувная лодка, на которой устанавливалась подвижная приёмная антенна. Каждая антенна была оснащена GPS модулем, фиксирующим её координаты с точностью до 0,4 м и точное время. Кроме того, вдоль одной из антенн была закреплена линейка из 8 датчиков температуры. Запись этих данных велась синхронно с записью акустического сигнала с помощью специально разработанных и изготовленных электронных модулей. Излучающая система состояла из генератора стандартных сигналов GFG 3015, усилителя низкой частоты мощностью около 50Вт и акустического излучателя. Питание осуществлялось с помощью трёх компьютерных источников бесперебойного питания, ёмкости которых хватало суммарно на 30 минут излучения сигнала. Вся электронная часть излучающего оборудования находилась на берегу, а сигнал к излучателю подводился с помощью длинного кабеля.



Рис. 5. Схема эксперимента.

#### 3. ВЫБОР ФОРМЫ ИЗЛУЧАЕМОГО СИГНАЛА

Форма излученного сигнала f(t) в проведенном эксперименте определялась следующими соображениями. Принятый сигнал g(t) связан с f(t) линейным интегральным соотношением

$$g(t) = \int_{-\infty}^{\infty} H(t - t') f(t') dt', \qquad (8)$$

где H(t) – передаточная функция водоема. Взаимная корреляционная функция принятого и излученного сигналов имеет вид  $K_{gf}(\tau) \equiv \int_{-\infty}^{\infty} g(t+\tau) f^*(t) dt$ , автокорреляционная функция излученного сигнала представима в виде  $K_{ff}(\tau) \equiv \int_{-\infty}^{\infty} f(t+\tau) f^*(t) dt$ , где звездочкой обозначено комплексное сопряжение. Используя (8) и вводя замену переменной  $t' - t = \tau'$ , можно записать следующие преобразования:

$$K_{gf}(\tau) = \int_{-\infty}^{\infty} dt \cdot f^{*}(t) \cdot \int_{-\infty}^{\infty} H(t + \tau - t') f(t') dt' = \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} dt dt' H(t + \tau - t') f(t') f^{*}(t) =$$

$$= \int_{-\infty}^{\infty} d\tau' H(\tau - \tau') \int_{-\infty}^{\infty} dt \cdot f(t + \tau') f^{*}(t) = \int_{-\infty}^{\infty} H(\tau - \tau') K_{ff}(\tau') d\tau'$$
(9)

Сравнивая (8) и (9), можно видеть, что  $K_{gf}(\tau)$  и  $K_{ff}(\tau)$  связаны между собой так же, как g(t) и f(t). Это позволяет на этапе обработки экспериментальных данных рассматривать не сами сигналы g(t) и f(t), а их корреляционные функции  $K_{gf}(\tau)$  и  $K_{ff}(\tau)$  соответственно.

В эксперименте излучение и приём импульсных сигналов большой амплитуды, требующие создания более сложной экспериментальной аппаратуры, могут быть заменены излучением и приёмом непрерывного сигнала относительно малой амплитуды с узкой автокорреляционной функцией. Такими свойствами, в частности, обладает широкополосный ЛЧМсигнал, который легко реализовать на практике.



Рис. 6. Автокорреляционная функция линейно частотно-модулированного сигнала.

Именно он был выбран в качестве зондирующего. Его автокорреляционная функция изображена на рис. 6. После проведения корреляционной обработки принятого сигнала получаются результаты, соответствующие прохождению импульсного сигнала в водоеме. Изложенный метод использования ЛЧМсигнала вместо короткого импульсного сигнала обладает рядом преимуществ.

- Импульсный сигнал требует большой мощности в короткий промежуток времени, в то время как ЛЧМ-сигнал может длиться дольше и иметь меньшую мощность.
- 2) Импульсный сигнал создает волну с большой амплитудой, при которой звукозаписывающее оборудование может работать в режиме перегрузки.
- Форма волны с большой амплитудой может сильно искажаться за счет нелинейных эффектов как при распространении в среде, так и в излучающей аппаратуре.

4) ЛЧМ-сигнал генерируется любым современным генератором и легко воспроизводится при последующей компьютерной обработке.

## 4. ВЫЯВЛЕНИЕ МОДОВОЙ ДИСПЕРСИИ СИГНАЛА В ВОДОЕМЕ

Как была сказано выше, в эксперименте было проведено излучение ЛЧМ сигнала с частотной полосой 100 Гц – 10 кГц и периодом 10 с, а запись принятого сигнала проводилась на различных расстояниях до приемника.



Рис. 7. Запись реального принятого сигнала (а) без фильтрации, (б) после фильтрации.

Реальный принятый сигнал оказался сильно зашумлен (рис. 7 а), так как присутствует волнение поверхности и другие низкочастотные шумы. Поэтому для выделения излученного сигнала была проведена цифровая фильтрация, которая заключалась в том, что из фурье-представления принятого сигнала вырезалось окно, соответствующее частотному диапазону излучаемого сигнала. На рис. 7 б показан тот же сигнал, что и на рис. 7 а после его фильтрации. Пики соответствуют моменту прихода сигнала на приемник, расстояние между соседними пиками 10 секунд, что соответствует периоду ЛЧМ-сигнала.

На этапе обработки экспериментальных данных прежде всего ставится вопрос о характере распространения звука в водоеме и наличии мод. С этой целью вычислялись корреляционные функции  $K_{gf,n}$  излучаемого сигнала и

сигнала, принятого в каждой точке  $M_n$ . На рис. 8 показана типичная корреляционная функция одной посылки сигнала.



Рис. 8. Корреляционная функция излученного и принятого сигналов для одной принятой посылки сигнала.

Данные корреляционные функции имеют узкий высокий пик, который соответствует отклику водоема на короткий импульсный сигнал. Также из графика видно, что в среде наблюдается дисперсия: более низкие частоты достигают приемника позже, чем более высокие. Поскольку период ЛЧМсигнала существенно превышает предполагаемое время реверберации, возможно выделение участков корреляционных функций  $K_{\varrho f,n}$ , соответствующих информативной части сигнала или шумам. Это позволяет построить спектр шума и оценить отношение сигнал/помеха на каждой частоте излучаемого диапазона. С увеличением расстояния от источника до приемника, с одной стороны, происходит расширение временной области, содержащей полезный сигнал, которое вызвано наличием дисперсии. С другой стороны, затухание звука в водоеме и геометрическая расходимость волны вызывает уменьшение амплитуды пика. Эти факторы в совокупности приводят к ухудшению отношения сигнал/помеха, что очень заметно В условиях проведенного эксперимента, предполагающего измерения вблизи как источника, так и на удалении.

Единственность пика корреляционных функций  $K_{gf,n}$  свидетельствует о том, что в условиях эксперимента регистрировалась только одна мода. Для определения ее дисперсионных характеристик были построены спектрограммы корреляционных функций  $K_{gf,n}$  сигнала в каждой точке приема  $M_n$ . Для лучшего визуального представления результатов проводилась нормировка спектрограммы на максимум амплитуды в каждой частотной полосе. На рис. 9 показан результат такой обработки сигнала, принятого на расстоянии 26 м от излучателя. Можно заметить, что спектральные компоненты сигнала, частоты которых лежат ниже  $f_1^{exp} = 700$  Гц, в водоеме не распространяются, то есть частота  $f_1^{exp}$  является критической. Спектральные компоненты сигнала с частотами выше 700 Гц достигают приемника с различными по времени задержками  $\tau(f)$ . Это подтверждает вывод о наличии дисперсии.



Рис. 9. Спектрограмма корреляционной функции принятого и излученного сигналов на расстоянии 26 м от излучателя (а) - без нормировки, (б) – с нормировкой на максимум амплитуды на каждой частотной полосе. Пунктирной линией показана частота отсечки.

Из положения максимумов амплитуды на спектрограмме были определены скорости распространения звука c(f) для всех спектральных

Поскольку процедура построения компонент сигнала. спектрограммы предполагает определение огибающих в каждой узкой полосе частот, полученная с их помощью зависимость c(f) означает именно групповую, а не Полученная фазовую скорость. зависимость хорошо аппроксимируется теоретической зависимостью групповой скорости первой моды от частоты (3), соответствующей первой моде в модели мягкого дна при данных условиях эксперимента (рис. 10). Экспериментально определенная критическая частота f<sub>1</sub><sup>exp</sup> согласуется с теоретически рассчитанной критической частотой первой моды в модели мягкого дна (1), которая составила  $f_1^{teor} = \frac{c}{2h} = 730 \, \Gamma$ ц. Следовательно, можно утверждать, что для первой моды в условиях данного водоема дно можно считать акустически мягким. По большому счету, дисперсионная зависимость удовлетворяет и модели дна Пекериса, однако, ввиду того, что априорно скорость звука в дне водоема не была известна, и модель мягкого дна хорошо аппроксимирует экспериментальные данные, было принято решение считать дно акустически мягким.



Рис. 10. Зависимость скорости первой моды от частоты. Красная линия соответствует теоретической зависимости скорости первой моды от частоты в модели мягкого дна, синими точками показаны экспериментальные данные.

## 5. МЕТОД МАКСИМАЛЬНОГО ПРАВДОБОДОБИЯ В ОПРЕДЕЛЕНИИ КОЭФФИЦИЕНТА ЗАТУХАНИЯ

Амплитуда сигналов, записанных на различных расстояниях OT излучателя, убывает с увеличением расстояния вследствие затухания и цилиндрической расходимости, тогда как амплитуда шумов остается постоянной (рис. 11). На больших расстояниях от источника амплитуда шумов становится сравнимой с амплитудой полезного сигнала или даже может их превосходить, поэтому для определения зависимости модового коэффициента затухания акустического сигнала α от частоты ω был предложен следующий метод.



Рисунок 11. Зависимость амплитуды сигнала на расстояниях (а) 0,5 м, (б) 26 м, (в) 80 м.

Измерения сигнала  $g_n(t)$  производились в M = 9 точках, находящихся на известных расстояниях  $r_n$  от источника сигнала. После корреляционной обработки выделялись относительно короткие интервалы временного сдвига  $\tau$ , где величина корреляционной функции  $K_{gf,n}(\tau)$  была значительной. В рамках каждого такого интервала вычислялись спектры корреляционных функций  $A_n(\omega) = \int K_{gf,n}(\tau) \exp(-i\omega\tau) d\tau$ . С учетом цилиндрической расходимости первой моды и затухания они могут быть выражены через спектр излучаемого сигнала  $S(\omega) = \int K_{ff}(\tau) \exp(-i\omega\tau) d\tau$ , и шума  $N(\omega)$ :

$$A_n(\omega) = \beta S(\omega) \exp(-\alpha r_n) / \sqrt{r_n} + N(\omega), \qquad (10)$$

где  $\beta$  – некоторый коэффициент, имеющий размерность  $\sqrt{M}$ .

Для вычисления  $\alpha$  требуется взвешенный учет данных каждой точки наблюдения на каждой отдельной частоте. С этой целью используется метод максимального правдоподобия. Пусть шум является гауссовым и обладает дисперсией  $\sigma^2$ . Вероятность того, что коэффициент затухания на частоте  $\omega$ равен  $\alpha(\omega)$  при условии, что в результате обработки экспериментальных данных спектральные компоненты принимают значения  $\vec{A}(\omega) = \{A_n(\omega); n = 1...M\}$ , равна

$$w(\alpha(\omega),\beta \mid \vec{A}(\omega)) = \frac{\exp\left(-\frac{1}{2\sigma^2} \sum_{n=1}^{M} \left(A_n(\omega) - \beta S(\omega) \frac{\exp(-\alpha(\omega)r_n)}{\sqrt{r_n}}\right)^2\right)}{(2\pi)^{M/2} \sigma^M} \equiv L(\alpha,\beta).$$

(11)

Эта условная вероятность как функция  $L(\alpha,\beta)$  параметров  $\alpha$  и  $\beta$  является функцией правдоподобия. Она достигает своего максимума на каждой фиксированной частоте  $\omega$  при условиях  $\frac{\partial}{\partial \alpha}L(\alpha,\beta) = 0$  и  $\frac{\partial}{\partial \beta}L(\alpha,\beta) = 0$ , сводящихся к

$$\begin{cases} \frac{\partial}{\partial \alpha} \sum_{n=1}^{M} \left( A_n(\omega) - \beta S(\omega) \frac{\exp(-\alpha(\omega)r_n)}{\sqrt{r_n}} \right)^2 = 0, \\ \frac{\partial}{\partial \beta} \sum_{n=1}^{M} \left( A_n(\omega) - \beta S(\omega) \frac{\exp(-\alpha(\omega)r_n)}{\sqrt{r_n}} \right)^2 = 0. \end{cases}$$
(12)

Полагая в некоторой близкой к излучателю точке  $r_0$  амплитуду  $A_0(\omega)$  сигнала равной  $A_0(\omega) = \beta S(\omega) / \sqrt{r_0}$ , то есть, пренебрегая в этом случае затуханием, можно свести систему (12) к единственному уравнению

$$\sum_{n=1}^{M} \left\{ \left( A_n(\omega) - \sqrt{r_0} A_0(\omega) \frac{\exp(-\alpha(\omega)r_n)}{\sqrt{r_n}} \right) \exp(-\alpha(\omega)r_n) \sqrt{r_n} \right\} = 0.$$
(13)

Его численное решение позволяет определить коэффициент затухания  $\alpha(\omega)$ . Множители  $\exp(-\alpha(\omega)r_n)\sqrt{r_n}$ , входящие в (13) учитывают «вес» каждой точки, где происходила регистрация сигнала. Вид этого множителя говорит о том, что ухудшение качества сигнала, вызванное затуханием (экспоненциальный множитель) несколько улучшается за счёт второго множителя (квадратный корень расстояния), который обязан ИЗ своим существованием образовавшемуся из-за границ волноводу. В отсутствие границ и волновода второй множитель равен единице. Если положить эти «веса» равными единице, уравнение (13) сведется к простому методу наименьших квадратов, который для данной задачи может давать некорректные результаты, поскольку не учитывает разной зашумленности принятого сигнала на разных расстояниях.



Рис. 12. Зависимость коэффициента затухания от частоты. Точками обозначены значения по 6 наблюдениям, линия соответствует усреднению по наблюдениям.

На рис. 12 точками обозначены рассчитанные с помощью (13) значения коэффициента затухания в исследуемой полосе частот. На каждой частоте было произведено 6 измерений. Линия соответствует усредненной по этим измерениям зависимости  $\alpha(f)$ . Значительное затухание звука на частотах ниже 700 Гц объясняется тем, что этот диапазон лежит ниже критической частоты первой моды волновода, и амплитуда соответствующих спектральных компонент сигнала быстро убывает с расстоянием. С наименьшими потерями распространялся сигнал в диапазоне 0,7 – 2 кГц, а сигнал на частотах 4,5 – 6,5 кГц и выше 8,5 кГц сильно зашумлен.

# 6. АНАЛИЗ ОТРАЖЕННОГО СИГНАЛА И ОПРЕДЕЛЕНИЕ СКОРОСТИ ЗВУКА В ГРУНТЕ ВОДОЕМА

Внимательное изучение спектрограмм показало, что помимо основной дисперсионной кривой присутствует еще одна, меньшей амплитуды, повторяющая форму первой и следующая за ней с некоторым временным сдвигом, не зависящим от частоты (рис. 13). Сопоставление величины этого временного промежутка и геометрии эксперимента приводит к выводу, что наблюдаемая вторичная кривая появляется вследствие отражения сигнала от стенок водоема.



Рис. 13. Спектрограмма корреляционной функции принятого и излученного сигналов. Тонкой линией отмечен отраженный сигнал.

На рис. 14 показана зависимость от временного сдвига т нормированной на максимум амплитуды спектрограммы на частоте 2 кГц на расстоянии 90 м между источником и приемным гидрофоном. Хорошо различим первый и второй максимумы, соответствующие приходу прямого и отраженного сигналов. Уменьшение амплитуды отраженного сигнала по

сравнению с прямым вызвано большей длиной пройденного пути и потерями при отражении от берегов. Определив последние, можно с помощью формул Френеля оценить скорость звука  $c_2$  в грунте берега.



Рис. 14. Профиль спектрограммы на частоте 2 кГц.

Анализ отраженного сигнала производился для восьми положений приемного гидрофона. Пусть прием ведется в *n*-й точке, расположенной на расстоянии  $R_n$  от источника;  $A_0$  – амплитуда излученного,  $A_d^{(n)}$  – принятого прямого, принятого а  $A_r^{(n)}$  – отраженного сигнала. Длина пути распространения отраженного сигнала равна  $L_n = \sqrt{R_n^2 + d^2}$ . Тогда с учетом затухания и цилиндрической расходимости

$$A_d^{(n)} = \frac{A_0 \exp(-\alpha R_n)}{\sqrt{R_n}}, \quad A_r^{(n)} = \frac{Z_2 - Z_1}{Z_2 + Z_1} \frac{A_0 \exp(-\alpha L_n)}{\sqrt{L_n}}, \quad (14)$$

где  $Z_m = \rho_m c_m / \cos\beta_m$  – это акустические импедансы воды (m=1) и грунта (m=2) соответственно.  $\beta_1$  и  $\beta_2$  – угол падения и угол преломления луча при распространении из воды в грунт. При этом  $\cos\beta_1 = d/L_n$ , а  $\cos\beta_2$  выражается из закона Снеллиуса. Таким образом, отношение амплитуд

$$\frac{A_r^{(n)}}{A_d^{(n)}} = \frac{Z_2 - Z_1}{Z_2 + Z_1} \exp\left(-\alpha (L_n - R_n)\right) \sqrt{\frac{R_n}{L_n}},$$
(15)

измеренное в эксперименте, позволяет определить скорость звука в грунте берега с<sub>2</sub>, причем имеющиеся данные позволяют сделать это для совокупности точек приема и при разных частотах. Так как с увеличением расстояния точность измерений уменьшается, для каждой частоты было произведено взвешенное усреднение найденной скорости звука по совокупности точек приема. Итоговая погрешность измерений включала в себя погрешность GPS датчика, погрешность определения  $A_d^{(n)}$  и  $A_r^{(n)}$ , связанную с зашумленностью сигнала, и погрешность модового коэффициента затухания α, рассчитанную статистически. Полученные результаты приведены на рис. 15. Здесь жирной черной линией обозначены полученные значения скорости с2, а область, выделенная серым, соответствует погрешности измерений. Погрешность диапазоне частот 0,8 – 2 кГц, который соответствует В минимальна минимальному затуханию. С ростом затухания погрешность резко возрастает, и результаты перестают быть достоверными.



Рис. 15. Рассчитанное значение скорости звука в грунте для каждой частоты. Черной линией показано значение скорости звука, серым цветом показана погрешность измерения.

Дальнейшее взвешенное усреднение по частотам дает для скорости звука в грунте значение  $c_2 = 1040 \pm 180$  м/с. Такая низкая скорость звука может быть следствием наличия большого количества газовых пузырьков, которые возникают при разложении биологических остатков.

При данном значении скорости звука импеданс береговых стенок оказывается больше импеданса водного слоя, то есть вертикальная граница с берегом является жесткой, тогда как было выявлено, что дно является акустически мягким. По-видимому, это связано с наличием сильно загазованного слоя ила на дне, который не позволяет модам проникать сквозь него в грунт дна водоема.

#### ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Таким образом, можно подвести следующие итоги. Во-первых, с учетом особенностей проведенного натурного эксперимента подготовлено излучающее и приемное оборудование, рассчитанное на работу в мелком природном Приведен метод исследования водоеме. отклика водоема С помощью корреляционной обработки И обоснован выбор линейного частотно модулированного сигнала в гидроакустическом эксперименте. Были построены спектрограммы корреляционной функции принятого и излученного сигналов, которые позволили выявить дисперсию сигнала в водоеме. Найдена частота отсечки принятого сигнала, соответствующая первой критической частоте в модели мягкого дна. Хорошее соответствие теоретической зависимости скорости звука OT частоты первой моды экспериментальным данным свидетельствует о том, что дно водоема для первой моды является мягким. Также с помощью статистической обработки сигнала построена зависимость модового коэффициента затухания от частоты, что позволило определить частотные полосы с сильным и слабым затуханием. Использование метода максимального правдоподобия оправдано, поскольку при этом корректно учитывается вес каждого измерения, обладающего той или иной степенью зашумленности. В рамках данной работы также был проведен анализ сигнала, стенок водоема. Обработка результатов отраженного от эксперимента позволила рассчитать скорость звука в грунте водоема, которая оказалась меньше скорости звука в воде.

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Dmitriev K., Dorofeeva A., Pankov I., Sergeev S.* Experimental study of ultra shallow water acoustic wave propagation // Journal of the Acoustical Society of America. 2015. T. 137. N. 4. C. 2440-2440.

2. Дмитриев К.В., Дорофеева А.А., Панков И.А., Сергеев С.Н. Исследование затухания и дисперсии акустических сигналов в мелком природном водоеме // Известия РАН. Серия Физическая. 2015. Т. 79. N. 12. С. 1704-1707.

3. Дмитриев К.В., Дорофеева А.А., Панков И.А., Сергеев С.Н. Исследование затухания акустических сигналов в мелком природном водоеме // Ученые записки физического факультета Московского университета. 2015. N. 4. С. 154343-1-154343-3.

4. Дорофеева А.А. Экспериментальное определение дисперсионных характеристик мелкого водоема // Сборник тезисов конференции «Ломоносов». 2015.

5. Дорофеева А.А. Экспериментальное определение коэффициента затухания сигнала в мелком природном водоеме // Сборник тезисов конференции «Ломоносов». 2016.

6. Зверев В.А., Коротин П.И., Матвеев А.Л. и др. Моделирование импульсных характеристик горизонтально-слоистых гидроакустических волноводов мелкого моря // Акустический журнал. 2012. Т. 58. N. 6. С. 733.

7. Григорьев В.А., Канцельсон Б.Г., Петников В.Г. Частотная зависимость эффективного коэффициента поглощения звука в дне Баренцева моря // Акустический журнал. 1996. Т. 42. N. 5. C. 712-714.

8. *Григорьев В.А., Канцельсон Б.Г., Петников В.Г.* Определение поглощающих и рассеивающих свойств дна в мелком водоеме по спектрам широкополосных сигналов // Акустический журнал. 2001. Т. 47. N. 3. C. 330.

9. *Бреховских Л.М, Лысанов Ю.П.* Теоретические основы акустики океана. Л.: Гидрометеоиздат, 1982.

10. Рожин Ф.В., Тонаканов О.С. Общая гидроакустика. М.: Изд-во МГУ, 1988.

11. Есипов И.Б., Попов О.Е., Воронин В.А. и др. Дисперсия сигнала параметрической антенны в мелком море // Акустический журнал. 2009. Т. 55. N. 1. C. 56.

12. *Андреева И.Б.* Физические основы распространения звука в океане. Л: Гидрометеоиздат, 1975.

13. *Ellis D*. A shallow-water normal-mode reverberation model // Journal of the Acoustical Society of America. 1994. T. 97. N. 5. C. 2804-2814.

14. Канцельсон Б.Г., Петников В.Г. Акустика мелкого моря. М.: Наука, 1997.

15. Толстой И., Клей К.С. Акустика океана. М.: Мир, 1969.

16. Агеева П.С., Крупин В. Д. Частотные характеристики нормальных мод в мелком море со слоистым дном // Акустический журнал. 1981. Т. 27. N. 5. С. 669-677.

17. Агеева П.С., Крупин В.Д. Влияние толщины слоя грунта на частотные характеристики мод в мелком море // Акустический журнал. 1983. Т. 29. N. 6. С. 721-727.

18. *Бреховских Л. М.* О дисперсионном уравнении для нормальных волн в слоистых средах // Акустический журнал. 1958. Т. 2. N. 4. С. 342-351.

19. *Агеева П.С., Крупин В.Д.* Некоторые особенности затухания сигнала в мелком море с трехслойным поглощающим дном // Акустический журнал. 1985. Т. 31. N. 1. C. 1-6.

20. *Григорьев В.С., Кряжев Ф.И.* Исследование распространения звука низких частот в мелкой воде// Акустический журнал. 1960. Т. 6. N 2. C. 34-42.

21. *Кряжев Ф.И., Петров Н. А.* Нормальные волны в трехслойной среде // Акустический журнал. 1960. Т. 6. N. 2. С. 229-236.

22. Seongwook L., Kyu-Chil P., Jong R. Y. u dp. Measurement and Analysis of Broadband Acoustic Propagation in Very Shallow Water // Japanese Journal of Applied Physics. 2007. T. 46. N. 7B. C. 4971-4973.

23. *Tindle C.T., Guthrie K.M., Bold G. E. J. u dp.* Measurements of the frequency dependence of normal modes model // Journal of the Acoustical Society of America. 1978. T 64, N 4, C. 1178-1185.

24. Григорьев В.А., Луньков А.А., Петников В.Г. Затухание звука в мелководных акваториях с газонасыщенным дном // Акустический журнал. 2015. Т. 61. N. 1. С. 90.

25. Комиссарова Н. Н., Фурдуев А.В. Акустический метод измерения газосодержания в донных осадках // Акустический журнал. 2004. Т. 50. N. 5. С. 666-670.

26. Агеева П.С., Крупин В.Д. Поведение частотных характеристик нормальных мод при варьировании скорости продольных волн в осадочном слое дна и профиля скорости звука в водном слое// Акустический журнал. 1984. Т. 30. N. 5. C. 577-584.

27. Григорьев В.А., Луньков А.А., Петников В.Г. Особенности распространения звука в мелком море с мягким дном // Ученые записки физического факультета. 2014. N. 6. С 146335-1-146336-8.