

# АКУСТИКА ОКЕАНА

Доклады  
XVI<sup>ой</sup> школы-семинара  
им. акад. Л.М.Бреховских

# OCEAN ACOUSTICS

Proceedings of the  
XVI<sup>th</sup> L.M. Brekhovskikh's conference

ГЕОС

Серия изданий трудов школы-семинара им. акад. Л.М. Бреховских

**Акустика океана**

**16**

МОСКВА  
ГЕОС  
2018

- Акустика океана. Современное состояние** / Под ред. Л.М.Бреховских, И.Б.Андреевой. Москва, Наука, 1982 г.
- Проблемы акустики океана** / Под ред. Л.М.Бреховских, И.Б.Андреевой. Москва, Наука, 1984 г.
- Акустические волны в океане** / Под ред. Л.М.Бреховских, И.Б.Андреевой. Москва, Наука, 1987 г.
- Акустика океанской среды** / Под ред. Л.М.Бреховских, И.Б.Андреевой. Москва, Наука, 1989 г.
- Акустика в океане** / Под ред. Л.М.Бреховских, И.Б.Андреевой. Москва, Наука, 1992 г.
- Океаническая акустика. Сб. науч. Тр.** / Комиссия по изучению Мирового океана. Москва, Наука, 1993 г.
- Акустика океана. Сборник трудов школы-семинара акад. Л.М.Бреховских**, Москва, ГЕОС 1998 г.
- Доклады VIII школы-семинара акад. Л.М.Бреховских АКУСТИКА ОКЕАНА**, Москва ГЕОС 2000 г.
- Акустика океана. Доклады IX школы-семинара акад. Л.М.Бреховских, совмещенной с XII сессией Российского Акустического Общества.** Москва, ГЕОС 2002 г.
- Акустика океана. Доклады X школы-семинара акад. Л.М.Бреховских, совмещенной с XIV сессией Российского Акустического Общества.** Москва, ГЕОС 2004 г.
- Акустика океана. Доклады XI школы-семинара акад. Л.М.Бреховских, совмещенной с XVII сессией Российского Акустического Общества.** Москва, ГЕОС 2006 г.
- Акустика океана. Доклады XII школы-семинара им. акад. Л.М.Бреховских, совмещенной с XXI сессией Российского Акустического Общества.** Москва, ГЕОС 2009 г.
- Акустика океана. Доклады XIII школы-семинара им. акад. Л.М.Бреховских, совмещенные с XXIII сессией Российского Акустического Общества.** Москва, ГЕОС 2011 г.
- Акустика океана. Доклады XIV школы-семинара им. акад. Л.М.Бреховских, совмещенные с XXVI сессией Российского Акустического Общества.** Москва, ГЕОС 2013 г.
- Акустика океана. Доклады XV школы-семинара им. акад. Л.М.Бреховских, совмещенные с XXIX сессией Российского Акустического Общества.** Москва, ГЕОС 2016 г.

Российская Академия Наук  
Институт Океанологии им. П.П. Ширшова  
Акустический Институт им. акад. Н.Н. Андреева

# АКУСТИКА ОКЕАНА

*Доклады XVI школы-семинара  
им. акад. Л.М. Бреховских,  
совмещенной с XXXI сессией  
Российского Акустического Общества*



## OCEAN ACOUSTICS

*Proceedings of the  
16<sup>th</sup> L.M. Brekhovskikh's conference*

Москва  
ГЕОС  
2018



УДК 551.463

А 44

ББК 26.323

**Доклады XVI школы-семинара им. акад. Л.М.Бреховских  
"Акустика океана", совмещенной с XXXI сессией**

**Российского Акустического Общества.**

**М.: ГЕОС, 2018, 436 с.**

**ISBN 978 5-89118-768-9**

В книге собраны доклады XVI школы-семинара им. акад. Л.М.Бреховских "Акустика океана", совмещенной с XXXI сессией Российского Акустического Общества. Школа-семинар проходила в Институте Океанологии им. П.П. Ширшова РАН 29 мая- 1 июня 2018 года.

Доклады опубликованы в авторской редакции.

Книга издана при финансовой поддержке гранта РФФИ № 18-05-20023.

Редактирование: Гончаров В.В., Цыплакова Т.И.

Работа выполнена в рамках  
государственного задания ФАНО России (тема № 0149-2018-0010)  
при частичной поддержке РФФИ (проект № 18-05-20023).

Издается с 1982 г.

This book contains the proceedings of the XVI<sup>th</sup> Brekhovskikh's Conference "Ocean Acoustics".

This conference was held at the P.P. Shirshov Institute of Oceanology, Russian Academy of Sciences, from 29 May to 1 June 2018, jointly with the XXXI session of the Russian Acoustical Society.

All papers were published in the authors' versions.

The book was published under financial support from grant RFBR № 18-05-20023.

А 44

ББК 26.323

ISBN 978 5-89118-768-8 © РАН, 201

## ПРЕДИСЛОВИЕ

В настоящем издании собраны 87 докладов, а также 87 аннотаций на английском языке, представленных 158 авторами на XVI школу-семинар "Акустика океана" им. академика Л.М. Бреховских, совмещенную с XXXI сессией Российского Акустического Общества.

Доклады поступили из 41 научной организации 14 городов России, Абхазии, Израиля и США. Основное их число приходится на Тихоокеанский океанологический институт им. В.И. Ильичева ДВО РАН – 20, Институт общей физики РАН - 12, Институт прикладной физики РАН - 12, Институт океанологии им. П.П. Ширшова РАН – 10, Севастопольский государственный университет - 9, Московский государственный университет - 8, Акустический институт им. академика Н.Н. Андреева – 6.

Доклады распределены по четырем разделам: *распространение звука, рассеяние и отражение звука, акустическая океанология, технические средства и обработка сигналов.*

На раздел *распространение звука* приходится 21 доклад. В них обсуждаются результаты натуральных и численных экспериментов по распространению звуковых сигналов от различных источников, прежде всего, в шельфовой зоне, т.е. в мелком море. Представлены новые алгоритмы численного моделирования звуковых полей в сложных средах (атмосфера, океан и земная кора), что является весьма сложной вычислительной задачей. Приводятся результаты натуральных экспериментов на шельфе Охотского, Японского, Черного и др. морей, а также во внутренних водоемах. Изучаются различные особенности распространения звука вдоль границ сред (в том числе связанные с газонасыщенностью осадочного слоя, а также с нелинейными эффектами). Предлагаются новые подходы к согласованной со средой обработке звуковых сигналов, позволяющие существенно ослабить требования к точности модели среды при численных расчетах.

В раздел *рассеяние и отражение звука* входят 17 докладов, посвященных исследованию рассеяния звука на биологических объектах, поверхностной и донной дальней реверберации в мелком море, методам их измерения и оценки и возможностей использования для мониторинга подводной среды. Большое внимание уделяется также исследованию отражающих свойств дна океана в зависимости от структуры его верхних осадочных слоев (пониженная скорость звука, поглощение, газонасыщенность и др.). Про-

блемам их зондирования и учета в программах расчета звуковых полей. Представлены также традиционные задачи излучения звука различными оболочками и дифракции акустического поля на них.

В разделе *акустическая океанология* представлено 26 докладов, посвященных акустическим методам исследования океана (включая акустическую томографию и мониторинг), важным для подводной акустики океанологическим характеристикам, экологическим проблемам и шумам моря. Часть докладов относится к исследованиям морской среды с помощью акустической томографии, как активной, так и пассивной (шумовой) с развитием нелинейных схем. Ряд докладов связаны с изучением сигналов морских млекопитающих и акустических шумов как биологического, так и техногенного происхождения. и влияние последних на морских обитателей. Изложены особенности гидрофизических явлений на шельфе (течения, фронтальные зоны, внутренние волны и др., полученные с помощью ADCP, СТД, термогирлянд и т. п.

К разделу *технические средства и обработка сигналов* относятся 23 доклада, в которых представлены результаты разработки и морских испытаний новых технических средств (буксируемой векторно-скалярной антенны, мобильных аппаратно-программных комплексов, аппаратуры донных станций, акустической связи с ними и др.) Представлены также новые более оптимальные методы обработки и анализа измеренных волновых полей, позволяющие решать различные задачи акустики океана. Подробно рассмотрены возможности дистанционного контроля состояния и перемещения легководолазов по излучаемым ими подводным шумам. Затронуты также вопросы разработки технологии исследования объектов культурного наследия, погребенных в донных уплотненных осадках с привлечением новых технических средств.

Со времени предыдущей XV школы-семинара имени акад. Л.М. Бреховских прошло два года. За это время ушел из жизни всемирно известный ученый Константин Дмитриевич Сабинин, который долгие годы работал в Оргкомитете Школы, а также активно участвовал в ней с докладами. Также скончался наш коллега и товарищ Виктор Георгиевич Селиванов, который, работая в Оргкомитете Школы, много делал для успешного ее проведения. В частности, в основном его усилиями были изданы сборники всех трудов Школ, начиная с 1998 г., как в печатном, так и в электронном видах.

Оргкомитет

*Распространение звука*



УДК 534.873

**К.В. Авилов<sup>1,2</sup>, С.Н. Куличков<sup>1</sup>, О.Е. Попов<sup>1</sup>**

**РАСПРОСТРАНЕНИЕ ИМПУЛЬСНОГО СИГНАЛА  
В АТМОСФЕРЕ, ОКЕАНЕ И ЗЕМНОЙ КОРЕ  
ОТ ИСТОЧНИКА ЗВУКА В АТМОСФЕРЕ.**

<sup>1</sup> Институт физики атмосферы им. А.М. Обухова РАН, Россия, 119017, Москва, Пыжевский пер.,

<sup>2</sup> Институт машиноведения им. А.А. Благонравова РАН, Россия, 101990, Москва, Малый Харитоньевский пер., 4, E-mail: k.v.avilov@list.ru

*Рассмотрены примеры расчёта распространения широкополосного импульсного сигнала от источника звука, находящегося в воздухе, на большие расстояния в атмосфере, океане и земной коре (продольные волны), с применением программы, реализующей сверхширокоугольную модификацию волнового метода псевдодифференциального параболического уравнения.*

Расчёты звуковых полей для наиболее полных моделей распространения звука, включающих в себя комбинации двумерно неоднородных сред – атмосферы, гидросферы и литосферы, представляет собой очень сложную в вычислительном плане задачу. Эта сложность определяется в первую очередь сильной изменчивостью всех сред и их границ в пространстве, большим диапазоном изменения скоростей звуковых волн и плотностей, а также большим числом физических эффектов, возникающих при распространении звука и требующих своего корректного описания. Особый интерес представляет собой расчёт распространения широкополосных сигналов для таких сложных сред. Для решения этой задачи очень хорошо зарекомендовал себя волновой метод псевдодифференциальных параболических уравнений [1,2] в приближении однонаправленного распространения и его сверхширокоугольная модификация[3].

Для демонстрации возможностей этого метода, рассмотрим модель, включающую шельфовую часть моря с выходом на берег. В начале трассы распространения звука глубина моря 250м, через 4км она уменьшается до 0 м, т.е. трасса выходит на берег, и на расстоянии 1км от берега высота земной поверхности увеличивается до 200м. Импульсный точечный источник звука с шириной полосы 10-20Гц находится в атмосфере на высоте 50м над морем. Все три среды, имеют большие отличия в скоростях распростране-

ния звука и плотностях и отделены друг от друга резкими границами. На рис.1 приведены профили скорости звука в атмосфере, море и осадках.

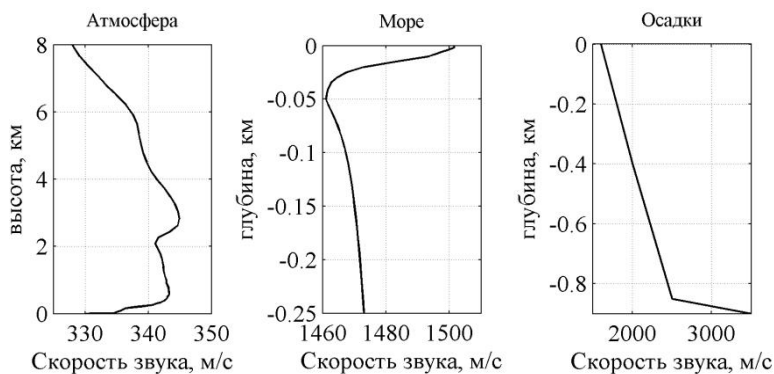


Рис.1. Профили скорости звука в атмосфере, море и осадках.

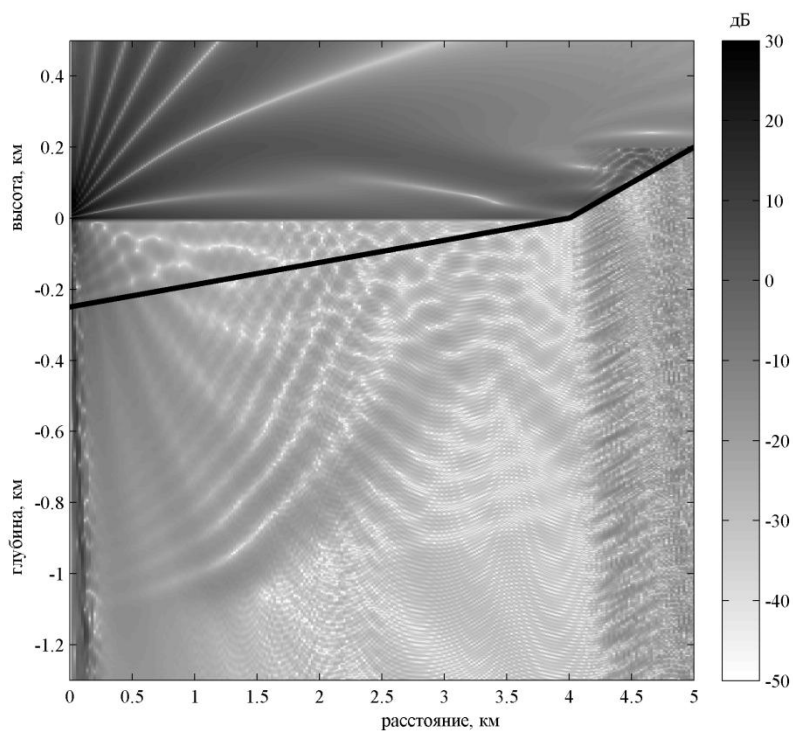


Рис.2. Распределение звукового давления в трёх средах для точечного источника с частотой 20Гц, находящегося на высоте 50м над водой. Высота 0 м – поверхность моря, жирная линия – рельеф морского дна.

На рис.2 представлено звуковое поле на частоте 20Гц.

При углах скольжения больших критического угла ( $>78^\circ$ ), звук из воздуха проникает в воду, затем в осадки, отражается от границ, рефрагирует в областях глубин с положительными градиентами. При закритических углах скольжения ( $<78^\circ$ ), вдоль границы воздух-вода распространяется неоднородная волна с экспоненциально убывающей амплитудой давления при удалении от границы воздух-вода [4]. Особо следует отметить, что источник на высоте 50м над водой находится в приповерхностном звуковом канале высотой около 200м рис.1, что приводит к захвату звука этим каналом и к хорошему озвучиванию границ воздух-вода в первой части трассы и воздух-грунт во второй с закритическими углами, и соответственно, с возбуждением неоднородной волны в воде или грунте.

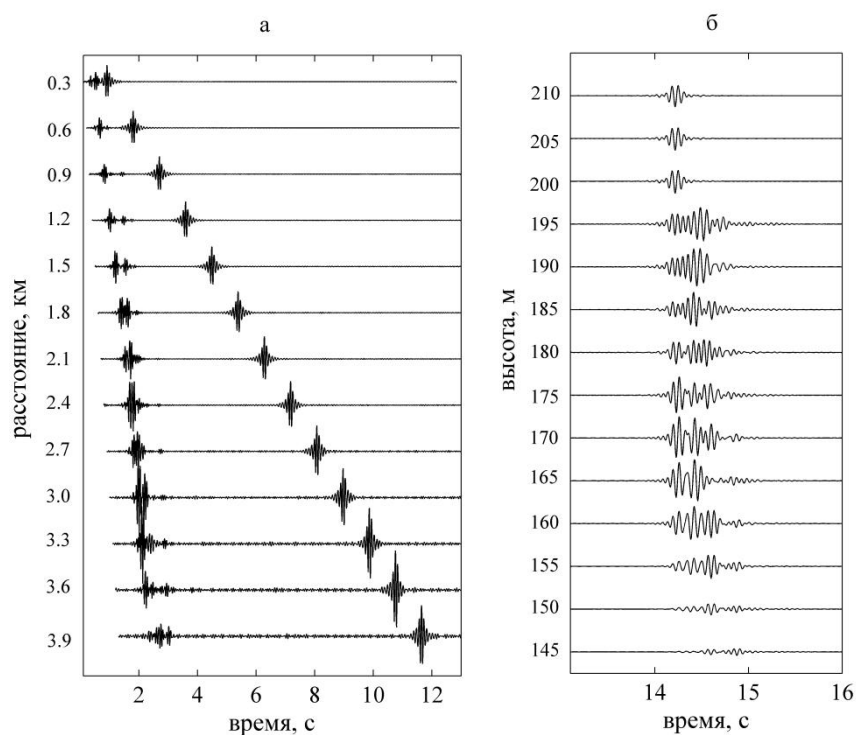


Рис.3 а) -Изменение формы сигнала с расстоянием при приёме в воде на глубине 15м. Амплитуды сигналов умножались на расстояние и нормировались на общий максимум для всех расстояний. б) -зависимость формы сигнала от высоты приёма на расстоянии 4.8км (граница воздух-грунт 160м), амплитуды сигналов нормировались на общий максимум для всех глубин.

На рис.3а представлено изменение формы сигнала с расстоянием при приёме в воде на глубине 15м. Обращает на себя внимание весьма большая



длина сигнала, которая на расстоянии 3.0км составляет уже 7.2с. Начало сигнала – это звук, вышедший из источника при углах скольжения больших критического угла, проникший и рефрагирующий с большими углами скольжения в водной и осадочной толще. Скорости распространения этой части сигнала вдоль трассы от 0.84км/с на расстоянии 0.3км до 1.63км/с на 3.6км. Второй приход соответствует неоднородной волне, распространяющейся вдоль границы воздух-вода, вызванной падением звука, распространяющегося в приповерхностном атмосферном канале, при закритических углах скольжения. Скорости распространения этой части сигнала вдоль трассы около 0.33км/с.

На рис.3б представлена зависимость формы сигнала от высоты на расстоянии 4.8км. На этом расстоянии граница воздух-земля проходит на высоте 160м. Можно отметить быстрое уменьшение сигнала в грунте при погружении на 5-10м от поверхности (на рис.3б 155-145м) и достаточно резкое уменьшение сигнала в воздухе при выходе из атмосферного приповерхностного канала (>195м).

Сигналы, рассчитанные по программе, реализующей сверхширокоугольную модификацию волнового метода псевдодифференциальных параболических уравнений, соответствуют физическим явлениям характерным для рассмотренной реалистичной модели распространения звука.

#### ЛИТЕРАТУРА

- 1.К.В. Авилов Приближение однонаправленного распространения в вычислении звуковых полей в океане // в кн. Акустика океанской среды под ред. Л.М. Бреховских и И.Б. Андреевой, М., Наука, 1989, С. 10 - 19.
2. К.В. Авилов Псевдодифференциальные параболические уравнения распространения звука в океане, плавно неоднородном по горизонтали, и их численное решение, Акуст. журн., т.41, вып.1, 1995, с.5-12.
3. К.В. Авилов, С.Н. Куличков, О.Е. Попов К вычислению звуковых полей в моделях морской среды, включающих атмосферу, водную толщу и дно. Ученые записки физического факультета Московского Университета. №5, 1750101 (2017).
4. М.А. Исакович. Общая акустика. Наука. М.1973.

УДК 534.232

**К.В. Авилов<sup>1,2</sup>, С.Н. Куличков<sup>1</sup>, О.Е. Попов<sup>1</sup>**

**ПРИМЕНЕНИЕ СВЕРХШИРОКОУГОЛЬНОЙ МОДИФИКАЦИИ ВОЛНОВОГО МЕТОДА ПСЕВДОДИФФЕРЕНЦИАЛЬНОГО ПАРАБОЛИЧЕСКОГО УРАВНЕНИЯ ДЛЯ РАСЧЁТА ЗВУКОВЫХ ПОЛЕЙ И СИГНАЛОВ В РАЗЛИЧНЫХ СРЕДАХ.**

<sup>1</sup> Институт физики атмосферы им.А.М. Обухова РАН, Россия, 119017, Москва, Пыжевский пер.,

<sup>2</sup> Институт машиноведения им. А.А. Благонравова РАН, Россия, 101990, Москва, Малый Харитоньевский пер.,4,  
E-mail: k.v.avilov@list.ru

*Рассмотрены результаты численного моделирования звуковых полей и сигналов в сложных средах, иллюстрирующие возможности новой сверхширокоугольной модификации волнового метода псевдодифференциального параболического уравнения. Проведён анализ особенностей формирования акустических сигналов в воздухе, воде и осадке.*

Применение программных средств, реализующих волновой метод псевдодифференциальных параболических уравнений [1,2] в приближении однонаправленного распространения и, особенно, его сверхширокоугольной модификации [3], позволяет рассчитывать звуковые поля и сигналы для сложных моделей сред с большим диапазоном углов скольжения, или скоростей распространения в среде. На практике часто встречаются задачи, когда надо рассчитать сигнал от источника, который находится в одной среде, а приёмник в другой. Например, когда источник звука находится в воздухе, а приёмники – в воде или в грунте. Рассмотрим модель среды, включающую атмосферу, море и осадочную толщу. На рис.1 представлены модельные профили скорости звука для всех трёх сред. Профиль плотности для атмосферы использовался стандартный, с плотностью на уровне моря 1.225кг/м<sup>3</sup>, падающей с высотой (до 0.000179кг/м<sup>3</sup> на высоте 65км). В воде плотность задавалась постоянной 1000 кг/м<sup>3</sup>, а в осадках менялась от 1600кг/м<sup>3</sup> на границе с водой до 2500кг/м<sup>3</sup> на глубине 900м.

На рис.2 представлен пример расчёта звукового поля от точечного источника звука с частотой 0.4Гц, находящегося в воздухе над морем на высоте 10км. В начале трассы глубина моря 1300м. Постепенно глубина моря уменьшается до 0м (226.7км), а затем высота земной поверхности увеличивается до 100м (227км). Из характерных особенностей звукового поля в атмосфере (рис.2) можно отметить волноводное распространение звука в тро-

посферно-стратосферном звуковом канале с минимумом эффективной скорости звука на высотах тропопаузы. На расстояниях 80-160км, начиная от поверхности моря и выше, в атмосфере наблюдается зона тени.

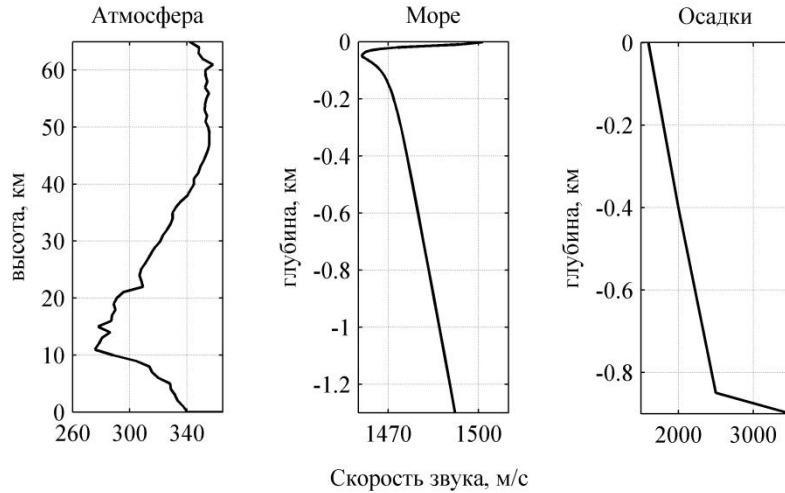


Рис.1 Профили скорости звука в атмосфере, море и осадках.

При углах скольжения больших критического угла ( $>78^\circ$ ), звук проникает в воду, затем в осадки, отражается от границ, рефрагирует в области больших глубин с положительными градиентами скорости звука. Поскольку частота довольно низкая, то в глубокой части моря под источником образуется характерное для одномодового распространения звука распределение давления по глубинес максимумом у границы вода-осадки (рис.2). При закритических углах скольжения, там, где звук из атмосферы падает на поверхность моря, в воде возбуждается неоднородная волна с экспоненциально убывающей с глубиной амплитудой. Однако на частоте 0.4Гц глубина проникновения неоднородной волны в воду оказывается довольно большой. Для падения плоской волны из однородного воздуха на однородную воду, этот спад давления  $p$  можно рассчитать по формулам (1) [4].

$$|p| \approx 2 * \exp(-\delta z) \quad \delta = 2 * \pi * f / c_1 * \sqrt{\sin^2 \theta - (c_1 / c_2)^2} , \quad (1)$$

где  $z$  – глубина,  $f$  – частота,  $\theta$  – угол падения,  $c_1$  и  $c_2$  – скорости звука в воздухе и воде. При угле падения  $45^\circ$  на частоте 0.4Гц спад амплитуды при заглублении от поверхности на 100м составляет всего 4.3 дБ [4] ( $c_1=335\text{м/с}$ ,  $c_2=1501.54\text{м/с}$ ). Измерения по рассчитанному вертикальному разрезу поля (рис.2) на 60км дают спад примерно 4дБ на 100м.

На рис.3 на расстояниях 20, 121 и 240км представлены сигналы импульсного точечного источника звука с шириной полосы 10-20Гц, находящегося в атмосфере на высоте 10км.

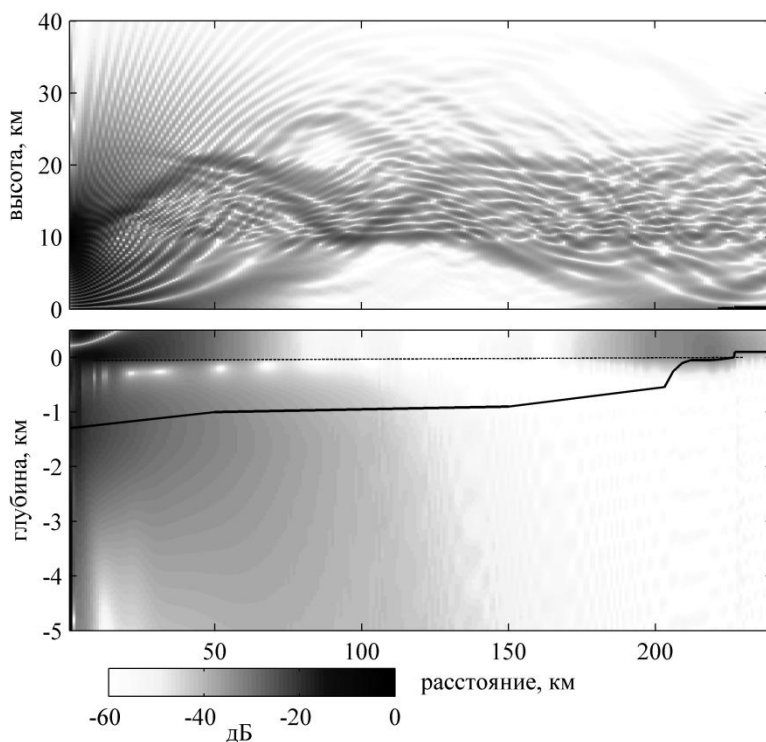


Рис.2 Поле звукового давления для точечного источника с частотой 0.4Гц, находящегося на высоте 10км над морем. Высота 0м – поверхность моря, жирная линия – рельеф морского дна.

На расстоянии 20км в воздухе наблюдается один прямой сигнал (высота 98м), при переходе в воду и увеличении глубины амплитуда неоднородной волны, возбуждаемой при закритических углах скольжения, падает согласно (1). Перед сигналом неоднородной волны можно наблюдать импульс, который формируется при распространении звука из воздуха в воду при углах скольжения больших критического угла. Распределение амплитуды этого импульса характерно для одномодового распространения звука в волноводе, образованном водной и осадочной толщами, т.е. амплитуда с глубиной увеличивается, достигая максимума у границы вода-осадки. Примерно такие же особенности сигналов наблюдаются на расстоянии 121км. Сигнал в воздухе становится более сложным и продолжительным. Суммарная длина сигнала в воде, большая, уже около 520с. На расстоянии 240км, где высота земной поверхности 100м, можно наблюдать, как в грунте спадает амплитуда неоднородной волны, возбуждаемой звуком, падающим из воздуха.

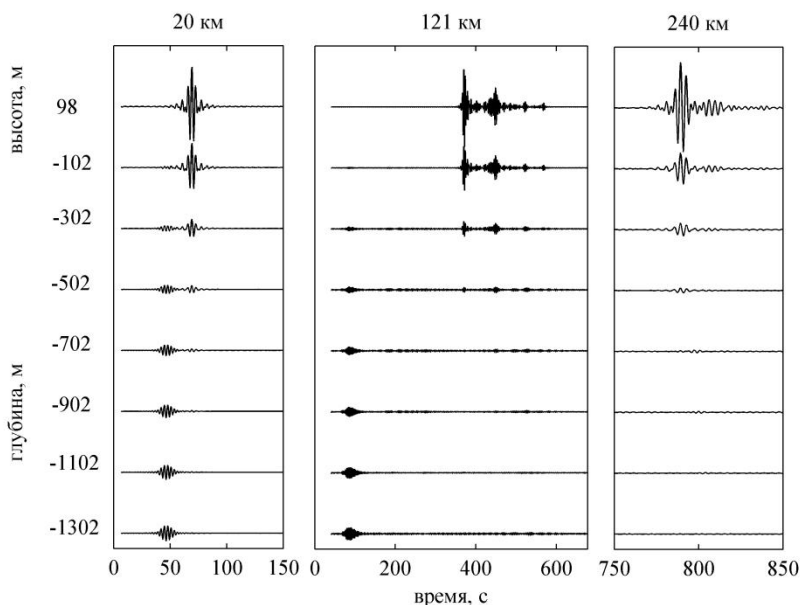


Рис.3 Зависимость формы сигнала от высоты-глубины приёма на расстояниях 20, 121 и 240км. Амплитуды сигналов на каждом расстоянии нормировались на общий максимум для сигналов на всех глубинах данного расстояния.

Приведенные результаты вычислений подтверждают адекватность примененной численной модели и возможность её использования для практических расчетов.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. К.В. Авилов Приближение однонаправленного распространения в вычислении звуковых полей в океане // в кн. Акустика океанской среды под ред. Л.М. Бреховских и И.Б. Андреевой, М., Наука, 1989, С. 10 - 19.
2. К.В. Авилов Псевдодифференциальные параболические уравнения распространения звука в океане, плавно неоднородном по горизонтали, и их численное решение, Акуст. журн., т.41, вып.1, 1995, с.5-12.
3. К.В. Авилов, С.Н. Куличков, О.Е. Попов К вычислению звуковых полей в моделях морской среды, включающих атмосферу, водную толщу и дно. Ученые записки физического факультета Московского Университета. №5, 1750101 (2017).
4. Л.М. Бреховских, Ю.П. Лысанов. Теоретические основы акустики океана. Л., Гидрометеиздат. 1982.

УДК 551.231

**А.Л. Вировлянский, А.Ю. Казарова, Л.Я. Любавин**

**АНАЛИЗ ЧУВСТВИТЕЛЬНОСТИ РАСПРЕДЕЛЕНИЯ  
ИНТЕНСИВНОСТИ ПОЛЯ В ПЛОСКОСТИ "ГЛУБИНА - УГОЛ  
ПРИХОДА" К ВАРИАЦИЯМ ПАРАМЕТРОВ ПОДВОДНОГО  
ЗВУКОВОГО КАНАЛА**

Институт прикладной физики РАН  
Россия, 603950 Нижний Новгород, ул. Ульянова, д.46  
Тел.: (831) 416-4784; Факс: (831) 416-0630, E-mail: viro@appl.sci-nnov.ru

*Классический метод согласованной со средой обработки сигналов, который в англоязычной литературе обозначается аббревиатурой MFP (matched field processing), базируется на сравнении комплексных амплитуд измеренных и рассчитанных полей. Для применимости данного метода требуется высокая точность модели среды, используемой для расчетов. В данной работе показано, что требования к точности модели среды можно существенно ослабить, если от сравнения комплексных амплитуд полей перейти к сравнению распределений интенсивностей данных полей в фазовой плоскости "глубина – угол прихода". На основе такого сравнения введен коэффициент похожести полей, который "реагирует" лишь на те их различия, которые вызваны сильными изменениями координат источника и/или параметров поля скорости звука.*

Традиционный метод решения задачи о локализации источника звука в волноводе базируется на сравнении комплексных амплитуд звуковых полей  $u(z)$  и  $v(z)$  в вертикальных сечениях возмущенного и невозмущенного волноводов. Количественной оценкой близости этих полей обычно служит коэффициент похожести [1]

$$K = \frac{\left| \int dz u(z) v^*(z) \right|}{\left( \int dz |u(z)|^2 \right)^{1/2} \left( \int dz |v(z)|^2 \right)^{1/2}},$$

где  $z$  – вертикальная координата, интегрирование идет по апертуре антенны и звездочка означает комплексное сопряжение. Высокая чувствительность коэффициента  $K$  к слабым вариациям параметров среды ограничивает возможности его использования в условиях заметного рассогласования между реальной средой и ее математической моделью.

Для построения альтернативного коэффициента похожести, который был бы менее чувствителен к рассогласованию между реальной средой и ее

математической моделью, перейдем от глубинной зависимости амплитуды поля  $u(z)$  к распределению амплитуды в фазовой плоскости, которая используется при анализе лучевой картины поля в рамках гамильтонова формализма. Такое распределение более устойчиво к вариациям параметров среды, потому что в фазовом пространстве нет многолучевости.

В рамках гамильтонова формализма приход луча на дистанцию наблюдения задается двумя параметрами: глубиной  $Z$  и обобщенным импульсом  $P = \sin\chi$ , где  $\chi$  – угол скольжения. Приходы всех лучей, вышедших из источника, образуют в фазовой плоскости  $P - Z$  кривую, которую мы будем называть лучевой линией. Для установления связи между лучевым и волновым описаниями поля воспользуемся развитым в квантовой механике методом разложения по когерентным состояниям (КС) [2]. В рамках этого формализма каждой точке фазовой плоскости  $\mu = (P, Z)$  ставится в соответствие КС, заданное функцией

$$Y_{\mu}(z) = \frac{1}{\sqrt{\Delta_z}} \exp \left[ ikP(z-Z) - \frac{\pi(z-Z)^2}{2\Delta_z^2} \right],$$

где  $k$  – волновое число, а  $\Delta_z$  – вертикальный масштаб КС. Величину  $a_{\mu} = \int dz u(z) Y_{\mu}^*(z)$  назовем амплитудой КС, а ее квадрат  $|a_{\mu}|^2$  – интенсивностью КС. Амплитуду КС можно трактовать как амплитуду волны, приходящей на заданную глубину  $Z$  под углом скольжения  $\arcsin(P)$ . Интенсивности КС принимают максимальные значения в точках  $\mu$ , лежащих на лучевой линии, и уменьшаются при удалении от нее. Окрестности лучевой линии, на границе которых интенсивности КС уменьшаются в ераз, назовем размытой лучевой линией. Эту область фазовой плоскости обозначим  $\sigma$ .

Альтернативный  $K$  коэффициент похожести полей  $u(z)$  и  $v(z)$  определим соотношением

$$Q = \frac{\int_{\sigma} d\mu |b_{\mu}|^2}{\int d\mu |b_{\mu}|^2},$$

где  $b_{\mu}$  – амплитуда КС в возмущенном волноводе,  $\sigma$  – размытая лучевая линия в невозмущенном волноводе, а интеграл в знаменателе вычисляется по все фазовой плоскости. Данный коэффициент показывает долю звуковой энергии в **возмущенном** волноводе, которая попадает внутрь размытой лучевой линии **невозмущенного** волновода.

Приведем пример расчета коэффициентов похожести  $K$  и  $Q$  в модели подводного звукового канала в глубоком море. Будем рассматривать поле скорости звука в виде  $c(r,z) = C(z,\alpha) + c_{iw}(r,z)$ , где  $C(z,\alpha)$  – детерминированный профиль скорости звука, представляющий суперпозицию двух профилей  $C_1(z)$  и  $C_2(z)$ :  $C(z,\alpha) = (1-\alpha)C_1(z) + \alpha C_2(z)$ , где  $\alpha$  – параметр из интервала  $[0,1]$ , а  $c_{iw}(r,z)$  – слабое случайное возмущение, вызванное внутренними волнами [3]. В левой части рис.1 показаны профили  $C(z,\alpha)$  для одиннадцати

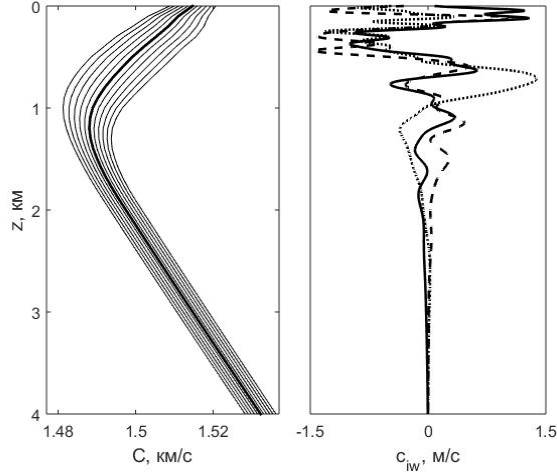


Рис.1. Слева: профили скорости звука  $C(z, \alpha)$  для  $0 \leq \alpha \leq 1$ . Справа: вертикальные сечения случайного возмущения  $c_{iw}$  на трех разных дистанциях.

значений  $\alpha$ , равномерно заполняющих интервал  $[0, 1]$ . Жирной линией выделен профиль, отвечающий  $\alpha = 0.5$ . Крайние профили  $C_{1,2}(z)$ . В правой части рис. 1 показаны примеры вертикальных сечений возмущения  $c_{iw}$ . Звуковое поле на частоте 200 Гц, возбужденное точечным источником на глубине 0.9 км рассчитывалось методом широкоугольного параболического уравнения.

Коэффициенты похожести  $K$  и  $Q$  использовались для сравнения поля  $u(z)$ , рассчитанного на дистанции  $r = 50$  км в волноводе с опорным профилем скорости звука и  $c_{iw} = 0$ , с полями  $v(z)$ , рассчитанными для других  $r$  и  $\alpha$ . Зависимости коэффициентов похожести от этих параметров,  $K(r, \alpha)$  и  $Q(r, \alpha)$ , мы называем функциями неопределенности. На рис. 2 и 3 приведены результаты расчета функций неопределенности в отсутствие ( $c_{iw} = 0$ ) и в присутствии ( $c_{iw} \neq 0$ ) случайных внутренних волн, соответственно.

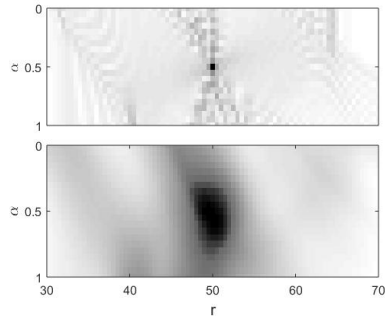


Рис. 2. Функции неопределенности  $K(r, \alpha)$  и  $Q(r, \alpha)$  в отсутствие внутренних волн ( $c_{iw} = 0$ ).

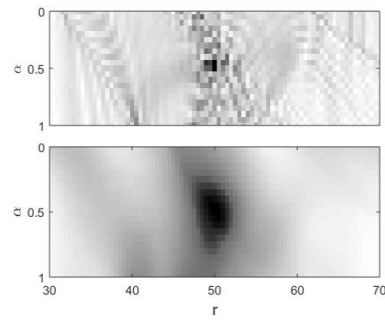


Рис. 3. То же самое, что на рис. 2, но для  $c_{iw} \neq 0$ .

На рис. 2 функция  $K(r, \alpha)$  имеет острый пик в точке с координатами  $r = 50$  км и  $\alpha = 0.5$ , который во много раз уже соответствующего максимума функции  $Q(r, \alpha)$ . Однако на рис. 3 мы видим, что в присутствии слабых флуктуаций скорости звука  $c_{iw}$  этот пик функции  $K(r, \alpha)$  рассыпается на



множество локальных максимумов, в то время как максимум функции  $Q(r, a)$  практически не изменяется. В работе [4] похожие результаты получены при расчете звуковых полей в идеализированной модели волновода в мелком море.

Таким образом, результаты моделирования, представленные на рис. 2 и 3, показывают, что, как и ожидалось, коэффициент схожести  $Q$ , в отличие от  $K$ , "реагирует" лишь на сильные изменения поля скорости звука и расстояния до источника. Поэтому можно ожидать, что его использование позволит разработать робастные методы локализации источника и оценки параметров поля скорости звука. Разумеется, переход к  $Q$  имеет и свою обратную сторону. Возможность решения обратной задачи будет достигнута ценой снижения точности оценки координат источника и реконструкции параметров среды по сравнению с идеализированной ситуацией, когда модель среды известна с высокой точностью, за исключением одного-двух параметров.

Работа выполнена при поддержке Программы Президиума РАН № 7 "Актуальные проблемы фотоники, зондирования неоднородных сред и материалов".

#### ЛИТЕРАТУРА

1. H.P. Bucker. Use of calculated sound fields and matched-field detection to locate sound sources in shallow water // J. Acoust. Soc. Am., 1976, v. 59, No. 2, p. 368–373.
2. В.П. Шляйх. Квантовая оптика в фазовом пространстве. М.: ФИЗМАТЛИТ, 2005.
3. Распространение звука во флуктуирующем океане. Под ред. С. Флатте. М.: Мир, 1982.
4. A.L. Virovlyansky. Matched shadow processing // JASA Express Letters. J. Acoust. Soc. Am., 2017, v. 142, No. 1, EL136-EL142.

УДК 551.231

**А.Л. Вировлянский, Ю.М. Макарова**

**ПРОЯВЛЕНИЯ УСТОЙЧИВЫХ КОМПОНЕНТ ПОЛЯ В  
КОРРЕЛЯЦИОННЫХ МАТРИЦАХ СИГНАЛОВ НА ЭЛЕМЕНТАХ  
ВЕРТИКАЛЬНОЙ ПРИЕМНОЙ РЕШЕТКИ В  
ГИДРОАКУСТИЧЕСКОМ ВОЛНОВОДЕ**

Институт прикладной физики РАН  
Россия, 603950, Нижний Новгород, ул. Ульянова, д.46  
Тел.: (831) 416-4784; Факс: (831) 416-0630, E-mail: viro@appl.sci-nnov.ru

*Работа посвящена изучению пространственной структуры поля, возбужденного точечным тональным источником в глубоководном волноводе со случайными флуктуациями скорости звука. Использован подход, в рамках которого звуковое поле приближенно представлено в виде суперпозиции компонент, формируемых вкладами узких пучков лучей. Эти компоненты названы устойчивыми, поскольку в присутствии флуктуаций скорости звука изменяются только их амплитуды: они умножаются на случайные фазовые множители. Выделение устойчивых компонент из суммарного поля выполняется с помощью заимствованного из квантовой механики разложения по когерентным состояниям. Использование данного подхода позволило получить простое аналитическое выражение для корреляционной матрицы поля на апертуре вертикальной приемной антенны. Моделирование методом Монте-Карло показало, что, хотя полученная формула не может правильно предсказать корреляцию полного поля, она хорошо описывает корреляционные матрицы отдельных устойчивых компонент и суперпозиций нескольких таких компонент.*

Пренебрегая горизонтальной рефракцией, рассмотрим двумерную модель глубоководного акустического волновода с полем скорости звука  $c(r,z) = c_b(z) + \delta c(r,z)$ , где  $r$  – дистанция,  $z$  – глубина,  $c_b(z)$  – невозмущенный профиль скорости звука,  $\delta c(r,z)$  – слабое случайное возмущение. Для описания влияния возмущения воспользуемся приближением геометрической оптики, в рамках которого вклад одного луча в суммарное поле в точке наблюдения равен  $A \exp(ikS)$ , где  $A$  и  $S$  амплитуда и эйконал луча, соответственно, а  $k$  – волновое число. На коротких дистанциях изменением траектории луча и его амплитуды в присутствии возмущения можно пренебречь. Влияние возмущения учитывается введением случайного приращения эйконала  $\delta S$ , которое вычисляется с помощью хорошо известной формулы [1].

Все лучевые траектории, вышедшие из источника, разобьем на столь узкие пучки, что вплоть до дистанции наблюдения ширина пучка не превышает вертикального масштаба возмущения  $\delta s$ . При этом, лучи из одного пучка пересекают примерно одинаковые неоднородности и их фазы на дистанции наблюдения приобретают примерно одинаковые приращения  $\varphi = k\delta s$ . Это означает, что компоненты поля, формируемые пучком в возмущенном и невозмущенном волноводах, различаются лишь случайным фазовым множителем  $\exp(i\varphi)$ . Такие компоненты поля мы называем устойчивыми.

В рамках гамильтонова формализма приход луча на дистанцию наблюдения задается двумя параметрами: глубиной  $Z$  и обобщенным импульсом  $P = \sin\chi$ , где  $\chi$  – угол скольжения. Приходы всех лучей, вышедших из источника, образуют в фазовой плоскости  $P - Z$  кривую, которую мы будем называть лучевой линией. Приходы лучей пучка, формирующего устойчивую компоненту, образуют сегмент лучевой линии.

Следуя [2], для выделения устойчивой компоненты из полного поля воспользуемся методом разложения по когерентным состояниям (КС) [3]. В рамках этого формализма каждой точке фазовой плоскости  $\mu = (P, Z)$  ставится в соответствие КС, заданное функцией

$$Y_{\mu}(z) = \frac{1}{\sqrt{\Delta_z}} \exp \left[ ikP(z-Z) - \frac{\pi(z-Z)^2}{2\Delta_z^2} \right],$$

где  $k$  – волновое число, а  $\Delta_z$  – вертикальный масштаб КС. Величину  $a_{\mu} = \int dz u(z) Y_{\mu}^*(z)$  назовем амплитудой КС. Величины  $|a_{\mu}|$  принимают максимальные значения на лучевой линии и уменьшаются при удалении от нее. Окрестность лучевой линии, на границе которой величина  $|a_{\mu}|^2$  уменьшается в  $e$  раз, назовем размытой лучевой линией, а аналогичную область вокруг каждого сегмента лучевой линии – размытым сегментом. Устойчивая компонента поля, формируемая пучком лучей, выражается интегралом  $v(z) = \int d\mu a_{\mu} Y_{\mu}(z)$ , который вычисляется по размытому сегменту, отвечающему данному пучку [2].

Сигналы на элементах приемной решетки образуют вектор-столбец  $\vec{u}$ , который можно приближенно представить в виде суммы  $N$  векторов  $\vec{v}_n$ , представляющих устойчивые компонент. С помощью разложения по КС выделим компоненту вектора  $\vec{u}$ , представляющую суперпозицию устойчивых компонент с номерами  $n_1 \leq n \leq n_2$ . Корреляционная матрица данной компоненты поля равна

$$K = \sum_{n=n_1}^{n_2} \vec{v}_n \vec{v}_n^{\dagger}. \quad (1)$$

Для проверки применимости этого аналитического выражения методом широкоугольного параболического уравнения были рассчитаны звуковые поля на частоте 200 Гц, возбужденные точечным источником на глубине

0.9 км в волноводе с невозмущенным профилем скорости звука, показанном в левой части рис. 1. Расчеты выполнялись для возмущений  $\delta c(r, z)$ , моделирующих флуктуации скорости звука, вызванные случайными внутренними волнами (средняя часть рис. 1), и флуктуации с гауссовой функцией пространственной корреляции (правая часть рис. 1). Поля были рассчитаны для 400 реализаций каждого из этих случайных возмущений. Усреднение по этим реализациям позволило получить оценки корреляционных матриц  $K$ .

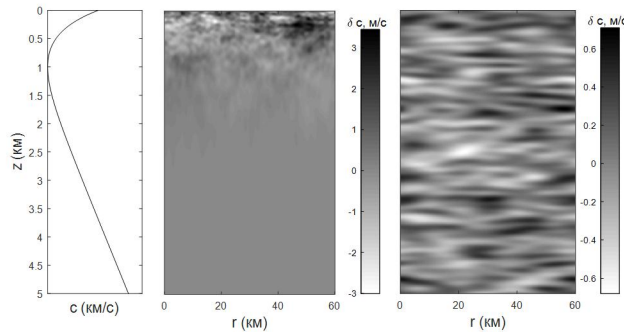


Рис. 1. Невозмущенный профиль скорости звука (слева) и реализации флуктуаций скорости звука двух типов.

На рис. 2 изображена лучевая линия на дистанции 50 км в невозмущенном волноводе, а серым цветом выделена размытая лучевая линия. Точками обозначены границы сегментов, отвечающих устойчивым компонентам. Сегменты пронумерованы. Параметры возмущений подобраны таким образом, что для обоих типов флуктуаций устойчивые компоненты формируются одними и теми же пучками лучей. При этом матрицы  $K$  для обоих типов флуктуаций должны совпадать.

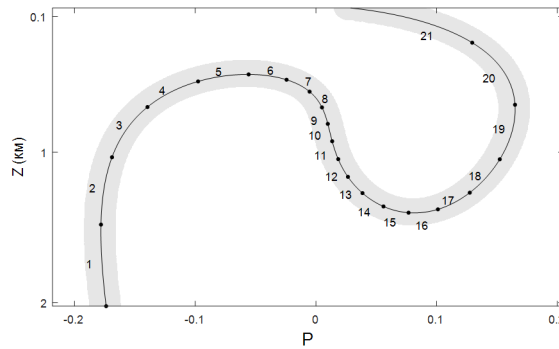


Рис. 2. Лучевая линия и размытая лучевая линия на дистанции 50 км. Точками указаны границы сегментов, отвечающих устойчивым компонентам.

В качестве примера сравним собственные числа и собственные векторы матрицы  $K$ , рассчитанной по формуле (1) с  $n_1=3$  и  $n_2=10$ , с результатами

расчета этой же матрицы методом Монте-Карло для двух типов флуктуаций. В верхней части рис. 3 кружками, квадратами и звездочками показаны первые 10 собственных чисел этих трех матриц, нормированных на первое собственное число. В нижней части показаны скалярные произведения  $|\bar{x}_m^+ \bar{y}_q|$ , где  $\bar{x}_m$  и  $\bar{y}_q$  – собственные векторы матриц  $K$ , рассчитанных по формуле (1) и найденных для флуктуаций, вызванных случайными внутренними волнами. Аналогичный результат получается для флуктуаций другого типа. Таким образом, численное моделирование подтверждает применимость формулы (1) для расчета корреляционной матрицы суперпозиции нескольких устойчивых компонент. Однако при увеличении количества учитываемых устойчивых компонент точность формулы (1) снижается и она недостаточна для расчета корреляционной матрицы полного поля.

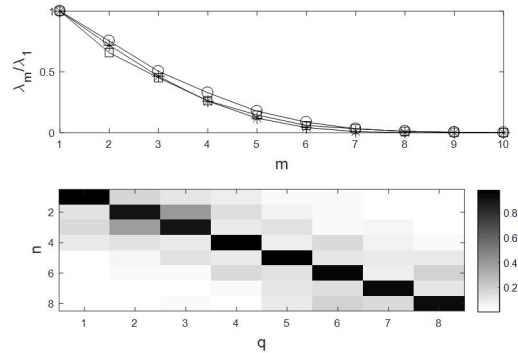


Рис. 3. Вверху: собственные числа корреляционных матриц  $K$ . Внизу: скалярные произведения собственных векторов матриц  $K$ , вычисленных двумя способами.

## ЛИТЕРАТУРА

1. Распространение звука во флуктуирующем океане. Под ред. С. Флатте. М.: Мир, 1982.
2. A.L. Virovlynsky. Stable components of sound fields in the ocean // J. Acoust. Soc. Am., 2017, v. 141, No. 2, p. 1180-1189.
3. В.П. Шляйх. Квантовая оптика в фазовом пространстве. М.: ФИЗМАТЛИТ, 2005.

УДКУДК691.463.21

**М.В. Волков<sup>1</sup>, И.В. Жилин<sup>2</sup>, А.А. Луньков<sup>1</sup>, В.Г. Петников<sup>1</sup>,  
А.В. Шатравин<sup>3</sup>, М.А. Шерменева<sup>1</sup>.**

**ПЕРЕДАТОЧНЫЕ ФУНКЦИИ МЕЛКОВОДНЫХ АКУСТИЧЕСКИХ  
ВОЛНОВОДОВ АРКТИЧЕСКОГО ТИПА**

<sup>1</sup>Институт общей физики им. А.М. Прохорова РАН  
Россия, 119991 Москва, ул. Вавилова, д.38  
Тел.: (495) 503-8384; Факс: (495) 135-8234,  
E-mail: petniko@kapella.gpi.ru

<sup>2</sup>Институт проблем передачи информации им. А.А. Харкевича РАН  
Россия, 127051 Москва, Большой Каретный переулок, д.19, стр.1  
Тел.: (495) 699-5096; Факс: (495) 650-0579, E-mail: zhilin@iitp.ru

<sup>3</sup>Институт океанологии им. П.П. Ширшова РАН  
Россия, 117997 Москва, Нахимовский пр., д.36  
Тел.: (499) 124-87-04; Факс: (499) 124-5983,  
E-mail: ashatravin@ocean.ru

*Приводятся и анализируются результаты расчетов передаточных функций  $K(f)$  мелководных акустических волноводов арктического типа в полосе частот  $f = 150 - 1000$  Гц. Обнаружено, что на расстоянии в несколько километров и при скорости звука в дне  $c_1$  меньше, чем скорость звука в воде, амплитуда  $K(f)$  на низких частотах может монотонно и достаточно резко расти с частотой, несмотря на то, что коэффициент затухания звука в дне с частотой увеличивается. Показано, что существует диапазон частот, когда амплитуды  $K(f)$  в среднем достаточно близки друг к другу при разных значениях  $c_1$ . Именно этот диапазон целесообразно применять для звукоподводной связи (ЗПС) в рассматриваемом волноводе. Продемонстрирована эффективность ЗПС с использованием специальных методов связи для каналов с межсимвольной интерференцией.*

Интенсивное освоение арктического шельфа России требует внедрения особых технологий, ориентированных на работу в таких акваториях. Одной из таких технологий является звукоподводная связь (ЗПС), с помощью которой оказывается возможным обмен информацией с автономными донными станциями и подводными аппаратами, используемых для регистрации различных гидрофизических характеристик среды. К этим характеристикам относятся и параметры антропогенных акустических шумов, способных нанести вред морским млекопитающим. С учетом ледового покрова, суще-

ствующего в зимнее время на арктическом шельфе, ЗПС является, пожалуй, единственным круглогодичным каналом передачи информации на базовые станции, расположенные, например, на нефтедобывающих платформах или судах ледового класса. Несмотря на то, что техника ЗПС хорошо известна, её возможности в указанной акватории требуют специального анализа, что обусловлено спецификой передаточной функции гидроакустического волновода  $K(f)$  в северных морях. Для этого волновода характерны следующие особенности: во-первых, эта небольшая глубина (75% арктического шельфа имеет глубину менее 50м); во-вторых, это случайные вариации верхней границы, связанные с поверхностным волнением и шероховатостями ледового покрова; в-третьих, это случайно-неоднородное дно со скоростью звука, которая может быть и меньше, чем скорость звука в воде [1]. В настоящей работе приведены результаты расчетов  $K(f)$  для типичных параметров волновода. Показаны отличительные черты этой частотной зависимости, а также продемонстрированы возможности ЗПС в таком волноводе.

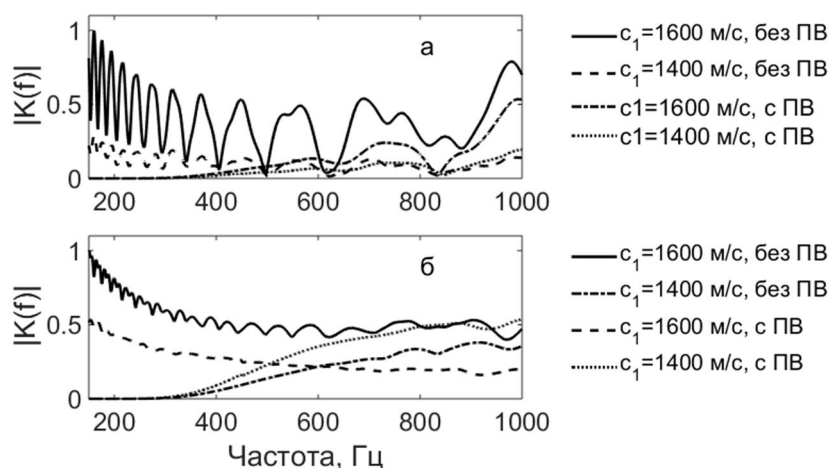


Рис. 1. Модуль передаточной функции канала.

Расчеты выполнялись в рамках модового описания звукового поля для расстояний между источником и приемником звука  $r = 1 \div 5$  км. Глубина  $H = 30$  м. Скорость звука в воде  $c = 1460$  м/с, в дне  $c_1 = 1400$  и  $1600$  м/с. При  $c_1 = 1600$  м/с учитывались распространяющиеся и вытекающие моды. Плотность в дне  $\rho_1 = 1.85$  г/см<sup>3</sup>. Коэффициент затухания в дне  $\beta_1$  полагался зависящим от частоты [2]  $\beta_1 = 1.07 \cdot 10^{-4} \cdot f^{2.6}$  дБ/км. Результаты без поверхностного волнения (ПВ) и в его присутствии показаны на рис. 1а,б при глубине излучателя звука  $z_0 = 25$  м и  $r = 5$  км. Предполагалось, что ПВ отвечает скорости ветра 10 м/с. При взволнованной поверхности учитывалось взаимодействие мод, рассчитываемое с помощью метода поперечных сечений [3]. На рис. 1а показана зависимость  $|K(f)|$  при глубине приема  $z = 25$  м, на рис. 1б зависимость  $|K(f)|$ , усредненная по глубине приема  $z = 1:1:29$  м.

При  $c_1 = 1400$  м/с (см. рис.1)  $|K(f)|$  зависит от  $f$  необычным образом на низких частотах и на расстоянии в несколько километров<sup>1</sup> ( $f < 600$  Гц и  $r \cong 5$  км). Во-первых, её амплитуда увеличивается с частотой, тогда как затухание в дне растёт при увеличении  $f$ ; во-вторых, в зависимости  $|K(f)|$  нет характерных интерференционных биений. Последнее означает, что на низких частотах в звуковом поле доминирует лишь одна первая мода. Это очень удобно для ЗПС, поскольку в этом случае отсутствует и межсимвольная интерференция. Однако реализовать это преимущество возможно лишь при использовании мощных источников звука, поскольку величина  $|K(f)|$  мала, и главным препятствием для ЗПС становится фоновый шум.

Величина  $|K(f)|$  зависит от ПВ. Эта зависимость проявляется не только при сравнении  $|K(f)|$  для разных реализаций ПВ, но и при анализе усреднённых функций  $|K(f)|$  (см. рис. 1б). При  $c < c_1$  ПВ в среднем приводит к увеличению затухания звука и, соответственно, к уменьшению  $|K(f)|$ . Этот эффект, обусловленный межмодовым взаимодействием, нарастает с ростом частоты при любой важной на практике глубине источника звука. При обратном неравенстве ПВ может как уменьшать  $|K(f)|$  при расположении источника звука примерно посередине между дном и поверхностью, так и увеличивать при расположении источника вблизи границ волновода. В целом, влияние ПВ на среднее значение  $|K(f)|$  на расстояние 5 км не велико при скорости ветра, не превышающей 10 м/с.

Хотелось бы отметить случай, когда излучатель и гидрофон размещены на половине глубины волновода  $z = z_0 = H/2$  и  $c > c_1$ . При этом импульсная характеристика канала представляет собой короткий симметричный импульс без дополнительных «хвостов». Работа в таком канале возможна с помощью классической одночастотной передачи при умеренно низкой символьной скорости (150–300 бод при несущей частоте 700–900 Гц) даже без применения алгоритмов компенсации межсимвольной интерференции. Однако при практически значимых нарушениях указанного неравенства, т.е. при  $z_0 \neq H/2 \neq z$ , импульсная характеристика видоизменяется, и простейший подход с одночастотной передачей информации перестаёт работать.

Разница в  $|K(f)|$  при разных  $c_1$  становится меньше на высоких частотах. Это означает, что для ЗПС на арктическом шельфе на расстояниях в несколько километров, когда величина  $c_1$  не известна, диапазон частот  $\cong 600 \div 1000$  Гц обеспечит наиболее надёжное функционирование ЗПС. (Переход на более высокие частоты нецелесообразен из-за увеличения затухания звука на больших частотах и увеличения фоновых шумов при сильном ПВ.)

Исходя из существенной неравномерности частотной характеристики и значительной длительности импульсного отклика канала можно сделать

---

<sup>1</sup>Здесь под обычной ситуацией понимается зависимость  $|K(f)|$  при  $c_1 > c$ .



вывод о необходимости применения методов передачи, разработанных для работы в каналах с частотно-селективными замираниями, таких, как ортогональное частотное разделение по поднесущим (OFDM) или эквалазация в частотной области при одночастотной передаче (SC-FDE) [4].

Для подтверждения возможности работы ЗПС через рассматриваемый канал была построена имитационная модель системы передачи SC-FDE с эквалазацией методом MMSE. Несущая частота была выбрана равной 730 Гц, символьная скорость 300 бит/с, двоичная фазовая манипуляция. Была показана возможность передачи при отношении сигнал/шум  $\cong 2$  дБ при вероятности ошибки на символ  $< 0.1$ . Такой вероятности ошибки достаточно для работы современных кодов коррекции ошибок скорости  $1/2$  при приеме с мягким решением, применение которых позволит получить скорость передачи данных около 150 бит/с при малой ( $\leq 10^{-3}$ ) вероятности потери пакета. При необходимости скорость может быть увеличена до 300 бит/с при увеличении отношения сигнал/шум до 5 дБ и переходе на четверичную манипуляцию. Кроме того, с целью оценки эффективности компенсации межсимвольной интерференции методами DFE и TR-DFE [5,] была проведена симуляция передачи со скоростью 384 бит/с. При отношении сигнал/шум 5 дБ средняя доля ошибок декодирования для этих методов составила 0.06-0.07.

Работа выполнена при частичной поддержке РФФИ (проект № 16-29-02036) и программы президиума РАН №7 "Актуальные вопросы фотоники, зондирование неоднородных сред и материалов".

#### ЛИТЕРАТУРА

1. В. А. Григорьев, В. Г. Петников, А. Г. Росляков, Я. Е. Терехина. Эффективные и реальные значения скорости звука в морском дне при оценках затухания акустических волн на арктическом шельфе // В настоящем сборнике докладов.
2. Ji-Xun Zhou et al. Geoacoustic parameters in a stratified sea bottom from shallow-water acoustic propagation // J. Acoust. Soc. Am., 1987. V.82(6), P.2068–2074.
3. Луньков А.А., Петников В.Г., Черноусов А.Д. Затухание звука на океанском шельфе на небольших расстояниях от источника в присутствии поверхностного волнения // Акуст. Журн. 2017. Т. 63, № 2. С. 180-186.
4. F. Pancaldi, G. M. Vitetta, R. Kalbasi, N. Al-Dhahir, M. Uysal and H. Mheidat. Single-carrier frequency domain equalization // IEEE Signal Processing Magazine, September 2008, V. 25(5), P. 37-56.
5. J. Proakis, Digital Communications, NY USA: McGraw-Hill, 2001.

УДК: 534.23

**В.Н. Голубев, И.П. Смирнов**

**ГЕОМЕТРОАКУСТИЧЕСКИЙ ПОДХОД В ИССЛЕДОВАНИИ  
РАСПРОСТРАНЕНИЯ НИЗКОЧАСТОТНЫХ ИМПУЛЬСОВ В  
ПРИДОННОМ ОКЕАНИЧЕСКОМ ВОЛНОВОДЕ**

Федеральный исследовательский центр ИПФ РАН, Нижний Новгород  
Россия, 603950, Нижний Новгород, Ульянова, д.46.  
E-mail: golubev@ipfran.ru, smip@ipfran.ru

*Приводятся результаты экспериментальных исследований по распространению низкочастотных импульсных сигналов в глубоководном районе Индийского океана в условиях волновода открытого ко дну, когда принимаемый сигнал представляет собой последовательность отражений от дна и поверхности океана. В приближении геометрической акустики произведён расчёт времен прихода и интенсивностей отражений различной кратности. Предложен метод частично-когерентного суммирования четвёрок лучей, приходящих в точки наблюдения. Показана зависимость частотного спектра отраженных сигналов от дистанции.*

В совместной экспедиции ИПФ РАН и СКБ САМИ ДВНЦ РАН были проведены опыты по распространению низкочастотных импульсов в экваториальной зоне Индийского океана в районе с глубинами 4150–4350 м [1]. В качестве источника низкочастотных импульсов был использован стандартный пневматический излучатель (пневмопушка) с объемом камеры 15 литров при давлении 10 мПа. Излучатель буксировался по прямолинейной траектории в направлении с севера на юг с постоянной скоростью 3.3 м/с на глубине 15 м, период излучения 60 с. Излучался низкочастотный импульс, спектр которого имел главный максимум на частоте 9 Гц и дополнительные максимумы на частотах 17, 26, 34, 43 Гц. Прием сигналов осуществлялся на одиночный гидрофон автономной донной станции (АДС) на расстоянии 5 м от дна, регистратор обеспечивал полосу 5-50 Гц при динамическом диапазоне записи ~40 дБ. Вертикальный профиль скорости звука в точке установки АДС (начало трассы) и батиметрия по трассе приведены на Рис. 1А.

Принимаемый сигнал представляет собой последовательность импульсов, претерпевших различное число донно-поверхностных отражений (Рис. 1Б). Число импульсов в принятой реализации сигнала растет с увеличением расстояния от источника до приемника и составляет 5,9,15 импульсов на дистанциях 50,100,200 км соответственно. При этом имеет место эффект увеличения амплитуды импульсов с увеличением кратности отражений (Рис.1Б (а,б,в)). Обработка принятого сигнала включала построение экспе-

риментальной пространственно-временной диаграммы (ПВД) принятых сигналов [2] с целью выделения отражений заданной кратности для последующей обработки.

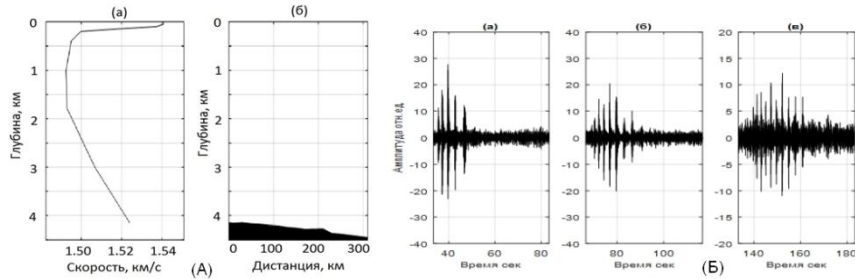


Рис. 1. Профиль скорости звука и профиль дна (А) по трассе буксировки излучателя; осциллограммы импульсных сигналов в полосе 5-20 Гц (Б), на дистанциях (а) 50 км, (б) 100 км, (в) 200 км

Результаты численного моделирования указанного эксперимента были опубликованы в [2]; настоящий доклад содержит дополнения. Рассматривались две модели волноводного канала. В первой волновод имел постоянную глубину  $H_1 = 4.15$  км; на границе дна скорость звука и плотность менялись скачками; дно представлялось однородным полупространством с плотностью  $\rho = 2000$  кг/м<sup>3</sup> и скоростью  $c_1 = 2000$  м/с. Во второй глубина волновода была  $H_2 = 4.5$  км, скорость звука линейно росла в интервале глубин  $(H_1, H_2)$ .

В обеих моделях получено хорошее совпадение расчетных ПВД с экспериментальными для импульсов, с кратностью донных отражений  $\leq 10$ .

В рамках первой модели удалось получить удовлетворительное соответствие расчетных и экспериментальных амплитуд импульсов. Показано, что каждый из принимаемых сигналов является суммой импульсов, приходящих по четырем лучам с идентификаторами  $I_d = -2k, 2k+1, -2k-1, 2k+2$ , имеющим попарно совпадающие кратности  $k, k, k+1, k+1$  (связка  $k$ ). Амплитуда суммарного импульса определяется способом суммирования указанных лучей. Наилучшее совпадение с экспериментом отвечает частично-когерентному суммированию (ЧКС), когда лучи одинаковой кратности суммируются когерентно, а результаты складываются затем некогерентно. (Для источника, расположенного вблизи поверхности, приближение ЧКС соответствует введению эффективной диаграммы направленности источника [2], при котором учитываются лишь лучи с отрицательными углами выхода, причем их поля складываются некогерентно.)

В рамках ЧКС объясняется экспериментально наблюдаемый на достаточных удалениях от источника рост амплитуд суммарных импульсов с ростом кратности отражений при том, что амплитуды отдельных лучей убывают (Рис. 2А (б,в)). Причина в том, что углы выхода из источника лучей

заданной кратности монотонно убывают по абсолютной величине с удалением точки приема, а в каждой заданной точке — монотонно растут с ростом кратности (Рис. 2А (г)). Поэтому при когерентном сложении лучей одинаковой кратности суммарная интенсивность растет вследствие сближения их начальных фаз (Рис. 2А (в)). Это также видно из формы диаграммы направленности источника (Рис. 2Б): лучи с большими по модулю углами выхода имеют большие начальные амплитуды.

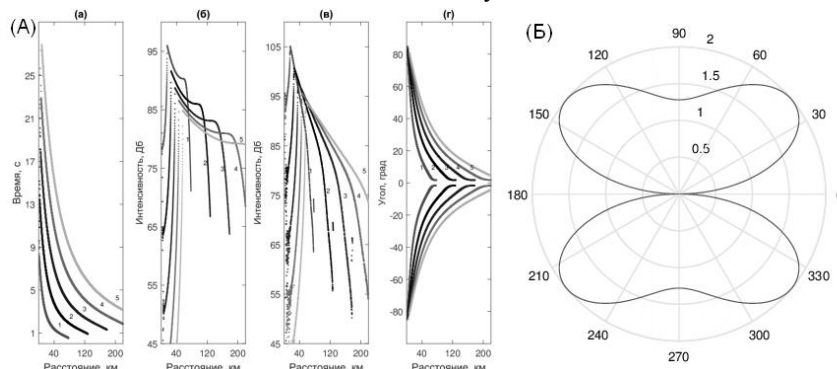


Рис. 2. Связки лучей 1÷5: (А) время прихода (а), суммы интенсивностей (б), частично-когерентные суммы полей (в), углы выхода из источника (г); (Б) диаграмма источника на частоте 40 Гц

Однако в рамках первой модели не удастся объяснить частотную зависимость многократных отражений от дистанции. Можно попытаться объяснить это в рамках второй модели, которая предполагает не только полное внутреннее отражение, но и рефракцию лучей в осадочном слое. Для этой цели был проведён спектральный анализ выделенных отражений. На спектрограммах многократных отражений (Рис. 3А) видна зависимость ширины спектра принимаемых отражений от дистанции. Поскольку спектр пневмоисточника, используемого в эксперименте, имеет характерные максимумы, то по спектрограммам видно, что более высокие частоты появляются в сигнале на значительном удалении от момента вступления самой низкой частоты. Это может быть объяснено тем, что часть пути лучи проходят в грунте, и высокочастотные составляющие спектра сигнала ослабляются сильнее, чем низкочастотные, они достигают максимальных значений на большей дистанции при большем угле падения. С увеличением номера отражения этот эффект более заметен. Сам факт распространения низкочастотных импульсов в осадочном слое океана подробно рассмотрен в многочисленной литературе, там же приведены зависимости коэффициента затухания от частоты [3]. Зависимость спектрального состава отражений от дистанции предположительно указывает на то, что лучи при распространении испытывают рефракцию в осадочном слое грунта, при этом ослабление сигнала пропорционально первой степени частоты [3]. При увеличении дистанции

увеличивается угол падения, следовательно, уменьшается глубина точки заворота

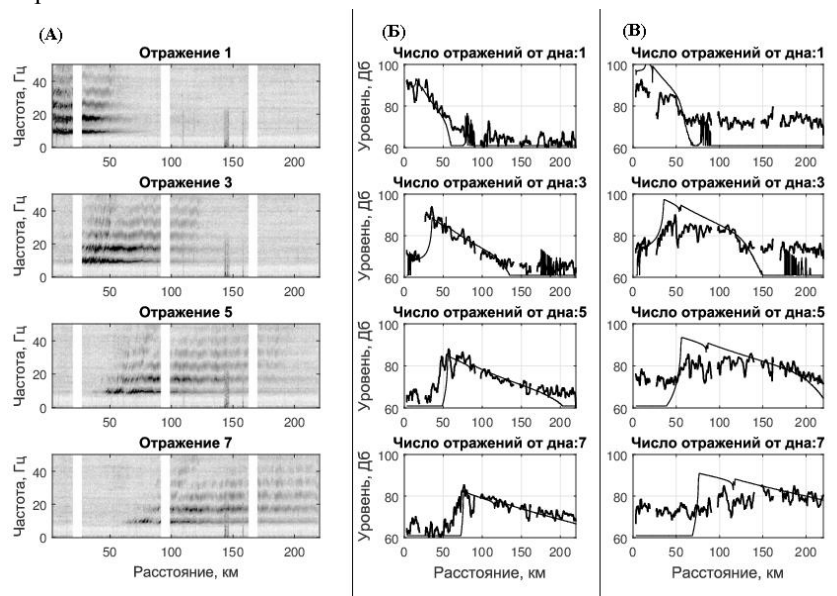


Рис. 3. Спектрограммы 1,3,5,7-кратных отражений (А); уровни отражений: на частоте 9 Гц (Б), на частоте 34 Гц (В); тонкие линии: рассчитанные (в рамках первой модели) интенсивности сигналов

и длина пробега лучей в грунте. На Рис.3Б,3В приведены зависимости уровня 1,3,5,7-кратных отражений от дистанции на частотах 9 и 34 Гц. Например, из сравнения расстояния вступлений выбранных отражений видно, что спектральные составляющие импульсного сигнала частотой 34 Гц приходят позднее частоты 9 Гц. Это расстояние пропорционально длине пути лучей в осадочном слое.

Работа выполнена в рамках Государственного задания ИПФ РАН по теме №0035-2914-0022 «Разработка радиофизических методов исследования океана».

## ЛИТЕРАТУРА

1. Голубев В.Н. Экспериментальное исследование временной структуры импульсных сигналов в мелководном волноводе // Сборник трудов XIX сессии РАО, Н. Новгород, 2007, с. 243.
2. Голубев В.Н., Смирнов И.П. Распространение низкочастотных импульсных сигналов в океане // Уч.Зап.Физ.Фак-та МГУ, 2017, №5, с. 1750109(1-4).
3. Л.Хемптон (ред). Акустика морских осадков, М.: Мир. 1977.

УДК 534.231

**В.А. Григорьев<sup>1</sup>, В.Г. Петников<sup>2</sup>, А.Г. Росляков<sup>3</sup>, Я.Е. Терёхина<sup>3</sup>**

**ЭФФЕКТИВНЫЕ И РЕАЛЬНЫЕ ЗНАЧЕНИЯ СКОРОСТИ ЗВУКА В  
МОРСКОМ ДНЕ ПРИ ОЦЕНКАХ ЗАТУХАНИЯ АКУСТИЧЕСКИХ  
ВОЛН НА АРКТИЧЕСКОМ ШЕЛЬФЕ**

<sup>1</sup>Воронежский государственный университет  
Россия, 394018 Воронеж, Университетская пл. 1  
E-mail: grig4@yandex.ru

<sup>2</sup>Институт общей физики им. А.М. Прохорова РАН  
Россия, 119991 Москва, ул. Вавилова 38  
E-mail: petniko@kapella.gpi.ru

<sup>3</sup>Геологический факультет МГУ имени М.В. Ломоносова  
Россия, 119992 Москва, Ленинские горы 1

*В рамках численного моделирования рассматривается распространение низкочастотного  $\sim 100$  Гц звука в мелководных арктических волноводах. Анализируется влияние специфики дна (газонасыщенности, наличия многолетнемерзлых пород, пространственной неоднородности донных осадков) на затухание звука на расстояниях от источника  $r \sim (1 \div 100)H$ , где  $H$  – глубина волновода. Сравняется затухание звука в волноводах с модельным однородным дном, с модельным слоистым (жидко-упругим) дном и с реальным неоднородным дном, параметры которого (скорость звука как функция координат и средняя плотность) получены в результате 3D сейсморазведки и малоглубинного бурения. Рассматриваются ситуации с газонасыщенными донными осадками, когда скорость звука в дне оказывается близка или меньше, чем скорость звука в воде. Вводится понятие эффективной скорости звука в дне, при которой затухание звука в волноводе с модельным однородным дном примерно совпадает с затуханием звука в волноводе со слоистым или неоднородным дном. На основе определения эффективной скорости звука предлагаются методики оценки реальной скорости звука (средней и как функции координат) в верхнем слое осадков. Полученные результаты могут быть использованы для диагностики газонасыщенности осадков на шельфе Арктики.*

**Введение.** В докладе приводится обзор основных результатов работ авторов [1–8], посвященных исследованию волноводного затухания звука при распространении низкочастотных акустических волн на арктическом шельфе. Особенности отдельных районов арктического шельфа являются: га-

зона насыщенность верхнего осадочного слоя донных пород (осадков), наличие нижележащих твердых многолетнемерзлых пород (мерзлоты) и существенная даже при малых расстояниях пространственная неоднородность осадков. Эти особенности последовательно рассматривались при моделировании затухания звука в волноводах с однородным, слоистым и неоднородным дном (рис.1). Во всех случаях тональный источник звука частоты  $\omega = 2\pi f$  располагался посередине водного слоя ( $0 < z < H$ ), и в рамках модового описания звукового поля на указанных на рис.1 расстояниях вычислялась средняя по глубине  $H$  интенсивность звука  $I(r)$ . Далее, находилась логарифмическая интенсивность или кривая затухания

$$J(r) = 10 \lg I(r)/I(r_0) + 10 \lg r/r_0 \quad (1)$$

где  $r_0$  – начальное расстояние ( $r_0 \sim H$ ). Анализируя кривые затухания для сложных моделей дна (рис.1б,1в), им ставились в соответствие эквивалентные по затуханию однородные жидкие модели дна с некоторыми значениями эффективной скорости звука. Основным результатом проведенных исследований являются методики, позволяющие дать оценку реальных скоростей звука в осадках по эффективным скоростям звука.

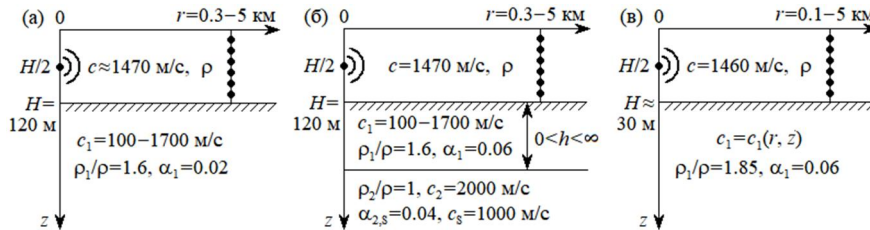


Рис. 1. Параметры исследуемых волноводов:  $c$ ,  $c_{1,2}$  – скорости продольных волн;  $c_s$  – скорость поперечных волн;  $\rho$ ,  $\rho_{1,2}$  – плотности;  $\alpha_{1,2,s}$  – коэффициенты донных потерь (волновые числа  $k_{1,2,s} = \omega c_{1,2,s}^{-1} (1 + i\alpha_{1,2,s}/2)$ ).

**Затухание звука в волноводе с однородным газонасыщенным дном.**

Газонасыщенность донных осадков, встречающаяся в отдельных районах арктического шельфа, является одной из основных его особенностей, что приводит к величине скорости звука в дне близкой или меньшей, чем скорость звука в воде. Как следствие, при преломлении звука на границе вода-дно наблюдается значительный уход акустической энергии в дно, что в свою очередь приводит к увеличению затухания звука в водном слое.

Для получения численных оценок волноводного затухания была рассмотрена модель жидкого однородного дна (рис.1а) со скоростью звука, меняющейся в широких пределах:  $c_1 = 100-1700$  м/с. Заметим, что аномально низкие значения  $c_1 \sim 100$  м/с наблюдаются в осадках озер и водохранилищ.

Определим коэффициент затухания  $\beta$ , как величину углового наклона кривой затухания при аппроксимации ее прямой линией:  $J(r) \approx -\beta r + d$ . Результаты расчетов величины  $\beta$  приведены на рис. 2. Как следовало ожидать, максимальное затухание наблюдается при примерном равенстве скоростей звука в воде и дне. Объясняется это тем, что при  $c_1 \approx c$  отсутствует скачок скорости звука, и отражение волн обусловлено только скачком плотности. Расчеты модуля коэффициента отражения также показывают наличие минимумов при  $c_1 \approx c$  для всех углов падения волн на границу раздела сред. Величина максимума  $\beta$  зависит от частоты (рис. 2). При уменьшении частоты от 300 до 50 Гц максимум  $\beta$  возрастает с 2 до 6 дБ/км. При отсутствии потерь в дне ( $\alpha_1 = 0$ ) максимумы возрастают, например, для частоты 50 Гц до 10 дБ/км, и их положение точно соответствует равенству  $c_1 = c$ .

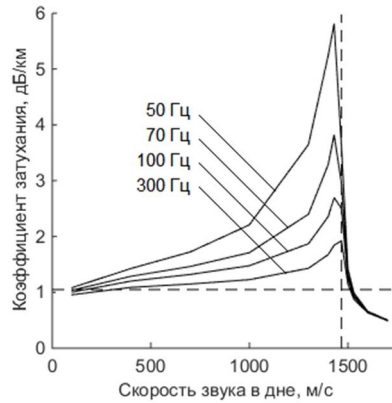


Рис. 2. Зависимость коэффициента затухания  $\beta$  в водном слое от скорости звука в дне. Вертикальный пунктир показывает значение скорости звука в дне равное скорости звука в воде. Горизонтальный пунктир показывает значение  $\beta$  для приближенного закона затухания, так называемого

«закона 3/2»:  $I(r) \sim r^{-3/2}$ .

**Затухание звука в волноводе с дном в виде газонасыщенного осадочного слоя, лежащего на вечной мерзлоте.** Для анализа данной ситуации была рассмотрена модель жидко-упругого дна (рис.1б), в которой переменными являлись параметры осадочного (жидкого) слоя:  $c_1$  и  $h$ . Запишем кривую затухания в виде:  $J = J(r, c_1, h)$ . При  $h = \infty$  и  $h = 0$  обозначим  $J_1 = J(r, c_1, \infty)$  и  $J_2 = J(r, c_1, 0)$ . Введем невязку  $\sigma_{1,2} = |J - J_{1,2}|/|J|$ , где  $J$  и  $J_{1,2}$  – вектора отсчетов по  $r$  кривых  $J$  и  $J_{1,2}$  при фиксированных  $c_1$  и  $h$ . Невязка  $\sigma_1$  отражает результат сравнения слоистого и жидкого дна, невязка  $\sigma_2$  – слоистого и упругого дна. На рис.3 приведены полученные картины невязок для частоты 250Гц. Расчеты проводились также для 137Гц, и результаты мало отличаются от рис. 3. Из рис.3а следует, что при  $c_1 > 200$ м/с и  $h > \lambda_1 = c_1/f$  имеем  $J \approx J_1$ , т.е. жидкий слой подобен жидкому полупространству. При уменьшении  $c_1$  от 200 до 100м/с данная оценка возрастает



до  $h \approx 3\lambda_1$ . Из рис.3б следует, что при  $c_1 > 400$  м/с и  $h < \lambda_1/4$  имеем  $J \approx J_2$ , т.е. жидким слоем можно пренебречь и дно подобно упругому полупространству. При уменьшении  $c_1$  от 400 до 100 м/с данная оценка уменьшается до  $h \approx 0.1\lambda_1$ .

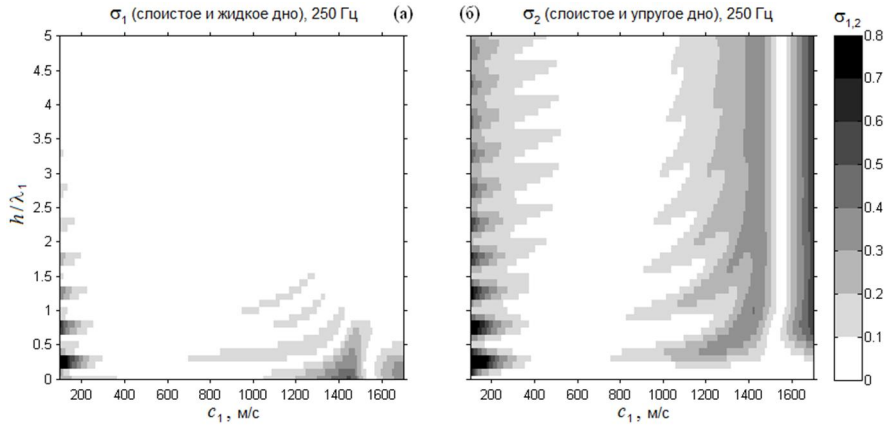


Рис. 3. Картины невязок  $\sigma_1$  и  $\sigma_2$ .

Если слоем мерзлоты на рис.1б можно пренебречь, то приходим к однородной модели дна (рис.1а). Тогда, сравнивая затухание звука в волноводах с однородным и слоистым дном, можно определить эффективную скорость звука в дне  $c_1^{eff}$  в однородной модели, при которой затухание будет примерно таким же, как в слоистой модели. Естественно предположить, что при этом  $c_1^{eff} \approx c_1$ . Пусть  $J_0 = J_0(r, c_1^0)$  – кривая затухания в однородной модели со скоростью звука в дне  $c_1^0$ . Рассмотрим невязку  $\sigma(c_1^0) = |\mathbf{J} - \mathbf{J}_0|/|\mathbf{J}|$ , где  $\mathbf{J}_0$  – вектор отсчетов  $J_0$ . Минимум невязки является определением эффективной скорости звука:  $\sigma(c_1^{eff}) = \min$ , при этом  $J \approx J_0$ .

Проблема, однако, заключается в том, что значений  $c_1^{eff}$  два, из которых одно реальное  $c_1^{eff} \approx c_1$ , а другое ложное  $c_1^{eff} \neq c_1$ . Это следует из рис.2, где один и тот же коэффициент затухания возможен при двух разных  $c_1$ . Рассмотрим пример:  $c_1 = 900$  м/с,  $h = \lambda_1 = 3.6$  м. На рис.4а тонкой линией показана зависимость  $\sigma(c_1^0)$  для этого случая, откуда следует  $c_1^{eff} = 1110$  и 1520 м/с. На рис.4б для полученных  $c_1^{eff}$  построены зависимости модуля коэффициента отражения. Видно, что наблюдается близость кривых при малых и расхождение при больших углах скольжения. На модовом языке это означает, что затухание низших мод примерно одинаково, а затухание высших мод не одинаково. Доминирование в полном поле слабо затухающих

низших мод в итоге не позволяет определить  $c_1$ , т.е. различить реальное и ложное  $c_1^{eff}$ . Однако если проводить сравнение кривых затухания, образованных только высшими модами (отфильтровывая их на вертикальной антенне), то определение  $c_1$  возможно. На рис.4а жирной линией показана  $\sigma(c_1^0)$  после выделения высших мод с углами скольжения больше  $20^\circ$ .

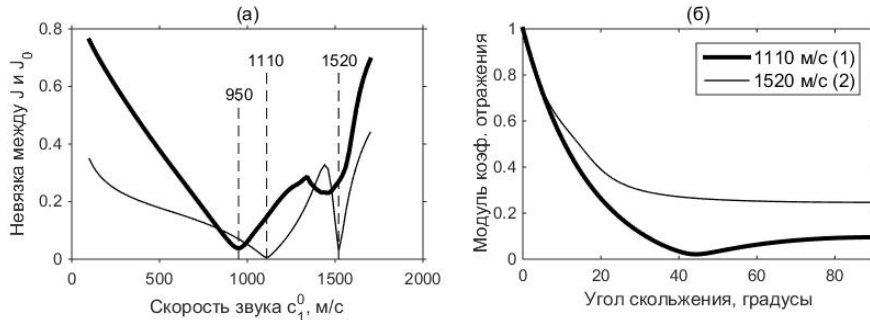


Рис. 4. (а) Определение скорости звука в слое ( $c_1 = 900$  м/с) по минимуму невязки  $\sigma(c_1^0)$  без выделения (тонкая линия) и с выделением (жирная линия) высших мод.

(б) Модуль коэффициента отражения при разных  $c_1$ .

**Затухание звука в волноводе с неоднородным газонасыщенным дном.** Причиной газонасыщенности отдельных районов арктического шельфа считается таяние мерзлоты. Помимо этого, повышенная газонасыщенность грунтов наблюдается в районах залежей углеводородов. Распределение газонасыщенности, как показывают геологические данные, может быть пространственно неоднородное, что приводит к неоднородности поля скорости звука в дне. На рис.5 приведены примеры вертикального и горизонтального разрезов поля скорости звука в дне, полученные в результате скоростного анализа данных 3D сейсморазведки в одном из районов Карского моря. Глубина моря в данной акватории меняется от 25 до 40м, скорость звука в воде примерно равна 1460м/с. Морское дно до указанных на рис.5 глубин представлено неконсолидированными осадками с продольной скоростью звука в интервале 1460–1740м/с. Энергией поперечных волн в осадках можно пренебречь. Неоднородность осадков на рис. 5 обусловлена главным образом различной концентрацией газа в донных породах, а не вариацией типов грунтов. Вертикальная белая область на рис.5а связана с выходами газа из глубинных слоев, в результате чего скорость звука в дне примерно равна скорости звука в воде. Приповерхностный слой осадков толщиной около 10 м также газонасыщен. При этом плотность грунта по данным малоглубинного бурения в области, помеченной на рис.5б белым кружком, можно считать в среднем постоянной на приведенных глубинах и равной  $1.85\text{г/см}^3$ .

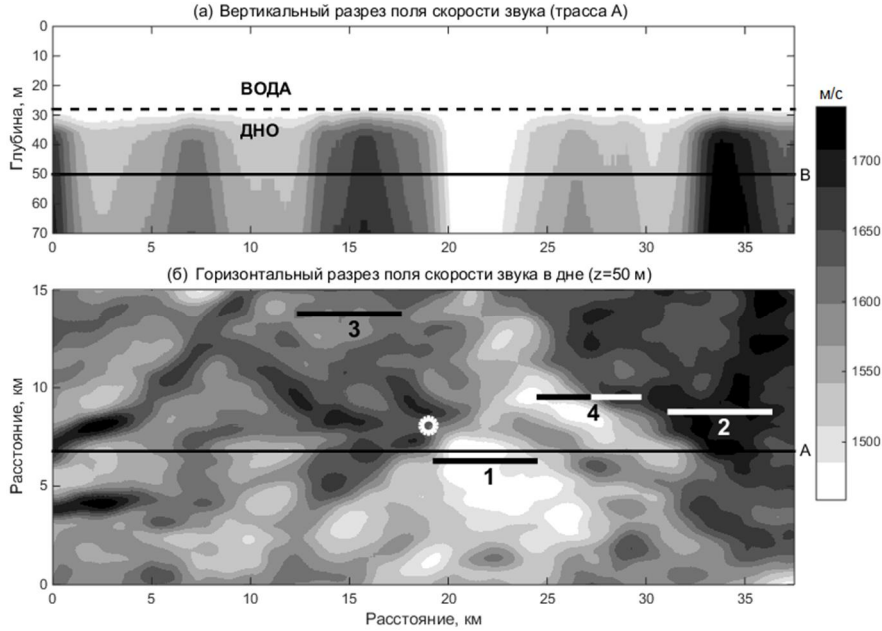


Рис. 5. Разрезы поля скорости звука в дне в одном из районов Карского моря. Окно усреднения по вертикали 4 м, по горизонтали 100 м. Линии А, В – линии разрезов.

Используя данные рис.5, были проведены расчеты затухания звука на частотах 137 и 250Гц в водном слое вдоль трасс 1–4 (рис.5б). При этом для каждой трассы рассматривался волновод, изображенный на рис.1в, со своей экспериментальной функцией  $c_1(r, z)$ . Определим среднюю скорость звука в дне двойным интегралом (2а); обращение интеграла имеет вид (2б):

$$\bar{c}_1(R, h) = \frac{1}{Rh} \int_0^R \int_H^{H+h} c_1(r, z) dr dz, \quad (2a) \quad c_1(r, z) = \frac{\partial^2 [Rh\bar{c}_1(R, h)]}{\partial R \partial h} \Big|_{R=r, h=z-H}. \quad (2б)$$

Определим здесь эффективную скорость звука в дне  $c_1^{eff}$  на расстоянии  $r = R$ , как такую скорость звука в однородной модели дна  $c_1^{eff} = c_1^0$ , при которой  $J(R) = J_0(R, c_1^{eff})$ . На рис.6 проведено сравнение  $c_1^{eff}$  и  $\bar{c}_1$  для трасс 1–4, откуда следует, что в диапазонах  $R = 1–5$ км и  $f = 137–250$ Гц имеем приближенное равенство  $c_1^{eff}(R, f) \approx \bar{c}_1(R, h)$ , если толщину слоя усреднения по вертикали (глубину проникновения звука в грунт) считать равной  $h = 0.6\lambda_1$ , где  $\lambda_1 = c_1^{eff}(R, f)/f$ . Конкретно, для  $R = 1–5$ км имеем  $h \approx 3.5, 6.5$ м для частот 250, 137Гц соответственно. При  $R < 1$ км глубины проникновения звука в грунт становятся больше указанных.

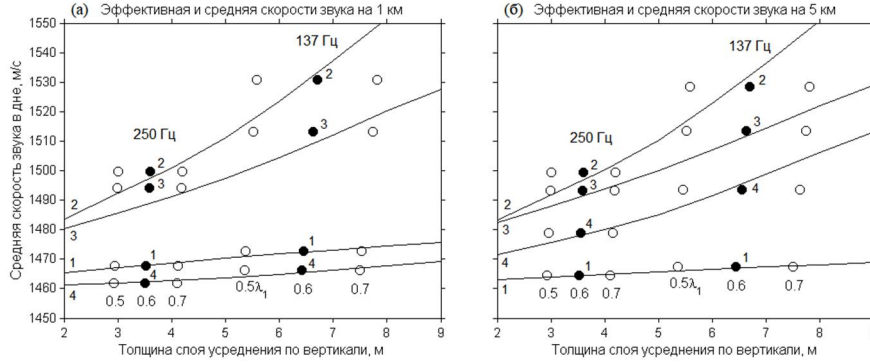


Рис. 6. Сравнение эффективной (кружки) и средней (линии) скоростей звука в дне. Черные кружки соответствуют наилучшему совпадению сравниваемых скоростей в предположении, что проникновение поля в грунт составляет 0.6 длины волны в дне. Цифры 1–4 – номера трасс.

Если имеется множество отсчетов средней скорости звука  $\bar{c}_1(R, h)$ , полученных в предположении, что  $\bar{c}_1(R, h)$  равно измеряемой на разных частотах эффективной скорости звука  $c_1^{eff}(R, f)$ , и что  $h = 0.6c_1^{eff}/f$ , то возможно определить, используя (2б), первоначальную скорость звука в дне  $c_1(r, z)$ , как функцию координат. На рис.7 показано восстановление  $c_1(r, z)$  на трассе 4. Видно, что даже при использовании всего двух частот получаются неплохие картины восстановления, близкие к оригиналу.

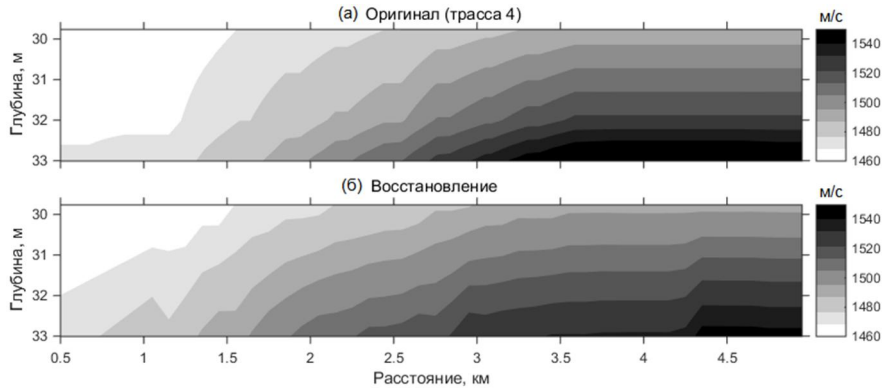


Рис. 7. Пример восстановления поля скорости звука в дне для трассы 4.

**В заключение** подчеркнем основные результаты исследований.

1. Наличие газонасыщенного верхнего слоя донных осадочных пород может привести к резкому увеличению затухания низкочастотного звука при его дальнем ( $r > H$ ) распространении в водном слое.

2. При толщине слоя осадков  $h \geq \lambda_1$  дно можно рассматривать как однородное жидкое полупространство с эффективной скоростью звука  $c_1^{eff}$ .

3. Величина  $c_1^{eff}$  примерно равна средней скорости звука, усредненной по трассе и по толщине верхнего слоя осадков, равной  $0.6\lambda_1$ .

Работа выполнена при поддержке РФФИ (проект № 16-29-02036) и программы президиума РАН №7 "Актуальные вопросы фотоники, зондирование неоднородных сред и материалов".

### ЛИТЕРАТУРА

1. Григорьев В.А., Луньков А.А., Петников В.Г. Особенности распространения звука в мелком море с мягким дном // Ученые записки физического факультета МГУ. 2014. № 6. 146335.

2. Григорьев В.А., Луньков А.А., Петников В.Г. Затухание звука в мелководных акваториях с газонасыщенным дном // Акуст. журн. 2015. Т. 61. № 1. С. 90–100.

3. Petnikov V.G., Chernousov A.D., Lunkov A.A., Grigoriev V.A. Sound propagation in the shelf area with soft bottom // Proceedings of Meetings on Acoustics (POMA). 2015. V. 24. № 1. 005002.

4. Григорьев В.А., Петников В.Г. О возможности представления акустического поля в мелком море в виде суммы нормальных мод и квазимод // Акуст. журн. 2016. Т. 62. № 6. С. 681–698.

5. Григорьев В.А., Петников В.Г. О соотношении непрерывного и дискретного спектров при модовом описании звукового поля в мелком море // Доклады XV школы-семинара им. акад. Л.М. Бреховских «Акустика океана», совмещенной с XXIX сессией РАО. М.: ГЕОС, 2016. С. 21–24.

6. Григорьев В.А., Петников В.Г., Шатравин А.В. Звуковое поле в мелководном волноводе арктического типа с дном, содержащим газонасыщенный осадочный слой // Акуст. журн. 2017. Т. 63. № 4. С. 389–405.

7. Григорьев В.А., Петников В.Г., Шатравин А.В. Затухание звука в мелком море с дном в виде газонасыщенного осадочного слоя, лежащего на вечной мерзлоте // Ученые записки физического факультета МГУ. 2017. № 5. 1750112.

8. Григорьев В.А., Петников В.Г., Росляков А.Г., Терехина Я.Е. Распространение звука в мелком море с неоднородным газонасыщенным дном // Акуст. журн. 2018. В печати.

УДК 534.23

О.Э. Гулин, И.О. Ярошук

**К ВОПРОСУ О ВЛИЯНИИ ФОРМЫ ПРОСТРАНСТВЕННОГО  
СПЕКТРА НЕОДНОРОДНОСТЕЙ НА СРЕДНЮЮ  
ИНТЕНСИВНОСТЬ ПОЛЯ ПРИ РАСПРОСТРАНЕНИИ  
НИЗКОЧАСТОТНОГО ЗВУКА В МЕЛКОВОДНЫХ АКВАТОРИЯХ**

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки, Тихоокеанский океанологический институт им. В.И. Ильичева ДВО РАН  
Россия, 690041 Владивосток, ул. Балтийская, 43  
Тел.: (423)231-26-17; Факс: (423)231-25-73, E-mail: gulinoe@poi.dvo.ru

*Ранее на основе асимптотических соображений был сделан вывод о слабом влиянии конкретного вида спектральной функции случайных неоднородностей (фоновых внутренних волн) на средние потери при распространении низкочастотного акустического сигнала в неоднородной среде мелководных районов океанского шельфа с поглощающим дном. В настоящей работе данный вывод подробно исследуется с использованием численного статистического моделирования влияния линейных внутренних волн разных пространственных масштабов. Полученные результаты актуальны как для разработки адекватных моделей распространения низкочастотного звука в различных районах океанского шельфа с интенсивными процессами образования ВВ, так и для создания алгоритмов проведения натурных измерений и обработки акустической информации.*

Рассмотрим слабые флуктуации скорости звука в мелком море  $c(r,z,t) = c_0(z) + \delta c(r,z,t)$ ,  $|\delta c/c_0| \ll 1$ ,  $(r,z)$  – цилиндрическая система координат. Случайное поле  $\varepsilon(r,z,t) = -2\delta c(r,z,t)/c_0$  гауссово ( $\langle \varepsilon(r,z,t) \rangle = 0$ ) и описывается некоторой анизотропной корреляционной функцией  $B_\varepsilon(r_1 - r_2, z_1 - z_2, t) = \langle \varepsilon(r_1, z_1, t) \varepsilon(r_2, z_2, t) \rangle$ . В качестве первопричины случайных возмущений скорости звука рассмотрим фоновые внутренние волны (линейные, диффузные ВВ). Для описания влияния последних более 40 лет применяется приближенный подход [1] с эмпирической моделью временного спектра  $S(\omega, z)$  Гарретта-Манка. Если  $A = 2 \cdot 24.5 / (g) \approx 4.9 [c^2/m]$ ,  $N(z)$  – частота Вэйсяля-Брента,  $\zeta(r,z,t)$  – малые вертикальные смещения частиц жидкости, то в рамках этого подхода используются нижеследующие соотношения:

$$\varepsilon(r,z,t) = -AN^2(z)\zeta(r,z,t), B_\varepsilon(r_1 - r_2, z_1 - z_2, t) = A^2N^2(z_1)N^2(z_2)\langle \zeta(r_1, z_1, t)\zeta(r_2, z_2, t) \rangle.$$

Предположим, что поле ВВ не зависит от времени на периодах прохождения звуковых сигналов, пространственно-однородно и изотропно в горизон-

тальной плоскости. С помощью дисперсионного уравнения  $\omega(k_r)$  для ВВ, можно установить связь между временной спектральной плотностью  $S_j(\omega, z)$  и пространственной спектральной плотностью  $G_j(k_r, z)$ :  $G_j(k_r, z) = S_j(\omega, z) \times [d\omega(k_r)/dk_r]$ . Здесь  $j$ - номер моды ВВ,  $k_r = (k_x^2 + k_y^2)^{1/2}$  – горизонтальное волновое число моды. Корреляционная функция пространственно-изотропного поля,  $r = |r_1 - r_2|$ ,  $G_j(k_r, z) = k_r G_j(k_x^2, k_y^2, z)$ :

$$B_\varepsilon(r, z) \equiv 2\pi \sum_j W_j(z) \int_0^\infty G_j(k_r, z) J_0(k_r r) dk_r. \quad (1)$$

Дисперсионное соотношение  $\omega(k_r)$  вытекает из задачи на собственные значения для ВВ:

$$W_j''(z) + k_r^2 \left[ \frac{N^2(z) - \omega^2}{\omega^2 - f_c^2} \right] W_j(z) = 0, \quad W_j(H) = W_j(h) = 0,$$

где  $f_c$  - инерционная частота,  $f_c < \omega < N$ ,  $W_j(z)$  - профиль амплитуды  $j$ -й моды ВВ. Приближение, принимаемое для отыскания модовых амплитуд  $W_j$ , это – независимость от частоты и волнового числа, а также нулевые граничные условия на поверхности  $H$  и дне  $h$  моря. Дисперсионное соотношение в приближении ВКБ имеет вид [2]:  $k_r = k_j / [f_c (\omega^2 - f_c^2)^{1/2}]$ ,  $L_{rj} = k_j^{-1} = \text{const} = N_0 H / j \pi f_c$  - характерный горизонтальный масштаб  $j$ -й моды ВВ. Временная спектральная плотность, предложенная Гарреттом-Манком, имеет вид:  $S_j(\omega, z) = D f_c (\omega^2 - f_c^2)^{1/2} / [(j^2 + j_*^2) \omega^3]$ ,  $D(z) = 2H^2 E N_0 / (\pi M N)$ ,  $M \approx 0.5 j_*^{-2} (\pi j_* - 1)$ ,  $j_*$  и  $E = 6.3 \cdot 10^{-5}$  - эмпирические константы,  $j_* = 1$  для мелкого моря [3]),  $H$  - некоторый характерный масштаб изменения  $N(z)$ , для мелкого моря - ширина термоклина. Функция спектральной плотности  $G_j$  в данном случае приобретает форму  $G_j(k_r, z) = D(z) k_j k_r^2 (k_j^2 + k_r^2)^{-2} / (j^2 + j_*^2)$ , и, вычисляя интеграл (1), получим

$$B_\varepsilon(r, z) = \sum_j W_j R_j(z) k_j \int_0^\infty k_r^2 (k_j^2 + k_r^2)^{-2} J_0(k_r r) dk_r = \left(\frac{\pi}{4}\right) \sum_j W_j R_j(z) \times \{ I_0(k_j r) - L_0(k_j r) + (k_j r) [ I_1(k_j r) - L_1(k_j r) - 2/\pi ] \}. \quad (2)$$

$R_j = D(z) / (j^2 + j_*^2)$ ,  $I_{0,1}$  - модифицированные функции Бесселя 1-го рода,  $L_{0,1}$  - модифицированные функции Струве. Вид спектральной функции  $S_j(\omega, z)$ , предложенный в [1], был получен из анализа экспериментальных данных по ВВ в ряде районов океана. Позже во многих работах отмечалось, что эта форма спектра часто требует корректировок даже для условий глубокого моря, к исследованию которых она исходно была предназначена, тем более, она плохо соответствует данным о ВВ мелководных шельфовых акваторий [3,4]. В работе [5] на основе асимптотического анализа сделан вывод, что влияние на статистическое решение для интенсивности звука, проходящего через случайные неоднородности в мелком море, оказывают,

прежде всего, амплитуда и масштабы флуктуаций ВВ, а не форма спектра неоднородностей. В данной работе численным моделированием мы показываем, что данный вывод с хорошей точностью справедлив для многомасштабных случайных неоднородностей на всем протяжении распространения звукового сигнала в мелком море с поглощающим дном.

Модельные расчеты выполнены для гидрологии, показанной на рис.1. Мелководный слой глубины  $H-h = 50$  м лежит на жидком дне с параметрами:  $\rho_1/\rho_0 = 1.5$ ,  $n_0 = c_0(h)/c_1 = (1500/1530)(1 + i\beta_1)$ ,  $\beta_1 = 0.01$ . Средний профиль скорости звука, имеющий термоклин в слое, возмущается внутренними волнами. Случайные флуктуации последних описываются корреляционными функциями двух видов: вида (2) и экспоненциальной функцией  $B_\varepsilon(r_1 - r_2, z_1 - z_2) = \sum_j \sigma_{j\varepsilon}^2 \exp(-|r_1 - r_2|/L_{rj} - |z_1 - z_2|/L_{zj})$ , для которых учитываются 2 первые моды ВВ, вносящие подавляющий вклад в сумму. Для спектра Гарретта-Манка  $L_{rj} \sim 1/j$ , а  $B_\varepsilon(0) = \sum_j \sigma_{j\varepsilon}^2 \sim \sum_j (j^2 + j^{*2})^{-1}$ , поэтому

корреляционные масштабы мод отличаются в 2 раза, а интенсивности флуктуаций в 2.5 раза. Для вычислений на основании оценки масштабов по вышеприведенным формулам взяты  $L_{r1} = 4$  км,  $L_{z1} = 20$  м. Также, интенсивность флуктуаций

$$\sigma_{\varepsilon 1}^2 = 4 \langle (\delta c/c_0)^2 \rangle \geq 4 \cdot 10^{-5} -$$

внутри термоклина,

$$\sigma_{\varepsilon 1}^2 = 4 \langle (\delta c/c_0)^2 \rangle = 4 \cdot 10^{-6} -$$

вне его.

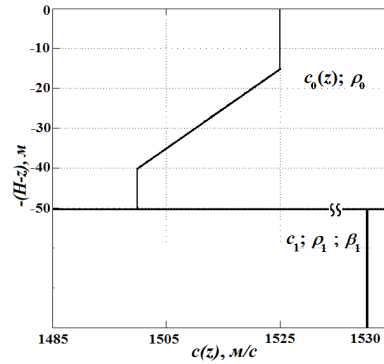


Рис. 1.

На Рис.2 приведены средние потери при распространении сигнала частоты 500 Гц (подробнее см.[5]):

$$\langle I \rangle = \langle |p|^2 \rangle = r^{-1} \sum_n \langle |G_n|^2 |\varphi_n|^2 \rangle + r^{-1} \sum_{(n \neq m)} \langle G_n G_m^* (\varphi_n \varphi_m^*) \rangle, \quad \text{вычисленные}$$

(усреднением по  $10^3$  реализациям) для указанного стохастического волновода и разных корреляционных функций  $B_\varepsilon(r, z)$  (разных спектральных плотностей  $G(k_r, k_z)$ ). Кривые приведены для  $H-z_0 = 42$  м, 1:  $(H-z) = 42$  м, 2:  $(H-z) = 26$  м, и совпадают в пределах децибела, поэтому отличие практически незаметно. Штрихом на Рис. 2 показаны соответствующие детерминированные кривые. Статистический эффект потерь при распространении низкочастотного звука в мелководном волноводе с поглощающим дном получается одинаковым, как для модели Гарретта-Манка, так и для экспоненциальной корреляционной функции, описывающих случайные неоднородности в мелком море. Таким образом, подтверждается вывод работы [5],



полученный на основании аналитических соображений, что форма спектра (или корреляционной функции) случайных возмущений скорости звука, которыми являются фоновые внутренние волны, не влияет на поведение средней интенсивности сигнала. Главную роль играют иные факторы, именно - это указанные статистические параметры  $L_{rj}$ ,  $L_{zj}$ ,  $\sigma_{\varepsilon j}^2$ , что следует учитывать при проведении натурных измерений и анализе результатов обработки акустической информации.

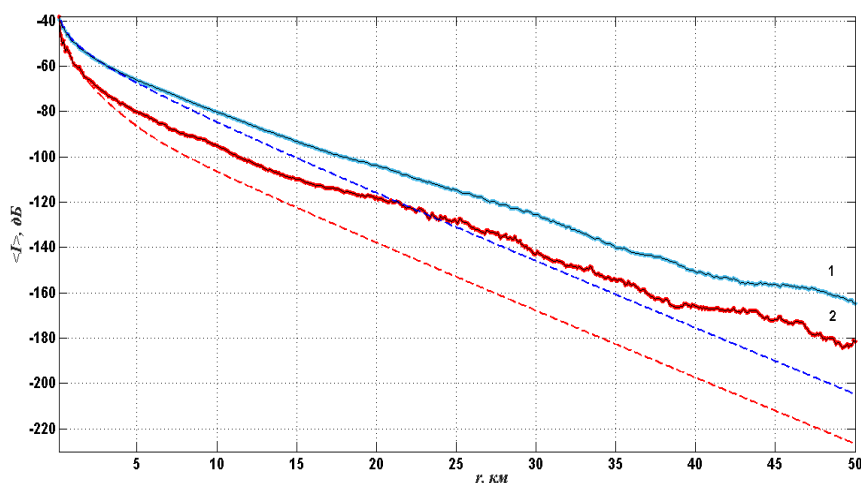


Рис.2.

## ЛИТЕРАТУРА

1. Munk W.H., Zachariasen F. Sound propagation through a fluctuating stratified ocean: theory and observation // J. Acoust. Soc. Am., 1976, V.59, p.818-838.
2. Colosi J.A., Brown M.G. Efficient numerical simulation of stochastic internal-wave-induced sound-speed perturbation fields // J. Acoust. Soc. Am., 1998, V.103, p.2232-2235.
3. Colosi J.A., Duda T.F., Morozov A.K. Statistics of low-frequency normal-mode amplitudes in an ocean with random sound-speed perturbations: shallow-water environments // J. Acoust. Soc. Am., 2012, V.131, p.1749-1761.
4. Yang T.C., Yoo K. Internal wave spectrum in shallow water: measurement and comparison with the Garrett-Munk model // IEEE J. of Ocean. Eng., 1999, V. 24, p. 333-345.
5. Гулин О.Э., Ярощук И.О. Особенности энергетической структуры акустических полей в океане с двумерными случайными неоднородностями // Акуст. журн., 2017, Т. 63, № 2. с. 158-164.

УДК 534.222

**В.А. Гусев**

**ЛОКАЛИЗОВАННЫЕ АКУСТИЧЕСКИЕ ПОЛЯ ВБЛИЗИ ГРАНИЦ  
РАЗДЕЛА СРЕД С НЕКЛАССИЧЕСКИМ АМПЛИТУДНО- И  
ЧАСТОТНО-ЗАВИСИМЫМ ПОВЕДЕНИЕМ**

Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова,  
физический факультет  
Россия, 119991, ГСП-1, Москва, Ленинские горы  
Тел.: (495) 939-2943; E-mail: vgusev@bk.ru

*Рассмотрено формирование поверхностных акустических волн на границе упругой бимодульной среды и жидкого слоя. Развита модель среды описывает акустические явления с неклассической нелинейностью в мелком море при наличии в донном грунте амплитудно-зависимых эффектов порогового характера, вызванных наличием внутренней структуры, например, трещин. Показано, что в бимодульной среде временной профиль волны принципиально несимметричен, что приводит к формированию однополярного предельного профиля.*

Известно, что вдоль границ раздела слоистых сред распространяются локализованные акустические возмущения – волны рэлеевского и других типов. Сильная зависимость глубины локализации волны от ее длины позволяет использовать эти волны для диагностики среды в задачах геофизики и неразрушающего контроля. Наибольший интерес связан с исследованием неоднородных сред со сложной внутренней структурой. В настоящее время актуальной становится задача изучения структурных и неклассических неоднородностей и нелинейностей среды. Например, в среде могут присутствовать поры или трещины, обладающие сложной динамикой. Их наличие приводит к различному отклику среды в фазах растяжения и сжатия. Для растяжения трещины достаточно небольшого усилия, а для ее сжатия, наоборот, требуется большая сила. Простейшей моделью является бимодульная среда с различными модулями упругости на сжатие и на растяжение. Распространение волн в подобных средах характеризуется "неклассическими" типами нелинейности, в частности, реактивного, гистерезисного и диссипативного вида. Одним из эффективных подходов к исследованию таких сред является конструирование моделей с модульной нелинейностью [2,3]. В случае кубической нелинейности слагаемое вида  $x^3$  заменяется на  $x|x|$ , для квадратичной нелинейности слагаемое вида  $x^2$  заменяется на  $|x|$ . Простейшим "неклассическим" реологическим уравнением, учитывающим

бимодульную нелинейность и нелинейную диссипацию, является следующее:

$$\sigma = E(\varepsilon + \gamma|\varepsilon|) + \alpha(1 + \beta \operatorname{sgn}(\varepsilon))\dot{\varepsilon} \quad (1)$$

Модель (1) описывает распространение продольных волн. При исследовании поверхностных волн (ПАВ) необходимо обобщить модель (1) для случая волн с произвольной поляризацией. Как известно, полное акустическое поле ПАВ состоит из продольной и поперечной компонент. В данной работе рассматривается аналог рэлеевских волн на границе упругого полупространства при  $z > 0$  и жидкого слоя при  $z < 0$ . На границе  $z = 0$  задаются условия равенства нормальных компонент напряжений и смещений, равенства нулю тангенциальных напряжений в упругой среде, при  $z = -h$  – равенство нулю давлений в жидком слое. В этом случае вдоль такой границы могут распространяться поверхностные волны. Для однородных упругих сред реологическим уравнением в отсутствие затухания является закон Гука

$$\sigma_{ik} = \lambda u_{||} \delta_{ik} + 2\mu u_{ik}, \quad u_{ik} = (\partial u_i / \partial x_k + \partial u_k / \partial x_i) / 2. \quad (2)$$

Подставляя (2) в уравнение движения  $\rho \ddot{u}_i = \partial \sigma_{ik} / \partial x_k$  и вводя скалярный  $\varphi$  и векторный  $\Psi$  потенциалы согласно выражению  $\mathbf{u} = \operatorname{grad} \varphi + \operatorname{rot} \Psi$ , получим для них волновые уравнения

$$\frac{1}{c_l^2} \frac{\partial^2 \varphi}{\partial t^2} - \Delta \varphi = 0, \quad \frac{1}{c_t^2} \frac{\partial^2 \Psi}{\partial t^2} - \Delta \Psi = 0. \quad (3)$$

Здесь  $c_l$ ,  $c_t$  – скорости продольных и поперечных волн соответственно. Введем в модель (2) модульную нелинейность по аналогии с (1), считая, что «управляющим» фактором является объемная деформация. Это означает, что упругие модули среды различны для сжатия и для растяжения и зависят от величины изменения объема. Сдвиговая деформация в данной модели не приводит к изменению упругих модулей. В итоге получаем модель

$$\sigma_{ik} = (\lambda u_{||} + \gamma |u_{||}|) \delta_{ik} + 2(\mu + \delta \operatorname{sgn}(u_{||})) u_{ik}. \quad (4)$$

Модель (4) с модульной нелинейностью приводит к различию скоростей для положительной и отрицательной фаз деформаций. Тогда для каждого интервала постоянной полярности можно получить уравнения вида (3), но со своей скоростью звука. Таким образом, учитывая и основной линейный диссипативный член из (1), получаем следующую модель:

$$\frac{\partial^2 \varphi}{\partial t^2} - c_{l\pm}^2 \Delta \varphi = \alpha_{l\pm} \frac{\partial^2 \varphi}{\partial t \partial x^2}, \quad \frac{\partial^2 \Psi}{\partial t^2} - c_{t\pm}^2 \Delta \Psi = \alpha_{t\pm} \frac{\partial^2 \Psi}{\partial t \partial x^2}, \quad (5)$$

где индексы "+" и "-" соответствуют положительным и отрицательным фазам соответственно. Формально уравнения (6) являются линейными. Однако, парциальные скорости звука  $c_{l\pm}$ ,  $c_{t\pm}$  учитывают вклад модульной нели-

нейности, а полное решение дается сшивкой парциальных решений для различных фаз, что само по себе даст нелинейные эффекты.

Для нахождения локализованной вблизи границы волны отыскиваем решения уравнений (5) вида  $\exp(i(kx - \omega t))$ . Для упрощения пренебрежем диссипацией. Пусть при  $x = 0$  задан гармонический сигнал  $u = u_0 \sin \omega t$ . Тогда для разных фаз частота  $\omega$  будет одинаковой, но волновое число  $k$  окажется различным. Выбирая локализованные по глубине решения, подставляя их в граничные условия и приравнявая нулю определитель системы отдельно для положительной и отрицательной фаз, получим дисперсионное уравнение для каждой из фаз

$$4k_{\pm}^2 q_{\pm} s_{\pm} - (k_{\pm}^2 + s_{\pm}^2)^2 = \frac{\rho_{liq} q k_t^4 \operatorname{tg} \sqrt{k_{liq}^2 - k_{\pm}^2} h}{\rho \sqrt{k_{liq}^2 - k_{\pm}^2}},$$

определяющее скорость ПАВ. Поскольку упругие модули для положительной и отрицательной фаз различны, то и скорости оказываются различными.

Анализ зависимости амплитуд вертикальных и горизонтальных смещений от глубины, соответствующих различным парциальным решениям, показывает, что профили оказываются несимметричными и отличаются по амплитуде за исключением одной выделенной глубины. При сшивании парциальных решений для деформации достаточно рассмотреть отдельно положительную и отрицательную фазы. Введем величину  $\tau = k_{+}x - \omega t$  - фаза деформации. Тогда для исходного синусоидального сигнала можно записать:  $E_{+} = A_1 \sin \tau$ ,  $E_{-} = A_2 \sin(\tau + \Delta kx)$ , где  $\Delta k = k_{-} - k_{+}$  - расстройка волновых чисел. Соответственно, будет использоваться положительное парциальное решение, если  $A_1 \sin \tau > 0$ , и отрицательное парциальное решение, если  $A_2 \sin(\tau + \Delta kx) < 0$ . Таким образом, из-за фактора  $\Delta kx$  происходит смещение отрицательной фазы профиля относительно положительной.

Примеры получающегося в итоге временного профиля для деформации показаны на рис. 1 на поверхности среды и на глубине  $z = 4$ . При распространении волны в бимодульной среде возникают особенности двух видов. Первый вид - «наезд» различных ветвей друг на друга. Второй - образование пропуска в профиле. В первом случае необходимо устранить неоднозначность профиля с помощью проведения разрыва. Положение разрыва определяется «правилом равенства площадей». Его физический смысл состоит в том, что площадь под графиком численно равна импульсу волны. Поскольку на волну после образования разрыва дополнительные силы не действуют, то импульс сохраняется. Следовательно, отсекаемые и добавляемые к графику участки должны обладать одинаковой площадью. Эти разрывы изображены жирными линиями. Во втором случае в профиле образуется пропуск - отсутствие сигнала.

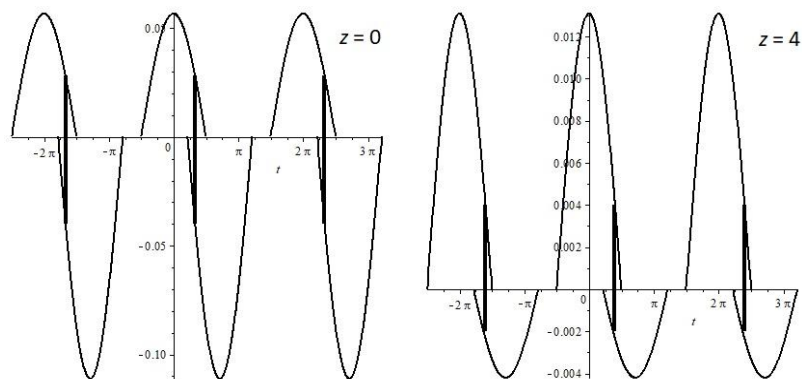


Рис. 1. Профиль ПАВ на границе бимодульной среды.

Во всех случаях получается разрыв функции или ее производной. Учет сглаживающих факторов, прежде всего вязкости, приведет к сглаживанию ударного фронта в области перекрытия решений. В области пропуска сигнала образуются гладкие «хвосты» с малым, но ненулевым значением.

Нелинейное искажение профиля состоит в постепенном «срезании». Поскольку в бимодульной среде профиль несимметричен, «срезание» происходит до тех пор, пока фаза с меньшей амплитудой не поглотится противоположной фазой. В итоге волна превращается в последовательность однополярных импульсов. Полное исчезновение волны на конечном расстоянии может произойти только на глубине, где амплитуды равны. При переходе через эту глубину меняется полярность предельного профиля. Отметим, что нелинейные эффекты получены шивкой линейных уравнений.

В работе предложено определяющее уравнение для бимодульной среды и рассчитана структура ПАВ в такой среде. Показано, что в бимодульной среде формируется механизм нелинейного затухания, приводящий к формированию однополярной волны с ударными фронтами.

Работа поддержана грантами РФФИ № 16-02-00764, 16-29-02046.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Назаров В.Е. Взаимодействие акустических волн в микронеоднородных средах с гистерезисной нелинейностью и релаксацией // Акуст. журн. 2011. Т. 57. № 2. С. 204-210.
2. Руденко О.В. Модульные солитоны // Докл. Акад. наук. 2016. Т. 471. № 6. С. 451-454.
3. Руденко О.В., Гусев В.А. Автомодельные решения уравнения типа Бюргерса с квадратично кубичной нелинейностью // Докл. Акад. наук. 2016. Т. 466. № 1. С. 25–29.

УДК551.463.21: 534

**К.В. Дмитриев<sup>1</sup>, А.С. Липавский<sup>1,2</sup>, И.А. Панков<sup>1</sup>, С.Н. Сергеев<sup>1,2</sup>**

**ИССЛЕДОВАНИЕ СЕЗОННОЙ ИЗМЕНЧИВОСТИ  
РАСПРОСТРАНЕНИЯ ЗВУКА В МЕЛКОМ ВОЛНОВОДЕ**

<sup>1</sup> МГУ имени М.В. Ломоносова, физический факультет, кафедра акустики. Россия, 119992 ГСП-2 Москва, Ленинские горы, д.1, стр.2  
Тел. (495) 939-3081, e-mail: sergeev@aesc.msu.ru

<sup>2</sup> Институт океанологии им. П.П. Ширшова РАН.  
Россия, 117218, Москва, Нахимовский пр. 36, Тел. (495) 380-4150

*Проведены натурные эксперименты по изучению распространения звука на мелководье при сильном влиянии дна в различные сезоны, в том числе при наличии ледового покрова. Основное внимание в ходе экспериментов было уделено выявлению модовой структуры мелкого водоёма. Анализируются вертикальные профили акустического давления и спектрограммы функции отклика водоема. Изучена переменность распространения сигналов в различные сезоны. Наличие ледового покрова приводит, в частности, к сдвигу вниз критических частот распространяющихся мод, что делает структуру сигнала существенно более сложной.*

Распространение звука в мелкой воде подвержено влиянию большого количества параметров, описывающих взаимодействие звука с дном, поверхностью и береговым склоном. Многие из этих параметров неизвестны, кроме того, они подвержены сезонным вариациям. В данной работе анализируется распространение акустических волн в мелководном (глубиной приблизительно 1м) природном водоёме «Карьер Сима». Водоём расположен в заказнике МГУ в Московской области, что обеспечило относительную изоляцию от антропогенных шумов. Анализируются данные экспериментов, осуществлённых по одной схеме в зимнее и летнее времена года.

Частота отсечки водоема при таких глубинах должна составлять сотни Герц. Поэтому для одновременного возбуждения мод как на околокритических частотах, где велика дисперсия, так и на более высоких частотах можно было воспользоваться изготовленным авторами достаточно простым широкополосным излучателем.

В ходе экспериментов излучались ЛЧМ-сигналы с периодом 10 секунд в диапазоне 100-10 000 Гц. Приём осуществлялся единственным гидрофоном, который мог позиционироваться на нескольких расстояниях по горизонтали от излучателя, а также перемещаться по вертикали с шагом 5см. В

зимний период наличие ледовой поверхности позволило упростить размещение аппаратуры и обеспечило надежное позиционирование всей акустической системы.

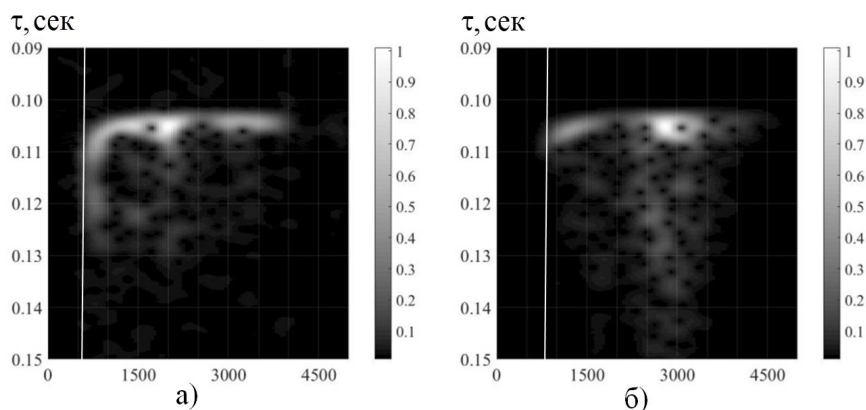


Рис. 1. Нормированные на максимум спектрограммы функций отклика водоема в зимний (а) и летний (б) периоды. Белые вертикальные линии отмечают значение частот отсечки.

На рис. 1 представлены спектрограммы функции отклика водоема, нормированные на максимум. Спектрограммы записаны в зимний (а) и летний (б) периоды. В обоих случаях запись велась на глубине 30 м при расстоянии между источником и приемником 10 м. Частоты отсечки, отмеченные вертикальными белыми линиями, составляют приблизительно 500 и 700 Гц, соответственно. Понижение частоты отсечки зимой объясняется наличием льда, т.е. более «жестким» граничным условием на поверхности.

Особенностью спектрограммы, построенной для зимнего периода (рис. 1а) является хорошо заметная продолжительная (порядка 0.02 с) компонента сигнала на частотах, близких к частоте отсечки. Предполагая, что на более высоких частотах дисперсия незначительна, а скорость звука в водоеме близка к скорости звука в неограниченной среде (1400 м/с), можно сделать оценку групповой скорости этой компоненты сигнала, которая составляет порядка 400 м/с. Спектрограмма для летнего периода (рис. 1б) также содержит подобную «медленную» компоненту, но на частотах порядка 3000 Гц. Появление этих структур может быть связано с интерференцией мод и требует более глубокого рассмотрения, включающего информацию о вертикальных профилях акустического давления.

Использование при измерениях единственного гидрофона не требует его калибровки при построении распределений профиля акустического давления по глубине. Такие профили были построены зимой и летом для нескольких расстояний между излучателем и приемником. Для анализа выбирались частотные полосы шириной 200 Гц и ставилась задача определения модового состава акустического поля в каждом случае.

Процедура выделения мод по полученным экспериментальным данным осложнялась неизвестными граничными условиями, за исключением летнего эксперимента, в котором верхняя граница предполагалась мягкой. Однако проведенное численное моделирование показало, что при столь малой глубине водоема наличие даже существенного градиента температуры (до  $20^{\circ}\text{C}/\text{м}$ ) приводит к пренебрежимо малому искажению профилей мод. Таким образом, для целей построения профилей волновод можно считать изоскоростным, а значит, искомые профили представляются участками синуса с неизвестной амплитудой, фазой и пространственной частотой. Эти параметры проще всего определить перебором значений, добываясь минимума суммы квадратов отклонений экспериментальных данных от аппроксимирующей синусоидальной зависимости. Затем наилучшая аппроксимация вычитается из исходных данных, и процедура повторяется для этой разности. Алгоритм заканчивается, когда разность приближается к уровню шума. Для случая свободной верхней границы в летних экспериментах начальная фаза синуса полагалась равной нулю.

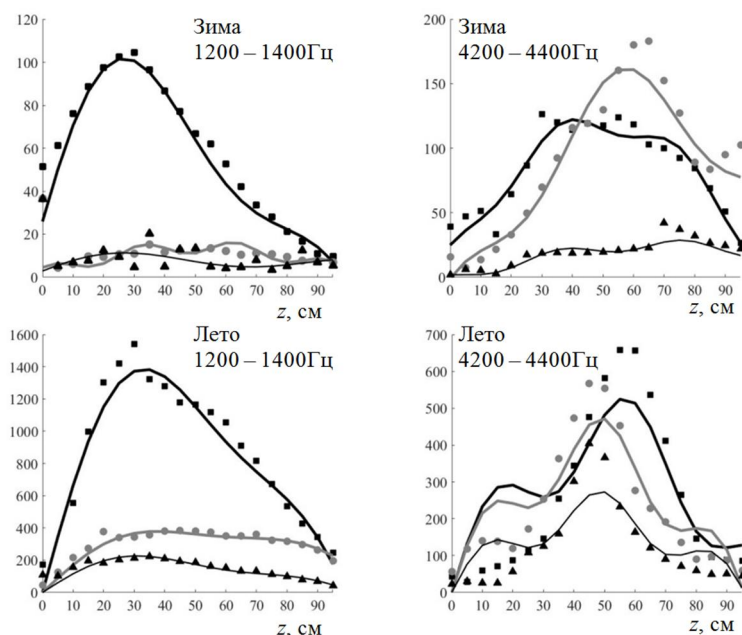


Рис. 2. Распределение акустического давления с глубиной в разные сезоны и в разных частотных полосах. Точками изображены экспериментальные данные, а сплошными линиями – рассчитанные аппроксимации каждого профиля. Данные для расстояния 10 м между источником и приёмником обозначены квадратиками и толстой черной линией; данные для 20 м – кружками и толстой серой линией; данные для 40 м – треугольниками и тонкой черной линией.



Результаты проведенного разложения представлены на рис. 2. Оказалось, что в каждом случае набор численных значений пространственных частот остаётся практически постоянным при удалении от источника. Это позволяет интерпретировать полученные разложения как профили отдельных мод, распространяющихся в водоеме.

Графики, представленные на рис. 2, левая панель, соответствуют полосе частот 1000 – 1200 Гц. Хорошая точность аппроксимации достигается при использовании всего двух мод. На более высоких частотах 4000 – 4200 Гц (рис. 2, правая панель) аппроксимация велась уже для трёх мод, но этого оказывается всё еще не вполне достаточно, особенно для зимнего эксперимента. Эти наблюдения согласуются с известным фактом роста числа мод с увеличением частоты. Кроме того, более низкая частота отсечки зимой также приводит к большему числу мод.

Таким образом, распространение звука в мелком водоеме оказывается довольно сложным. Большую роль в этом, по-видимому, играет влияние дна с неизвестной структурой. Это даёт основания полагать возможность выявления структуры дна по свойствам акустического поля, распространяющегося в водном слое.

Работа выполнена при финансовой поддержке грантов РФФИ № 16-29-02097офи\_ми № 18-05-00737.

УДК 534.23

**Г.И. Долгих, В.П. Дзюба, В.А. Чупин**

**ОСОБЕННОСТИ РАСПРОСТРАНЕНИЯ НА КЛИНОВИДНОМ  
ШЕЛЬФЕ ВОЗРАСТАЮЩЕЙ ГЛУБИНЫ СИГНАЛОВ,  
ГЕНЕРИРУЕМЫХ БЕРЕГОВЫМ НИЗКОЧАТОТНЫМ  
СЕЙСМОАКУСТИЧЕСКИМ ИЗЛУЧАТЕЛЕМ**

Тихоокеанский океанологический институт им. В.И. Ильичёва  
ДВО РАН. Россия, 690041 Владивосток, ул. Балтийская, д.43  
Тел.: (423) 2312598; Факс: (423) 2312573, E-mail: dolgikh@poi.dvo.ru

*Экспериментально и модельно-теоретически исследованы особенности распространения на клиновидном шельфе возрастающей глубины сигналов, генерируемых береговым низкочастотным сейсмоакустическим излучателем. Низкочастотный сейсмоакустический излучатель, установленный на берегу, работал на фиксированных частотах. На шельфе возрастающей глубины (от берега до глубокого моря) в выбранных точках измерялись вариации гидросферного давления от поверхности до дна с интервалами 1 м. По полученным экспериментальным данным строилась экспериментальная пространственно-частотная модель системы «вода-дно». В дальнейшем, с учётом упругих свойств пород морского дна, на компьютере строилась пространственно-частотная модель системы «вода-дно», которая сравнивалась с экспериментальной моделью.*

Экспериментальные и модельно-теоретические исследования проводились с целью изучения особенностей трансформации сейсмоакустических сигналов, создаваемых на берегу низкочастотным сейсмоакустическим излучателем, в сейсмоакустические и гидроакустические сигналы, распространяющиеся по границе раздела «вода-дно» и в «высвечивающие» сигналы, существующие в особых зонах и распространяющиеся от дна до некоторых глубин моря, а также с целью изучения пространственно-временного распределения излучённой энергии по шельфу монотонно возрастающей глубины. Интерес к данным исследованиям связан с необходимостью создания систем сверхдальней глубоководной связи, построенной на основе использования сейсмоакустического придонного канала.

Карта-схема эксперимента приведена на рис. 1. Низкочастотный сейсмоакустический излучатель располагался на берегу на бетонной плите. В отмеченных точках на карте проводилось вертикальное зондирование с помощью гидрофона Brüel&Kjaer 8103. Глубина моря в точках зондирования

отмечена на карте. Как видно из рис. 1 глубина моря монотонно увеличивается от 10 до 30 м. Расстояния от точек излучения до точек измерения равны, соответственно, 164 м (глубина 10 м), 214 м (глубина 15 м), 308 м (глубина 20 м), 392 м (глубина 25 м), 462 м (глубина 30 м).



Рис. 1. Карта-схема эксперимента.

Низкочастотный сейсмоакустический излучатель, обладающий явно нелинейными свойствами, генерировал сигналы на следующих частотах: 39, 51, 64, 79, 91, 103, 116, 130, 142 Гц, которые выделялись при спектральной обработке записей гидрофона. По результатам измерений в каждой точке приёма и последующей обработки для каждой выделенной частоты были построены кривые распределения давления от поверхности до дна. Полученные экспериментальные данные в последствии сравнивались с модельными расчётами.

Для выполнения модельных расчётов была создана программа численного моделирования. В программе указана модель с затуханием в общем виде для всех типов источников и условий:

$$\nabla \left( -\frac{1}{\rho_c} (\nabla p_t - q_d) \right) - \frac{k_{eq}^2 p_t}{\rho_c} = Q_m,$$
$$p_t = p + p_b,$$

$$k_{eq}^2 = \left( \frac{\omega}{c_c} \right)^2 - k_z^2,$$

$$c_c = \frac{\omega}{k}, \quad k = \frac{\omega}{c} - i \ln(10) \frac{\alpha}{20}, \quad \rho_c = \frac{\rho c^2}{c_c^2},$$

где:

$c$  - скорость звука,  $\rho$  - плотность среды,  $p_b$  - давление фона (background-field),  $Q_m=0$  - монополюный источник,  $q_d=0$  - дипольный источник,  $\alpha = 0.00001$  дБ/м - коэффициент затухания,  $k_z^2 = 0$ .

Итоговое уравнение с переменной  $p$  приобретает такой вид:

$$\nabla \left( -\frac{1}{\rho_c} \nabla p \right) - \frac{k_{eq}^2 p}{\rho_c} = 0.$$

Граничное условие полубесконечной среды эквивалентно нулевому импедансу:

$$-\vec{n} \left( -\frac{1}{\rho_c} (\nabla p_t - \vec{q}_d) \right) = -p_t \frac{i\omega}{Z_i}.$$

где:

$Z_i$  - импеданс,  $\vec{q}_d = 0$ , дипольный источник (вектор),  $\vec{n}$  - вектор нормали к границе.

Источник задаётся амплитудой давления на указанном отрезке (нижняя грань гранитной плиты),  $p_0$  - заданное число.

Решение уравнения выполняется методом конечных элементов в частотной области с частотой  $\omega$ .

На рис.2 приведены различные вводные параметры слоя осадков и гранитной плиты бухты Витязь на трассе «излучение-приём». Наиболее близко модельные расчёты совпали с экспериментальными данными при вводе следующих параметров слоя осадков и гранитного полубесконечного пространства: скорость продольной волны в граните - 5400 м/с, скорость поперечной волны в граните - 3300 м/с, скорость продольной волны в осадках - 1600 м/с, скорость поперечной волны в осадках - 400 м/с, плотность гранита - 2790 кг/м<sup>3</sup>, плотность слоя осадков - 1900 кг/м<sup>3</sup>. Полученное модельное распределение интенсивности излучённой энергии приведено на рис. 3.

```
model.param.set('Om_source', '10E2 [1/s^2]');
model.param.set('Block_w', '0.5', 'in km');
model.param.set('Block_h', '0.045');
model.param.set('Block_air_w', 'Block_w');
model.param.set('Block_air_h', '0.002');
model.param.set('Block_pr_w', '0.05');
model.param.set('Block_pr_h', 'Block_h');
model.param.set('Block_c_w', '0.0015');
model.param.set('Block_c_h', '0.00012');
model.param.set('f', '39');
model.param.set('c_ground_gr_p', '5400 [m/s]');
model.param.set('c_ground_gr_s', '3300 [m/s]');
model.param.set('c_ground_sand_p', '1600 [m/s]');
model.param.set('c_ground_sand_s', '400 [m/s]');
model.param.set('r_ground_gr', '2790 [kg/m^3]', 'Density of granit');
model.param.set('r_ground_sand', '1900 [kg/m^3]', 'Density of sand');
model.param.set('ampl_fr', '1', 'Amplitude for spectrum ranges');
model.param.set('phase_fr', '1', 'Phase for spectrum ranges');
model.param.set('ampl_koef', '1');
model.param.set('layer_ext_koef', layer_ext_koef);
```

Рис. 2. Вводные параметры слоя осадков и гранитной плиты бухты Витязь на трассе «излучение-приём»

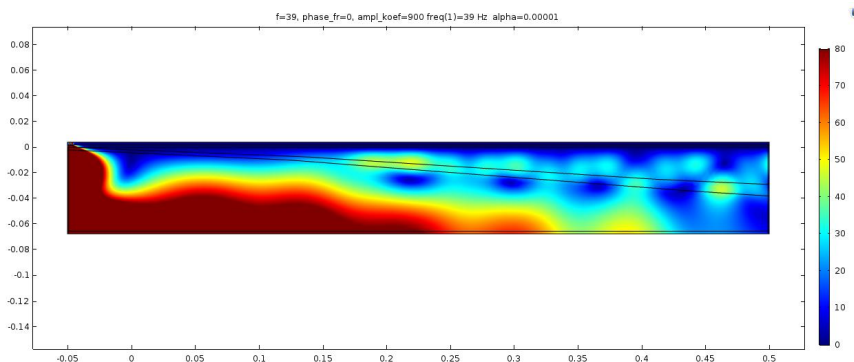


Рис. 3. Модельное распределение интенсивности излучённой энергии.

Полученное модельное распределение излучённой энергии по вертикали хорошо совпадает с экспериментальными результатами, что говорит о том, что излучённая энергия распространяется в дне и вблизи границы раздела «вода-дно».

Работа выполнена при частичной финансовой поддержке РФФИ (грант №16-29-02023\_офи-м).

УДК 534.23

**И.Б. Есипов<sup>1,2)</sup>, Г.А. Максимов<sup>2)</sup>, Н.Н. Комиссарова<sup>2)</sup>,  
О.Е. Попов<sup>3)</sup>, Г.В. Солдатов<sup>4)</sup>**

**ГОРИЗОНТАЛЬНАЯ РЕФРАКЦИЯ АКУСТИЧЕСКОГО СИГНАЛА  
В БЕРЕГОВОМ КЛИНЕ**

<sup>1)</sup>РГУ нефти и газа им. И.М. Губкина

<sup>2)</sup>Акустический институт им. акад. Н.Н. Андреева  
Россия, 117036 Москва, ул. Шверника, д.4

Тел.: (499) 126-9835; Факс: (495) 126-8411, E-mail: igor.esipov@mail.ru

<sup>3)</sup>Институт физики атмосферы РАН им. А.М. Обухова

<sup>4)</sup>Технологический институт ЮФУ, г. Таганрог

*Приводятся результаты экспериментального исследования распространения акустических импульсов на мелководном черноморском шельфе в районе Геленджика. Регистрация акустических сигналов осуществлялась протяженной донной сейсмоакустической антенной. Анализировались особенности сигналов, связанные с батиметрической рефракцией.*

Проблема распространения акустических волн в мелком море в зонах со сложным рельефом дна рассматривается в рамках так называемой 3D задачи подводного распространения звука. Впервые особенности такого распространения звука в прибрежном клине теоретически были рассмотрены в монографии [1]. Однако, экспериментальных работ, в которых были бы приведены результаты систематического исследования этой темы не много. В настоящей работе приводятся результаты экспериментального исследования распространения акустических импульсов в мелководном береговом клине. Эксперимент проводился на Черном море в районе Геленджика на акватории Голубой бухты. Для приёма звуковых сигналов использовалась донная антенна в виде цепочки из 50 приёмников, установленная примерно поперёк изобат (Рис. 1). Приёмник №1 находился на глубине около 14м, №25 - 23м, №50 - 26м. Расстояние между приёмниками было постоянным и составляло 12.5м. В результате позиционирования приёмников антенны по специальной методике, были определены их координаты. Для излучения акустических сигналов использовалась пневмопушка, буксируемая на глубине около 2.5-3м галсами параллельно и перпендикулярно антенне, и излучающая сигналы каждые 20с.

Максимальное удаление источника от антенны составляло 1037 м. Положение источника во время излучения определялось по GPS. Основная энергия излучения пневмопушки была в диапазоне 10 – 500 Гц.

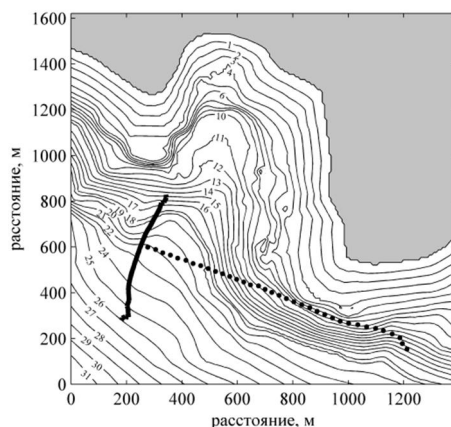


Рис.1 Батиметрия акватории работ. Жирная линия – положение антенны. Точками – места излучения сигналов на одном из галсов.

Профиль скорости звука (Рис. 2) обеспечивал хорошее озвучивание дна. Длительность зарегистрированных на расстоянии 300-400м сигналов достигала 0.15 с и более, что соответствовало многолучевому распространению. Угол прихода волны определялся для пары соседних приёмников. Для этого с помощью взаимно-корреляционного анализа определялась задержка времени прихода сигнала между парами приемников и в рамках модели однородной среды и для малых углов скольжения, определялся угол прихода волны Рис.2.

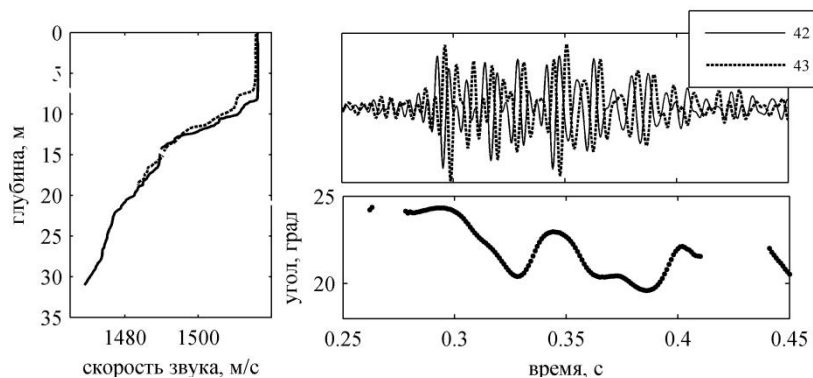


Рис. 2. Слева профили скорости звука. Справа – сигналы для пары приёмников №42 43 и изменение угла прихода

На Рис. 2 видно, что угол прихода меняется на длительности сигнала на величину около  $5^\circ$ , при расстоянии до излучателя 390 м. То есть хвост сиг-

нала формируется лучами, приходящими в результате батиметрической рефракции с другого направления по сравнению с началом сигнала. Он распространяется по дуге от излучателя к приемникам антенны. Немонотонный характер такого изменения связан, по-видимому, с тем, что на угол прихода влияет не только горизонтальная рефракция, но и изменение угла скольжения, что было невозможно контролировать в нашем эксперименте.

На Рис.3 представлено распределение сигнала по антенне в полосе 70-350 Гц в зависимости от удаления источника. Можно отметить интересную особенность: в отличие от ближних дистанций Рис.3 I и II, с ростом расстояния до источника, интенсивность сигнала на краях антенны возрастает по сравнению с сигналом, принятым в центре, III и IV. Эту особенность также следует отнести к свойствам батиметрической рефракции в районе эксперимента.

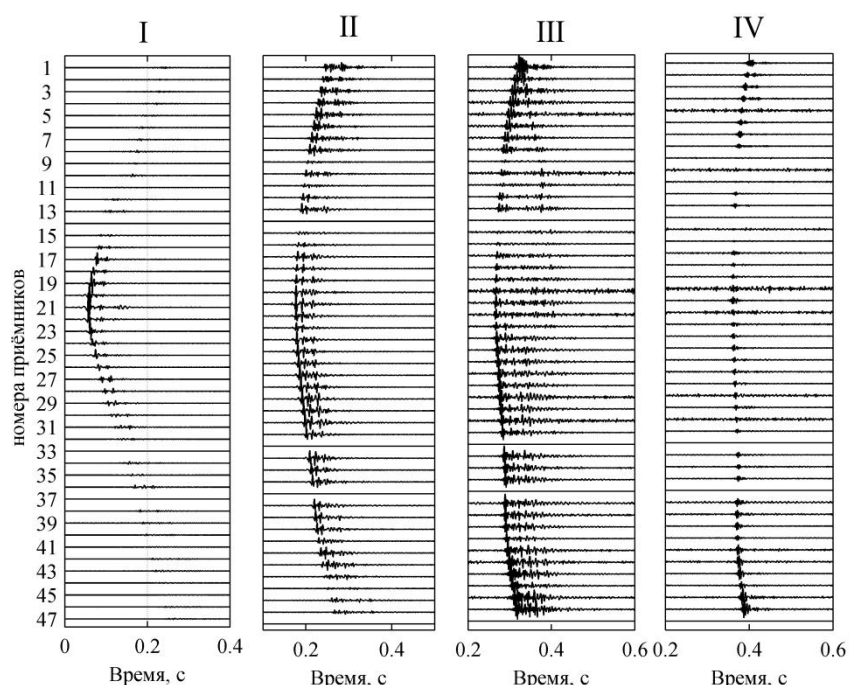


Рис. 3. Распределение сигналов по антенне. Расстояния от ближайшего приёмника до точки излучения I - 27м, II - 204м, III - 347м и IV - 485м.

На Рис. 4 показан результат расчёта лучевых траекторий с помощью программы Комиссаровой Н.Н. [2] для условий эксперимента. Видно, что на расстоянии около 1км уже при углах скольжения  $> 8^\circ$ , антенна почти не пересекается прямыми лучами, что соответствует очень низким уровням сигналов, наблюдаемым в эксперименте на расстояниях от 500 до 1000м.



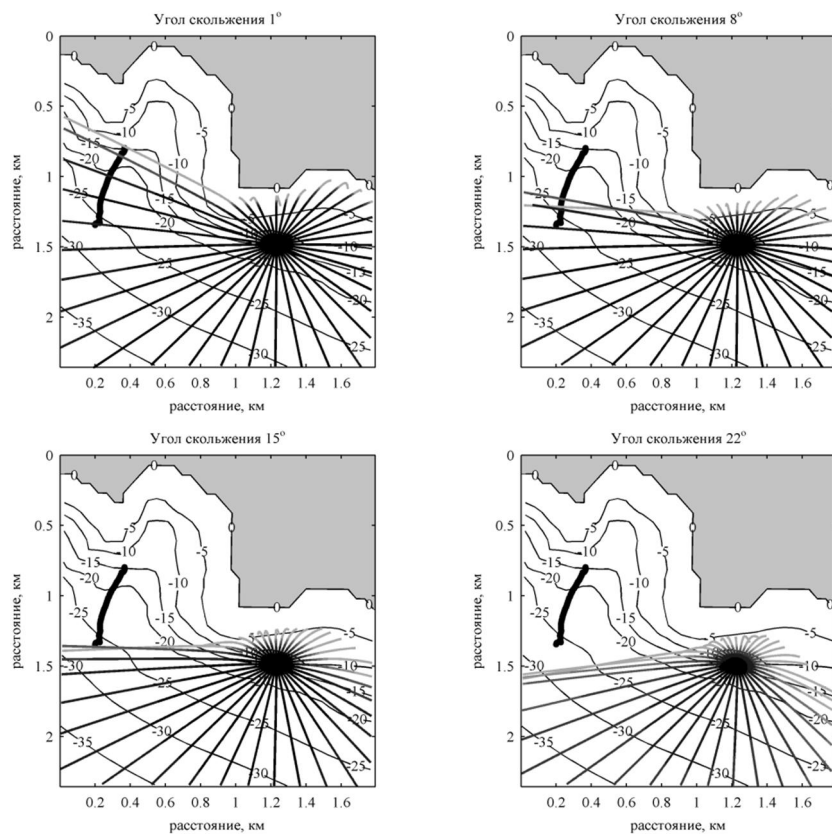


Рис.4 Проекция лучевых траекторий на горизонтальную плоскость для разных углов скольжения. Переход от чёрного цвета траекторий к серому соответствует большому уменьшению интенсивности звука.

Исследования выполнены при поддержке РФФИ (проекты 16-29-02003; 17-02-00434 и 17-52-40009).

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Бреховских Л.М. Волны в слоистых средах. 2-е изд. – М.: Наука, 1973.
2. Комиссарова Н.Н. Горизонтальная рефракция лучей в прибрежной зоне при разных профилях скорости звука дна // Акуст. журн. 1998. Т. 44. № 6. С. 801 - 807.

УДК 534.231

**И.В. Калинин<sup>1</sup>, Ж.В. Маленко<sup>3</sup>, А.А.Ярошенко<sup>2,3</sup>, А.И. Дьолог<sup>2</sup>**

**СТРУКТУРА СЕЙСМОАКУСТИЧЕСКОГО ПОЛЯ ДАВЛЕНИЯ,  
СОЗДАННОГО ПРОТЯЖЕННЫМ ИСТОЧНИКОМ  
В УПРУГОМ ПОЛУПРОСТРАНСТВЕ**

<sup>1</sup>Институт сейсмологии и геодинамики, ФГАОУ ВО «Крымский федеральный университет им. В.И. Вернадского»  
Россия, 29500 Симферополь, ул. Студенческая, д. 3.

<sup>2</sup>ФГАОУ ВО «Севастопольский государственный университет»  
Россия, 299053 Севастополь, ул. Университетская, д. 33

<sup>3</sup>Филиал ФГБОУ ВО «ГМУ им. адм. Ф.Ф. Ушакова» в г. Севастополь  
Россия, 299001, Севастополь, ул. Героев Севастополя 7, корп. 8/22.  
E-mail: isgik@mail.ru, yaroшенко\_e\_a@mail.ru

*Описаны особенности пространственной структуры акустического поля давления в дальней зоне, созданного протяженным источником в упругом полупространстве.*

В процессе подготовки сильных землетрясений, в упругой среде накапливаются напряжения. Как правило, в верхних слоях упругого полупространства предельное значение напряжения, при котором начинается разрушение геологической среды, ниже, чем в нижних слоях. В связи с этим в верхних слоях упругой среды возникает акустическая эмиссия, потрескивание в виде высокочастотных акустических импульсов, как признак динамики геологической среды. Такие же процессы возникают при добыче углеводородов, активном использовании подземных газохранилищ и в тех местах, где наблюдается активная геодинамика.

В упругой среде в качестве источников сейсмических волн используется модель центра расширения или модель трещины. Для целей обнаружения и определения оптимальных пунктов регистрации акустической эмиссии целесообразно исследовать структуру сейсмоакустического поля давления с моделью источника в виде трещины. Для моделирования пространственной структуры поля давления используется волновая теория, описанная Пекерисом, и простая модель протяженного источника, описанная Ben-Menahem А.

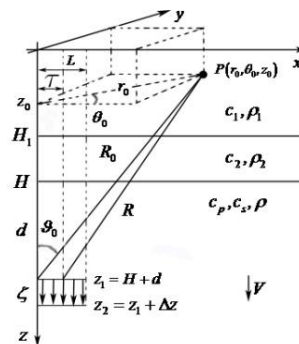


Рис. 1. Модель среды.

[1]. В основу исследований положена трехслойная модель мелкого моря в радиально-симметрической цилиндрической системе координат с плоско-параллельными границами (рис.1) и поглощением. Под первым водным слоем мощностью  $H_1$  расположен слой слабо консолидированных осадков мощностью  $H_2 = H - H_1$ , который подстилает упругое полупространство. В упругое полупространство на глубину  $z_1 = H + d$  от свободной поверхности помещен гармонический точечный источник, излучающий в среду только сферически-симметрические волны. На горизонтальной линии расположены точечные источники общей длиной  $L$ , которые начинают двигаться в некоторый момент времени  $t_c$  постоянной скоростью  $V$  вдоль вертикальной оси  $Oz$  в положительном направлении. В процессе движения из положения  $z_1$  к  $z_2$  точечные источники излучают звуковые волны (рис.1). Потенциал смещения  $\Phi_1$ , описывающий распространение звуковых волн в водном слое трехслойного волновода, можно представить в виде [1]:

$$\Phi_1(r, \theta \equiv 0, z) = 2Qk_s^2 \int_0^\infty \frac{k_s^2 - 2\xi^2}{\beta_1 \Delta(\xi)} \sin(\beta_1 z) e^{i\beta_p d} J_0(\xi r) \xi d\xi, \quad 0 \leq z \leq H_1, \quad (1)$$

где  $\Delta(\xi)$  главный определитель из [1]. Если учесть свойство аддитивности акустического поля и линейность источника, то формула, описывающая поле давлений для протяженного источника, примет вид:

$$P(r, \theta, z, t) = \frac{\omega^2 \rho_1 e^{-j\omega t}}{L \Delta z} \int_0^L \int_{z_1}^{z_2} \Phi_1(r, \theta, z) e^{j\omega \sigma / V} d\sigma d\tau, \quad (2)$$

где  $r = r_0 \sqrt{1 - 2(\tau/r_0) \cos \theta_0 + \tau^2/r_0^2}$ .

Линейные размеры, указанные в знаменателе формулы (2), необходимы для сохранения непрерывности в случае предельного перехода от протяженного источника к точечному. Интеграл (2) вычисляется методом стационарной фазы. Вначале в интеграле (1) производится замена функции Бесселя на функцию Ханкеля с изменением пути интегрирования по всей действительной оси. Далее используется асимптотическое представление функции Ханкеля с целью приведения полученного интеграла к виду, необходимому для применения метода стационарной фазы. В качестве большого параметра используется величина  $R_0 = \sqrt{r_0^2 + (H + d)^2}$ , а угол наблюдения приемника из источника  $\sin(\theta_0) = r_0/R_0$ . В результате применения метода стационарной фазы интеграл (1) раскладывается на сумму трех выражений: интеграл по перевальному пути, интеграл по берегам разреза и сумму вычетов, которые задеваются при деформации контура интегрирования. В дальней зоне основной вклад в акустическое поле вносят нормальные волны. Условие существования нормальной волны имеет вид  $k_p/\sin(\theta_0) < \xi_n$ , где  $\xi_n$  – корень дисперсионного уравнения  $\Delta(\xi) = 0$ .

Суммируя все существующие нормальные волны, получим потенциал смещения в дальней зоне:

$$\Phi_1 = 2\pi j Q k_s^2 \sum_{n=0}^N \frac{k_s^2 - 2\xi_n^2}{\beta_1 (\partial\Delta(\xi)/\partial\xi)_{\xi=\xi_n}} \sin(\beta_1 z) e^{j\beta_p d} H_0^{(1)}(\xi_n r), \quad 0 \leq z \leq H_1. \quad (3)$$

Подстановка формулы (3) в (2) и интегрирование по линейным размерам источника дает формулу вычисления сейсмоакустического поля протяженного источника [1]:

$$P(r, \theta, z, t) = 2\pi j \omega^2 \rho_1 e^{-j\omega t} Q k_s^2 \sum_{n=0}^N q_n W_n(\theta) Y_n(\Delta z), \quad (4)$$

$$q_n = \frac{k_s^2 - 2\xi_n^2}{\beta_1 (\partial\Delta(\xi)/\partial\xi)_{\xi=\xi_n}} \sin(\beta_1 z) \xi_n, \quad Y_n(\Delta z) = \frac{\sin Y}{Y} e^{j(\beta_p d + Y)}, \quad Y = \frac{(\beta_p + \omega/V)\Delta z}{2},$$

$$W_n(\theta) = \sqrt{2/\pi \xi_n r} \frac{\sin X}{X} e^{j(\xi_n r - X - \pi/4)}, \quad X = \frac{L \xi_n \cos \theta}{2}.$$

В дальней зоне акустическое поле определяется нормальными волнами, распространяющимися с определенными фазовыми скоростями и модальными коэффициентами затухания. Моды с фазовыми скоростями, близкими к скорости звука в воде, имеют наименьшие модальные коэффициенты затухания. С увеличением частоты фазовые скорости нормальных волн уменьшаются от значения скорости сдвиговых волн, локализуясь возле скорости звука продольных волн мощного слоя осадков, и затем уменьшаются до скорости звука в воде. Вклад каждой моды в акустическое поле определяется экспоненциальным коэффициентом  $e^{j\beta_p d}$  из формулы (1). В зависимости от глубины источника можно определить расстояние от эпицентра, начиная с которого с увеличением расстояния, будут возбуждаться нормальные волны высших номеров. С увеличением глубины источника амплитуда последней моды преобладает над другими модами. В модели (рис.1) существуют поверхностная волна (аналог волны Стоунли) и «вытекающая» волна с большим модальным коэффициентом поглощения. Изменение фазовой скорости поверхностной и «вытекающей» волн в зависимости от частоты показывают, что поверхностная и «вытекающая» волны зарождаются в одной точке, соответствующей скорости волны Рэлея. В отличие от поверхностной волны, «вытекающая» волна имеет значительный коэффициент модального поглощения, что позволяет её не учитывать при вычислении акустического поля давления в дальней зоне [2]. В случае протяженного источника каждая мода имеет угловую направленность, которая определяется фазовой скоростью мод и скоростью продольных волн в упругом полупространстве. С увеличением фазовой скорости угловая диаграмма направленности приобретает форму, близкую к форме круга. Каждое слагаемое формулы (4) состоит из произведения функции направленности  $W_n(\theta)$ , функции вертикального смещения  $Y_n(\Delta z)$  и коэффициентов возбуждения нормальных волн  $q_n$ . При вычислении интеграла по переменной  $\tau$  в формуле (2) использовалось асимптотическое разложение функции Ханкеля. Функция направленности  $W_n$  выражает зависимость нормальных волн от ради-

альной составляющей и угла между направлением распространения разрыва и направлением на приемник. В ортогональном направлении значения функции больше, и спадание происходит медленнее. Такое поведение связано с параметром  $X$  в выражении (4), которое в общем случае является комплексным из-за волнового числа и вносит свой вклад, как в амплитуду, так и в затухание каждой моды. Поверхностная волна соответствует нулевой моде, амплитуда которой в ортогональных направлениях быстро уменьшается с расстоянием по сравнению с модами старших номеров. Основным параметром протяженного источника является его длина. С увеличением размеров протяженного источника все больше мод, начиная с нулевой, локализируют излучение в ортогональном направлении относительно ориентации источника. При этом возрастает количество лепестков в диаграмме направленности, которые создают отдельные направления акустической освещенности. Согласно рассматриваемой модели, движение с постоянной скоростью  $V$  источника происходит в положительном в направлении оси  $Oz$ . Выражение  $Y_n(\Delta z)$  формулы (4) описывает вклад этого движения в акустическое поле давления. При предельном переходе  $\Delta z \rightarrow 0$  остается только экспоненциальный множитель, зависящий от глубины расположения точечного источника. Скорость вертикального смещения близка к скорости поперечных волн в твердой среде. В общем случае она влияет на амплитуду и на групповой сдвиг волнового пакета во временной области. С увеличением вертикального смещения источника значительно увеличивается амплитуда нулевой моды (или поверхностной волны) по сравнению с модами старших номеров. Моды, у которых фазовые скорости близкие к скорости волны Рэлея при условии  $\omega d \approx 1$ , будут давать существенный вклад в акустическое поле, иначе существенный вклад вносит последняя мода. Остальные моды будут вносить вклад в акустическое поле, если источник расположен возле границы упругого полупространства при условии  $\omega d \approx 0$ .

Таким образом, если гидрофон записал тональные сигналы, это говорит о достаточно большой глубине источника. Если сигнал многочастотный, то источники находятся либо вблизи границы дна, либо они образуют компактную группу очагов с разными линейными размерами.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Калинюк И.В., Лисютин В.А., Маленко Ж.В. Пространственная структура акустического поля в мелком море от линейного источника, расположенного в упругом полупространстве // *Динамические системы*, 2013, т.3(31), №.1–2, с.37–44.
2. Калинюк И.В., Маленко Ж.В., Ярошенко А.А. Поверхностная волна в гидроакустическом волноводе от протяженного источника в упругом полупространстве // *Вестник государственного морского университета им. адмирала Ф.Ф. Ушакова*, 2015, №3(12), с.35-39.

УДК 534.23

Кацнельсон Б.Г.<sup>1</sup>, Петров П.С.<sup>2</sup>

**МОДЫ ШЕПЧУЩЕЙ ГАЛЕРЕИ В ГОРИЗОНТАЛЬНОЙ ПЛОСКОСТИ В ОКРЕСТНОСТИ ИСКРИВЛЕННЫХ ИЗОБАТ В МЕЛКОМ МОРЕ**

<sup>1</sup>L.Charmey School of Marine Sciences, University of Haifa, Haifa, 3498838, Israel, E-mail: bkatsnells@univ.haifa.ac.il

<sup>2</sup>Тихоокеанский океанологический институт им. В.И.Ильичева ДВО РАН. Балтийская 43, Владивосток, 690041 Россия E-mail: petrov@poi.dvo.ru

*Показана возможность существования и возбуждения волн и мод шепчущей галереи в окрестности искривленных изобат в мелководном волноводе. Даны аналитические оценки и представлены результаты численного моделирования*

Изменчивая батиметрия в мелководном волноводе, описываемая, например зависимостью глубины от горизонтальных координат  $h(x, y)$ , приводит к т.н. явлениям горизонтальной рефракции при распространении звуковых сигналов. Такие эффекты проявляются наиболее заметно в области берегового склона, подводных гор и каньонов. Канонической моделью для описания поведения структуры поля в горизонтальной плоскости, является модель клина [1], для которой в рамках метода горизонтальных лучей и вертикальных мод [2] установлен ряд свойств. В данной работе рассмотрена структура поля в горизонтальной плоскости в области, где изобаты  $h(x, y) = \text{const}$  являются кривыми линиями, в идеализированной модели –

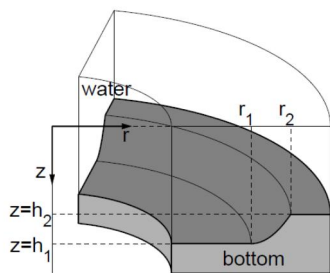


Рис. 1. Модель волновода

концентрическими окружностями. Такая батиметрия имеет место в области лагун, заливов, озер, и может быть описана моделью, представленной на рис. 1. Поведение поля в горизонтальной плоскости будем описывать на основе разложения по «вертикальным» модам  $\psi_m(r, z)$ , здесь  $q_m(r)$  – соответствующие собственные значения. Звуковое поле

$$P(r, z, \theta) = \sum_m A_m(r, \theta) \psi_m(r, z) \quad (1)$$

Модальные амплитуды  $A_m(r, \theta)$  могут быть найдены, в частности в лучевом приближении (горизонтальные лучи): Опуская в дальнейшем номер «вертикальной» моды, приведем закон Снеллиуса для горизонтальных лучей в цилиндрической системе координат:

$$rq(r) \sin \chi(r) = \text{const} \quad (2)$$

где угол  $\chi$  и другие параметры траектории луча показаны на рис. 2а. Наша задача – исследовать возможность формирования поля, (горизонтальных лучей), распространяющихся в окрестности изобаты (волн шепчущей галереи), показанных схематически на рис.2.

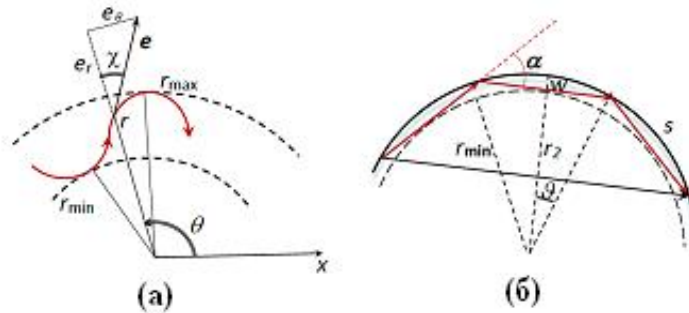


Рис.2 Горизонтальные лучи для волн шепчущей галереи для плавного (а) и ступенчатого (б) изменения глубины. Показаны единичный вектор касательной и его проекции.

Видно, что для цилиндрически симметричной задачи роль показателя преломления (или волнового числа) играет величина  $rq(r)$ , которая определяет наличие волн шепчущей галереи. Можно сформулировать простое условие для существования волн шепчущей галереи: если  $r_{\min}$  и  $r_{\max}$  определяют границы (точки поворота) для лучей шепчущей галереи,  $r_{\min} < r < r_{\max}$ , то необходимо, чтобы  $rq(r) > r_{\min} q(r_{\min}) = r_{\max} q(r_{\max})$ . Если решать задачу в общем случае (не в лучевом приближении), то при разделении переменных для амплитуды  $A(r, \theta) = \sum_v R_v(r) e^{\pm iv\theta}$  можно

ввести радиальные (горизонтальные) моды шепчущей галереи  $R_v(r)$ , удовлетворяющие соответствующему радиальному уравнению. В простом случае ступенчатого изменения глубины, которое в обозначениях рис.1 имеет вид:

$$h(r) = \begin{cases} h_1, & r < r_2 \\ h_2, & r > r_2 \end{cases} \quad (3)$$

решения радиального уравнения (радиальные моды) выражаются через функции Бесселя и Ханкеля, соответственно для внутренней и внешней частей рассматриваемой области.

Численное моделирование проведено для параметров волновода:  $r_2 = 6$  км,  $h_1 = 26$  м,  $h_2 = 24$  м,  $c_{\partial n} = 1700$  м/с,  $f = 120$  Гц. На рис.3 показаны формы первых трех горизонтальных мод, на рис.3 справа показаны дисперсионные кривые для соответствующих номеров мод.

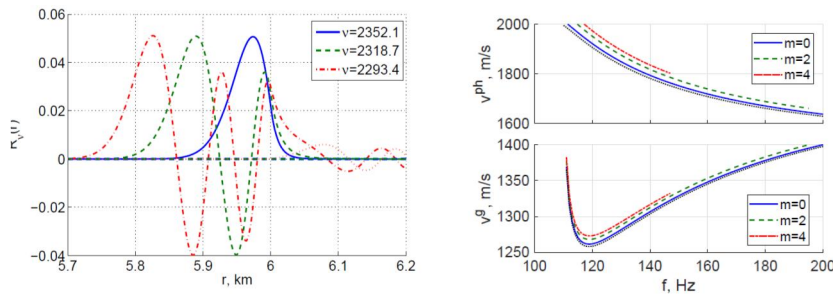


Рис.3. Справа показаны формы трех нижних горизонтальных мод, слева дисперсионные кривые для горизонтальных мод, оба рисунка соответствуют третьей вертикальной моде.

Видно, что количество горизонтальных мод зависит от частоты, то есть для данной вертикальной моды количество горизонтальных мод с частотой убывает. На рисунке 4 показана амплитуда поля в логарифмическом масштабе, формируемого источником, расположенным на некотором малом расстоянии от границы кольца. Отметим, что данный расчет проводился в отсутствие потерь в дне, но в случае круговой границы для волн шепчущей галереи все равно имеют место потери, соответствующие туннельному эффекту, в данном случае эти потери малы.

Что касается возможности экспериментального наблюдения волн (мод) шепчущей галереи, то они определяются запаздыванием этих волн по сравнению с «прямым» сигналом (Рис.2б). Например, если для нашей модели волновода участок круговой изобаты занимает четверть окружности, то расстояние по прямой между источником и приемником, расположенными вблизи изобаты меньше длины соответствующей дуги (расстояния, на которое распространяются волны шепчущей галереи) на величину  $\sim 800-900$  м, соответственно задержка по времени прихода сигнала шепчущей галереи должна составить порядка 0.7-0.8 сек в соответствии с величиной групповой скорости третьей моды на частоте 120 Гц.



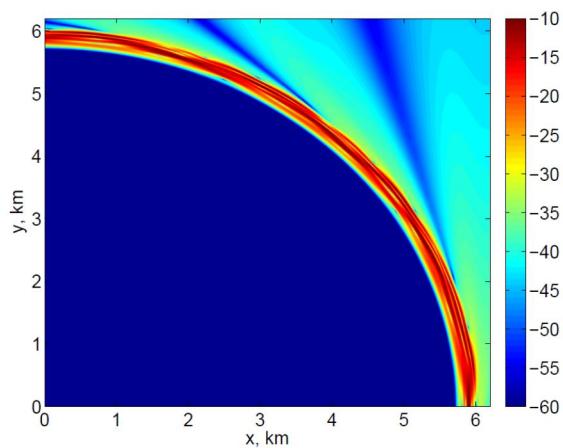


Рис. 4. Поле источника, расположенного вблизи изобаты.

Работа выполнена при поддержке РФФИ, грант 16-05-01063а.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Бреховских Л.М., Лысанов Ю.П. 1991, Теоретические основы акустики океана.
2. Burridge R., Weinberg H., 1977, Horizontal rays and vertical modes. In Wave propagation and underwater acoustics, Springer, pp. 86-152.

УДК 534.34; 534.231.1

**Г.Н. Кузнецов, А.Н. Степанов**

**ЗАКОНОМЕРНОСТИ ОСЛАБЛЕНИЯ  
ВЕКТОРНО-СКАЛЯРНЫХ ЗВУКОВЫХ ПОЛЕЙ  
В ЗОНАХ ИНТЕРФЕРЕНЦИОННЫХ МАКСИМУМОВ**

Институт общей физики им. А.М. Прохорова РАН  
Россия, 119991 Москва, ул. Вавилова, д. 38  
Тел.: (495) 941-0193; Факс: (499) 256-1790, E-mail: skbmortex@mail.ru

*Исследуются аналитические зависимости, определяющие при увеличении расстояния закономерности ослабления звукового давления и ортогональных проекций вектора колебательной скорости низкочастотных сигналов, формируемых в волноводе в зонах интерференционных максимумов.*

Основы методов приближенной аппроксимации законов спада регулярной составляющей поля звукового давления (ЗД) от монополя заложены в [1]. Позднее эта задача применительно к волноводу Пекериса–Бреховских рассматривалась в целом ряде работ, обзор и анализ которых, а также обобщение законов спада на векторно-скалярные поля и мультипольные источники выполнено в [2]. Вместе с тем из простых физических соображений следует, что кроме затухания усредненного поля представляют интерес законы спада звуковой энергии в зонах интерференционных максимумов (ИМА). В этих зонах: а) наблюдается наибольшее отношение сигнал/помеха (ОСП); б) при расположении приемной или излучающей антенны в зоне ИМА градиенты фазы сравнительно гладкие и предсказуемые, поэтому звуковая энергия на апертуре антенны накапливается и повышается помехоустойчивость. Большой интерес к зонам ИМА связан также с особыми свойствами интерференционной структуры звукового поля – возможностью использования динамических инвариантов для обнаружения, оценки расстояния и радиальной скорости. В [3] установлено существенное различие законов ослабления интенсивности звука в зонах ИМА в зависимости от глубин расположения источников и приемников, а также общая закономерность – в зонах ИМА для всех глубин уменьшение интенсивности при увеличении расстояния происходит в  $r^{1/2}$  быстрее, чем изменение регулярной составляющей ( $r$  – расстояние между источником и приемником). Ниже результаты, полученные в [3], обобщаются на произвольные расстояния и глубины, а также на векторные величины – горизонтальные и вертикальные проекции вектора колебательной скорости (ГП КС и ВП КС).

С использованием известного выражения для квадрата модуля амплитуды звукового давления (ЗД) от монополя в волноводе Пекериса [1] можно

показать, что для любых расстояний  $r$  и глубин  $z_0$  и  $z$  интерференционные кривые  $|P(r, z_0, z)|^2$  ограничиваются сверху функцией  $G^p(r, z_0, z)$ :

$$|P(r, z_0, z)|^2 \leq G^p(r, z_0, z) = \frac{A^p}{r} \left( \sum_{l=1}^N |\sin l\alpha_1 \sin l\alpha_2| e^{-\delta r l^2} \right)^2, \quad (1)$$

где  $A^p = 8\pi\omega^2 \rho_0^2 / k^3 h^2$ ,  $\alpha_1 = \pi z_0 / H$ ,  $\alpha_2 = \pi z / H$ . Функции  $G^p(r, z_0, z)$  в правой части неравенства (1) получаются, если для всех групп мод принять  $\cos(\Delta k_{ll} r)$  равными единице, и от слагаемых взять модуль. Видно, что для амплитуд 3Д функции  $G^p(r, z_0, z)$  формируют поверхности интерференционных максимумов (ПИМ), то есть поверхности, которые ограничивают сверху любую интерференционную кривую. Причем некоторые максимумы этих кривых лежат на поверхности, а некоторые к ней приближаются, но не достигают. Можно также показать, что для источника и приёмника, находящихся на разных глубинах, аппроксимации функции  $G^p(r, z_0, z)$  существенно различаются. Например, на середине волновода  $z = z_0 = H/2$ , ограничивающая функция  $G^p(r, z_0, z) \sim 1/r^2$ ; для  $z_0^2 \ll \gamma r / k^2 H$ ,  $z = H/2$ ,  $\gamma = \beta \tilde{n}_0^2 \tilde{m} / v_0^2$  – источник у поверхности и приёмник на середине волновода (или наоборот) –  $G(r, z, z_0) \sim z_0^2 / r^3$ ; для  $z_0^2, z^2 \ll \gamma r / k^2 H$ , т.е. для источника и приёмника у поверхности или у дна  $-G(r, z, z_0) \sim z_0^2 z^2 / r^4$ . Дополнительно к описанию поля 3Д, используя асимптотическое представление функций Ханкеля, запишем выражения для ГП КС и ВП КС, аналогичные 3Д:

$$|V_r(r, z_0, z)|^2 = \frac{8\pi}{h^2 k r} \sum_{l=1}^N \sum_{l'=1}^N (1-l^2 d^2)(1-l'^2 d^2) p_l p_{l'} e^{-\delta r(l^2+l'^2)} \cos(\Delta k_{ll} r), \quad (2)$$

$$|V_z(r, z_0, z)|^2 = d^2 \frac{8\pi}{h^2 k r} \sum_{l=1}^N \sum_{l'=1}^N l l' p_l \text{ctg}^2 \alpha_l p_{l'} \text{ctg}^2 \alpha_{l'} e^{-\delta r(l^2+l'^2)} \cos(\Delta k_{ll} r), \quad (3)$$

Полагая далее функции  $\cos(\Delta k_{ll} r)$  для всех номеров мод  $l$  и  $l'$  равными единице, и введя обозначение  $A^v = 8\pi / kh^2$ , получим функции

$$G^{Vr}(r, z_0, z) = \frac{A^v}{r} \left( \sum_{l=1}^N \sqrt{1-l^2 d^2} |\sin l\alpha_1 \sin l\alpha_2| e^{-\delta r l^2} \right)^2, \quad (4)$$

$$G^{Vz}(r, z_0, z) = d^2 \frac{A^v}{r} \left( \sum_{l=1}^N l |\sin l\alpha_1 \cos l\alpha_2| e^{-\delta r l^2} \right)^2, \quad (5)$$

которые определяют форму ПИМ двух проекций вектора колебательной скорости монополя  $|V_r(r, z_0, z)|^2 \leq G^{Vr}(r, z_0, z)$  и  $|V_z(r, z_0, z)|^2 \leq G^{Vz}(r, z_0, z)$ .

На рис. 1 приведены зависимости 3Д от расстояния: (1) интерференционная кривая, (2) регулярная составляющая амплитуды и (3) – рассчитанная по формуле (1) функция  $[G^p(r, z_0, z)]^{1/2}$ . Расчеты выполнены для частоты 50 Гц, глубин источника  $z_0=100$  м и приемника  $z=200$  м, толщины волновода  $h=200$  м, параметров дна  $m=2.7$ ,  $n=0.83$ , коэффициента поглощения 0.15. Видно, что сигналы, рассчитанные в зонах интерференционных максимумов, спадают быстрее, чем регулярная составляющая 3Д (средний уровень).

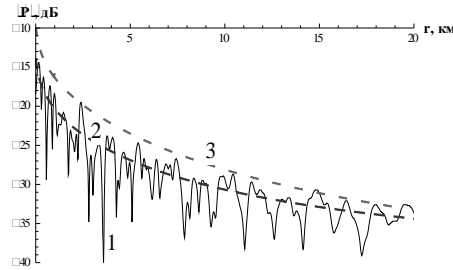


Рис. 1. Интерференционная кривая (1), регулярная составляющая (2) и кривая максимумов амплитуды давления (3).

На рис.2 в координатах  $(r,z)$  представлены интерференционные поверхности  $|P(r,z)|$ , рассчитанные по точным формулам, и ограничивающие сверху поверхности интерференционных максимумов  $[G^p(r,z)]^{1/2}$ , вычисленные при вариации расстояния и глубины приемника по приближенной формуле (1) для  $z_0=100$  м и  $z = \text{var}$ . Расчеты произведены для частоты 25 Гц и коэффициента поглощения звука 0.01.

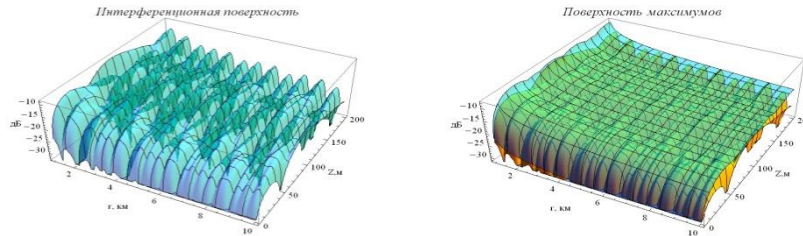


Рис. 2. Интерференционная поверхность по суммарному сигналу (слева) и поверхность интерференционных максимумов (справа)

На рис. 3 приведены изображения ПИМ для ЗД (слева) и ВП КС (справа) для частоты 50 Гц,  $z_0=100$  м в волноводе с указанными выше параметрами. Глубина приёмника, как и на рис.2, изменяется от 0 до 200 м, горизонтальное расстояние — от 100 м до 10 км. Здесь и далее зависимости ПИМ для ГП КС не приводятся, так как они почти совпадают с ПИМ для ЗД.

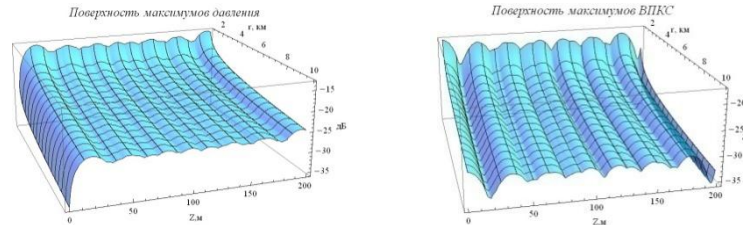


Рис. 3. Поверхности интерференционных максимумов амплитуды давления (слева) и вертикальной проекции колебательной скорости (справа).

На рис. 3 и 4 приведены ПИМ ЗД (слева) и ВПКС (справа) для  $z_0=5$  м в зависимости от горизонтального расстояния  $r$  и глубины приёмника  $z$ . Расчёты выполнены для частоты 25 Гц и коэффициента поглощения 0.01. Видно, что ВП КС не только значительно быстрее убывает при увеличении расстояния, чем ЗД и ГП КС, но и характеризуется большей изрезанностью глубинной зависимости. Естественно, что ВП КС на свободной поверхности не равны нулю, а зоны ИМА смещены относительно ИМА ЗД.

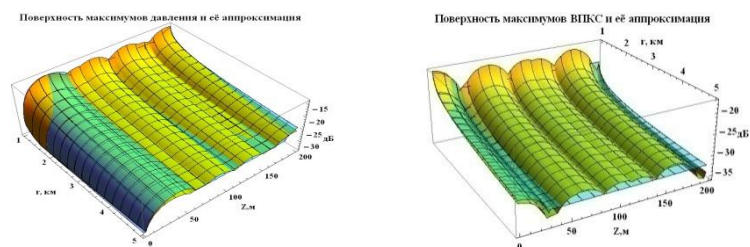


Рис. 4. Поверхности ИМА звукового давления, ГП КС и ВП КС и их аппроксимации для приповерхностного расположения источника  $z_0 = 5$  м.

На рис. 5 приведены поверхности погрешностей аппроксимации для всех глубин источника и приёмника как максимальные значения функций  $\Delta^P$ ,  $\Delta^{Vr}$  и  $\Delta^{Vz}$  при изменении расстояний в диапазоне от 100 до 5000 м. В этих расчётах частота равна 50 Гц, коэффициент поглощения дна – 0.05.

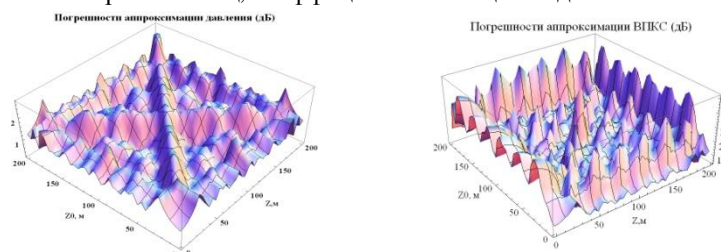


Рис. 5. Поверхности погрешностей аппроксимации в зависимости от глубин приёмника и источника.

Установлено, что в низкочастотном диапазоне при реальных коэффициентах поглощения в дне и горизонтальных расстояниях между источником и приёмником от 100 м до 20 км погрешность аппроксимации функций максимумов 3Д и ГП КС в среднем не превышает 1–2.5 дБ, а функций максимумов ВП КС – 3–5 дБ. Большие погрешности наблюдаются при малом числе мод, в зонах интерференционных минимумов, вблизи поверхностей волновода и на границах «склеивания» различных вариантов аппроксимации. А для ВП КС максимальные погрешности наблюдаются также для приёмников, установленных вблизи середины эффективной толщины волновода Пекериса.

## ЛИТЕРАТУРА

1. Бреховских Л.М. Волны в слоистых средах. М.: АН СССР, 1957.
2. Kuznetsov G.N., Stepanov A.N. Laws approximating the decay of the vector fields of the vibration velocity and intensity for a monopole source in a waveguide // Phys. Wave Phenom. 2016. Vol. 24, N 4. P. 324–332.
3. Грачев Г.А., Кузнецов Г.Н. Ослабление интерференционных максимумов акустического поля в мелком море // Акуст. ж. 1985. т. 31, № 5.

УДК 534.231

**В.А. Лисиутин, О.Р. Ластовенко, А.А. Ярошенко**

**СРАВНЕНИЕ ДИСПЕРСИОННО-ДИССИПАТИВНЫХ  
ХАРАКТЕРИСТИК МОД В ВОЛНОВОДЕ ПЕКЕРИСА В СЛУЧАЕ  
ЖИДКОГО И ПОРИСТОГО ДНА**

Севастопольский государственный университет  
ул. Университетская 33, г. Севастополь, Россия, 299053,  
e-mail: vlisiutin@mail.ru

*Простейшая модель дна мелкого моря – «жидкое дно», с независимыми от частоты акустическими характеристиками. Более сложные модели: упругое дно с потерями, и наиболее сложная модель – пористо-упругое. Доклад посвящен сравнению частотных зависимостей групповой скорости мод и модальных коэффициентов поглощения для двух моделей дна: жидкое, и пористое. Частотная зависимость потерь извлекается из экспериментальных данных, опубликованных в открытой печати. Выявляются диапазоны глубин и частот, в которых модель простого жидкого дна вполне адекватна. Показывается, что при широкополосных расчетах учет частотной зависимости фазовой скорости и тангенса потерь имеет принципиальное значение.*

В акустике мелкого моря, в первом приближении, сдвиговую волну считают не распространяющейся (жидкое дно), скорость звука в дне не зависящей от частоты, а коэффициент затухания – прямо пропорциональным частоте, что позволяет представлять волновое число в дне в виде

$$k_p = \frac{\omega}{c_p} - i\alpha_p = \frac{\omega}{c_p} (1 - i\beta_p) \quad (1)$$

где  $c_p$  – скорость звука;  $\alpha_p$  – коэффициент затухания, Нп/м;  $\beta_p$  – постоянный тангенс угла потерь,  $\beta_p = \alpha_p c_p / \omega$  [1]. Предположение о прямой пропорциональности затухания и частоты дает возможность экстраполировать результаты лабораторных измерений, выполненных на частотах сотни кГц в низкочастотную область. Такая модель осадков и дна хорошо соответствует основной модели волновода мелкого моря – волноводу Пекериса. Модель Пекериса и в настоящее время используется наиболее часто, поскольку дно в виде поглощающего полупространства требует минимальных априорных знаний и является осреднением всех слоев вместе с внутренними градиентами.

Следующие по сложности модели дна – слоистые, когда с ростом глубины постепенно проявляются упругие свойства слоев, но их акустические характеристики считаются не зависящими от частоты ( $c_{p,s} = \text{const}$ ,  $\beta_{p,s} = \text{const}$ ) и пористо-упругие. В последнем случае частотные зависимости коэффициента затухания и фазовых скоростей волн вычисляются в рамках какой-либо теории, описывающей распространение звука в осадках.

При расчетах звуковых полей на тональной частоте, при правильном выборе величины потерь представления дна в виде жидких слоев вполне достаточно. Ситуация меняется, когда ставится задача инверсии акустических и физических характеристик дна и требуются расчеты в широкой полосе частот. Здесь правильное отображение частотных зависимостей затухания и фазовой скорости может иметь важное значение.

Ниже рассмотрены два тестовых примера: простое жидкое и пористое дно, когда  $c_p(f)$ ,  $\beta_p(f)$ . Анализировались только акустические моды. Предположение о том, что дно имеет такие же акустические характеристики, как и дно в точке проведения эксперимента SAX-99 приводит к частотным зависимостям скорости и тангенса потерь, показанным на рис.1.

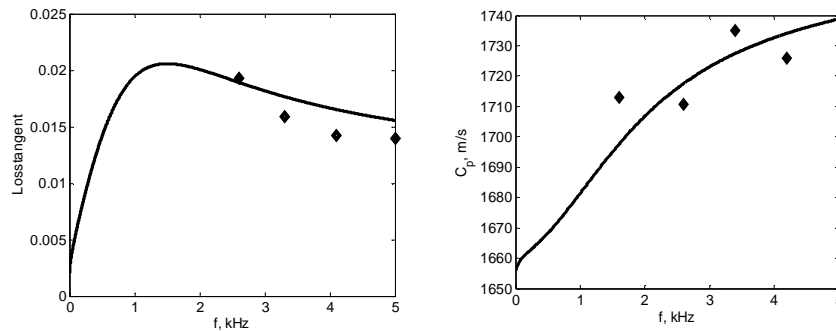


Рис.1. Частотные зависимости фазовой скорости и тангенса потерь.

Как видно, в интересующем нас частотном диапазоне – всего 4 экспериментальные точки. График восстановлен в рамках теории GS+F [Подключение течений... наст. сб.].

Для вычисления дисперсионно-диссипативных характеристик акустических мод использовалось дисперсионное уравнение  $1 + V \exp(2ib_1h) = 0$ , преобразованное к виду  $-2hb_{1l} + (2l-1)\pi - i \ln(V) = 0$ , где  $b_{1l}$  – вертикальное волновое число в водном слое,  $h$  – глубина водного слоя,  $V$  – коэффициент отражения,  $l$  – номер акустической моды. Коэффициент отражения для 1-й модели дна определялся по формуле  $V = (Z_{in} - Z_1)/(Z_{in} + Z_1)$ ,  $Z_{1,2} = \omega \rho_{1,2} / b_{1,2}$ ,  $b_2 = b_{2l} = \sqrt{k_2^2 - \xi_l^2}$ ,  $\xi_l = \sqrt{k_1^2 - b_{1l}^2}$ ,  $k_2 = (1 - i\beta)\omega/c_2$  – волновое число в осадках. Для второй модели полагалось  $k_2 = k_p(f)$ .

Собственные моды определялись следующим образом: модальное вертикальное волновое число в водном слое является корнем дисперсионного

уравнения, но  $\text{Im}(b_{21}) < 0$ . Последнее обеспечивает затухание частично бегущей вдоль вертикали нормальной волны. Квазимоды не учитывались. Групповая скорость вычислялась по формуле  $u_i \approx \Delta\omega / \Delta \text{Re}(\xi_i)$ , модальный коэффициент поглощения  $\alpha_i = 8.69 \cdot \text{Im}(\xi_i)$ .

Рассмотрим графики групповой скорости мод и модального коэффициента поглощения для волновода Пекериса глубиной 100 м – рис.2. Для модели 1 выбраны следующие параметры:  $c_1 = 1530$  м/с (SAX-99),  $c_2 = 1660$  м/с – взят НЧ предел, поскольку он определяет время вступления грунтовой волны ( $t = r/c_2$ ). Минимум на графике  $u(f)$  определяет время вступления волны Эйри ( $t_A = r/1500$ ). Тангенс потерь взят  $\beta = 0.01$  из следующих соображений: при заниженном значении будет неверно восстанавливаться амплитуда водной волны, при завышенном – амплитуда грунтовой и волны Эйри.

Частотные зависимости групповых скоростей мод практически неразличимы, однако существенная разница наблюдается у модальных коэффициентов поглощения.

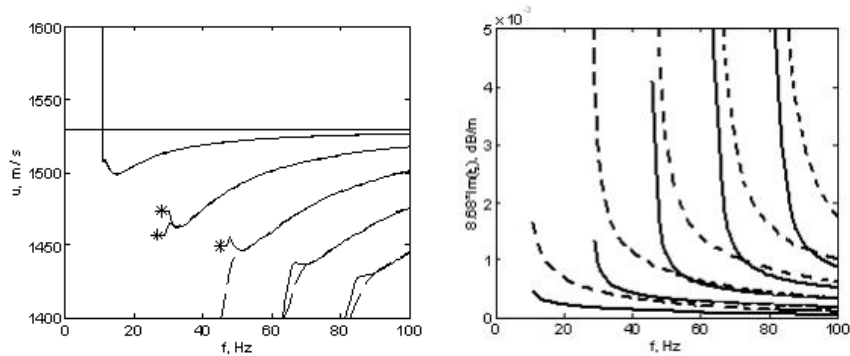


Рис.1. Частотные зависимости групповой скорости и модального коэффициента поглощения. Пунктир  $\beta = 0.01$ , сплошная  $\beta = f$ .  $h = 100$  м.

На первый взгляд две модели должны давать близкое импульсное волновое поле, однако, групповая скорость отражает только кинематические характеристики моды. Чтобы проверить, какое влияние оказывает разница в модальных коэффициентах затухания на динамические характеристики – амплитуду волны, была восстановлена импульсная характеристика 1-й моды – рис.3. Расстояние взято  $r = 20 \cdot c_1$ , время  $t_2 = 18.4$  с. Как видно, поле 1-й моды в  $k_2 = \text{const}$  случае воспроизводится неправильно – отсутствует грунтовая волна (уже затухла), фаза Эйри неразличима, амплитуда водной волны завышена. Все эти волновые атрибуты ясно видны при правильном учете  $k_2 = k_p(f)$ .

На рис.4 – импульсная характеристика волновода, восстановленная суммированием пяти мод.



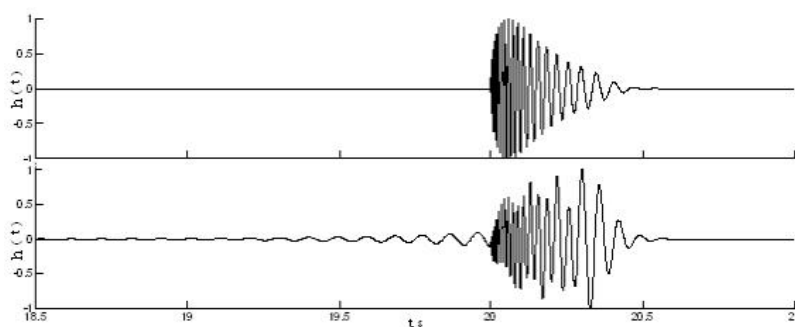


Рис.3. Импульсные характеристики 1-й моды. Сверху -  $k_2 = \text{const}$ , снизу -  $k_2 = k_p(f)$ . Расстояние  $20 \cdot c_1$ , м.

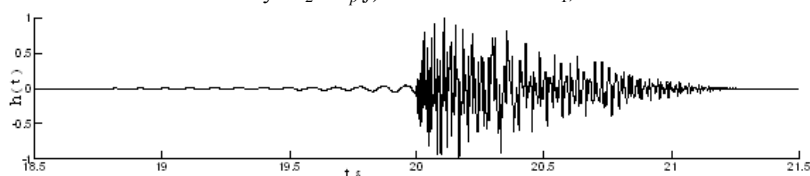


Рис.4. Импульсная характеристика волновода. 1 – 5 моды,  $k_2 = k_p(f)$

Заключение. При расчетах на тональной частоте представления  $k_2 = \text{const}$  достаточно, надо только правильно выбрать  $c_2$  и  $\beta$ . При расчетах импульсного поля, например в инверсиях методом «согласованного импульсного поля» правильное отражение  $k_2 = k_p(f)$  имеет принципиальное значение. В случае уменьшения глубины водного слоя различия между  $k_2 = \text{const}$  и  $k_2 = k_p(f)$  существенно меньше.

## ЛИТЕРАТУРА

1. Katsnelson B., Petnikov V., Lynch J. Fundamentals of shallow water acoustics. NewYork: Springer, 2012.

УДК 534.23

**Д.В. Макаров**

**ТЕОРИЯ СЛУЧАЙНЫХ МАТРИЦ ДЛЯ АКУСТИЧЕСКИХ  
ВОЛНОВОДОВ С КРУПНОМАСШТАБНЫМИ  
НЕОДНОРОДНОСТЯМИ**

Тихоокеанский океанологический институт им. В.И.Ильичева  
ДВО РАН. Россия, 690041 Владивосток, ул. Балтийская, д.43  
Тел.: (423) 231-3081; E-mail: makarov@poi.dvo.ru

*Рассматривается задача о дальнем распространении звука в глубоком океане. Присутствие случайной горизонтальной неоднородности приводит к стохастической перекачке энергии между модами акустического поля. Если опорный профиль скорости звука не меняется вдоль направления распространения, этот процесс может быть описан с помощью аппарата теории случайных матриц. В настоящей работе представлен метод, позволяющий использовать теорию случайных матриц для волноводов с медленноменяющимся опорным профилем. В качестве примера рассмотрен подводный звуковой канал с синоптическим вихрем вдоль трассы.*

Недавно К.Хегевиш и С.Томсовиком был предложен новый метод статистического моделирования акустических полей в океане, основанный на теории случайных матриц [1,2]. В этом методе мы избегаем прямого численного решения параболического уравнения, тем самым существенно сокращая объем численного моделирования.

Рассмотрим подводный звуковой канал, в котором поле скорости звука в океане представляется в виде суммы

$$c(r, z) = c_b(z) + \delta c_{lsc}(r, z) + \delta c_{iw}(r, z), \quad (1)$$

где  $c_b(z)$  - опорный профиль скорости звука,  $\delta c_{lsc}(r, z)$  - некоторое крупномасштабное возмущение скорости звука,  $\delta c_{iw}(r, z)$  - случайное возмущение скорости звука, обусловленное океаническими внутренними волнами. В основе метода Хегевиш-Томсовика лежит модовое представление акустического поля

$$\Psi(r, z) = \sum_n a_n(r) \psi_n(z), \quad (2)$$

где моды являются решениями задачи Штурма-Лиувилля

$$-\frac{1}{2k_0^2} \frac{\partial^2 \psi_n}{\partial z^2} + \left( \frac{c_b(z)}{c_0} - 1 \right) \psi_n = E_n \psi_n(z), \quad (3)$$

где  $k_0 = 2\pi f / c_0$  - волновое число акустической волны в однородном пространстве,  $c_0$  - скорость звука на оси волновода. Изменение вектора модовых амплитуд по мере удаления от источника звука может быть описано в терминах матричного пропагатора

$$\mathbf{a}(r) = \mathbf{G}(r)\mathbf{a}(0) \quad (4)$$

Матричные элементы пропагатора определяются выражением

$$G_{mn}(r_F) = \int \psi_m^* \hat{G}(r_F) \psi_n dz \quad (5)$$

где  $\hat{G}(r_F)\psi_n$  - акустическое поле при  $r = r_F$ , порождаемое начальным условием в виде  $n$ -й моды  $\psi_n$ . Рассмотрим сначала случай  $\delta c_{isc} = 0$ . Разбивая волноводную трассу на отдельные сегменты, мы можем записать:

$$\mathbf{G}(r_F = Kr_b) = \prod_{k=0}^{K-1} \mathbf{G}^{(k)}(r_b), \quad (6)$$

где верхний индекс нумерует статистически независимые реализации матрицы пропагатора. Если шаг пропагатора  $r_b$  не очень велик, можно воспользоваться теорией возмущений, которая дает

$$\mathbf{G}(r_b) = \Lambda [\mathbf{I} + i\mathbf{A}(r_b)/2]^{-1} [\mathbf{I} - i\mathbf{A}(r_b)/2], \quad (7)$$

где  $\Lambda$  - диагональная матрица с элементами  $\Lambda_{mn} = \delta_{mn} e^{-ik_0 E_m r_b}$ ,  $\delta_{mn}$  - символ Кронекера, а элементы матрицы  $\mathbf{A}$  определяются выражениями

$$A_{mn} = \frac{k_0}{c_0} \int_{r'=0}^{r_b} e^{ik_0(E_m - E_n)r'} v_{mn}(r') dr', \quad v_{mn} = \int \psi_m^*(z) \delta c_{iw}(r, z) \psi_n(z) dz$$

Основная идея метода Хегевиш-Томсовика заключается в представлении элементов матрицы  $\mathbf{A}$  как некоррелированных случайных величин:

$$A_{mn}(r_b) = \sigma_{mn}(r_b) z_{mn}, \quad (8)$$

где  $z_{mn}$  - комплексные гауссовы величины с единичной дисперсией, а среднеквадратичные отклонения  $\sigma_{mn}$  определяются пространственным спектром случайного возмущения и могут быть оценены аналитически [2].

Теперь рассмотрим случай, когда акустический волновод содержит крупномасштабную неоднородность. В этом случае расчет статистических свойств пропагатора значительно усложняется. Чтобы преодолеть возника-

ющие сложности, выберем такое разбиение волновода по горизонтали, чтобы вариации скорости звука, обусловленные крупномасштабной неоднородностью, внутри каждого сегмента были малы. Тогда мы можем избавиться от них с помощью усреднения:

$$\Delta \bar{c}^{(k)}(z) = \Delta c(z) + \frac{1}{r_b} \int_{(k-1)r_b}^{kr_b} \delta c_{\text{isc}}(r, z) dr. \quad (9)$$

Теперь мы можем вычислить локальные моды  $\psi_m^{(k)}$  и соответствующие им собственные значения  $E_m^{(k)}$  для каждого сегмента, решая задачу Штурма-Лиувилля (3) с усредненными профилями (10). Пропагатор, соответствующий  $k$ -му сегменту волновода, находится по формуле:

$$\mathbf{G}_k(r_b) = \Lambda^{(k)} \left[ \mathbf{I} + i\mathbf{A}^{(k)}(r_b)/2 \right]^{-1} \left[ \mathbf{I} - i\mathbf{A}^{(k)}(r_b)/2 \right], \quad (10)$$

где  $\Lambda_{mn}^{(k)} = \delta_{mn} e^{-ik_0 E_{mn}^{(k)} r_b}$ ,  $A_{mn}^{(k)}(r_b) = \sigma_{mn}^{(k)}(r_b) z_{mn}$ . Чтобы найти выражение для среднеквадратичных отклонений  $\sigma_{mn}^{(k)}(r_b)$ , рассмотрим отдельный сегмент и представим связанное с внутренними волнами возмущение скоро в виде суперпозиции вертикальных мод:

$$\delta c_{\text{iw}}(r, z) = c_0 V_0 \sum_{j=1}^{j_{\max}} F_j(z) \sum_l y_n^j e^{il\omega_b r}, \quad \omega_b = \frac{2\pi}{r_b}, \quad (11)$$

где  $V_0$  - некоторая константа. Получающееся выражение имеет вид

$$\left( \sigma_{mn}^{(k)} \right)^2 = k_0^2 r_b^2 V_0^2 \sum_{j=1}^{j_{\max}} \left| F_{mn}^{jk} \right|^2 \sum_l \sigma_y^2(j, l) \text{sinc}^2 \chi_{lmn}^{(k)}, \quad (12)$$

где  $\sigma_y^2(j, l)$  - дисперсии коэффициентов  $y_l^j$  в (11),

$$F_{mn}^{jk} = \int \psi_m^{(k)*}(z) F_j(z) \psi_n^{(k)}(z) dz,$$

$$\chi_{lmn}^{(k)} = \frac{(\omega_{lmn}^{(k)} + l\omega_b) r_b}{2}, \quad \omega_{mn}^{(k)} = k_0 (E_m^{(k)} - E_n^{(k)}).$$

Результирующий пропагатор получается путем перемножения пропагаторов для соседних сегментов. Однако, в присутствии крупномасштабной неоднородности, пропагаторы для разных сегментов соответствуют разным базисам нормальных мод. Как следствие, мы должны привести каждую пару перемножаемых пропагаторов к общему базису с помощью унитарного преобразования, описываемого матрицей  $\mathbf{S}_k$  с элементами

$$S_{mn}^{(k)} = \int \psi_m^{(k-1)}(z) \psi_n^{(k)*}(z) dz. \quad (13)$$

Матрица  $S_1$  описывает преобразование от мод невозмущенного волновода к модам первого сегмента. В итоге получаем формулу для результирующего пропагатора

$$\mathbf{G}(r = Kr_b) = (\mathbf{G}_K \mathbf{S}_K^{-1}) (\mathbf{G}_{K-1} \mathbf{S}_{K-1}^{-1}) \dots (\mathbf{G}_2 \mathbf{S}_2^{-1}) (\mathbf{G}_1 \mathbf{S}_1^{-1}) \prod_{k=0}^K \mathbf{S}_k. \quad (14)$$

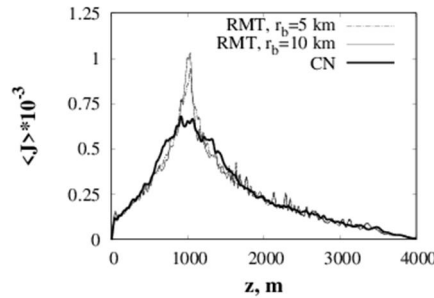


Рис. 1. Усредненная по ансамблю реализаций интенсивность акустического поля на расстоянии 500 км от источника как функция глубины. Кривые, полученные с помощью (14) обозначены как «RMT». Кривая, полученная путем прямого решения параболического уравнения, обозначена как «CN».

Формула (14) была проверена численно для модели глубоководного звукового канала с биэкспоненциальным профилем скорости звука [3]. Крупномасштабная неоднородность создается синоптическим вихрем. Результаты моделирования представлены на Рис. 1. Как следует из рисунка, различия между моделированием с помощью случайных матриц и результатами прямых расчетов наблюдаются только в малой окрестности оси подводного звукового канала. Вдали от оси канала кривые почти совпадают. Отсюда можно сделать вывод, что модифицированный метод Хегевиш-Томсовика, учитывающий крупномасштабную неоднородность, может успешно применяться для статистического моделирования акустических полей.

Работа выполнена при поддержке гранта РФФИ 16-35-60040.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Hegewisch K.C., Tomsovic S. Random matrix theory for underwater sound propagation // *Europhys. Lett.*, 2012, v. 97, № 3, 34002.
2. Hegewisch K.C., Tomsovic S. Constructing acoustic timefronts using random matrix theory // *J. Acoust. Soc. Am.*, 2013, v. 134, № 4, p. 3174-3184.
3. Makarov D.V. Random matrix theory for an adiabatically-varying oceanic acoustic waveguides // e-print arxiv.org, 2018, 1801.07856 [physics.ao-ph].

УДК 534.23

Д.С. Манульчев<sup>1</sup>, А.Н. Рутенко<sup>1</sup>, В.Е. Нечаюк<sup>2</sup>, М. Дженкерсон<sup>2</sup>

**ИЗМЕРЕНИЕ И МОДЕЛИРОВАНИЕ ИМПУЛЬСНОГО  
АКУСТИЧЕСКОГО ПОЛЯ, ФОРМИРУЕМОГО НА ШЕЛЬФЕ  
ЗАБИВКОЙ СВАЙ НА БЕРЕГУ, ДЛЯ ОЦЕНКИ УРОВНЯ  
АКУСТИЧЕСКОГО ОБЛУЧЕНИЯ НАБЛЮДАЕМОГО С БЕРЕГА  
СЕРОГО КИТА**

<sup>1</sup> Тихоокеанский океанологический институт им. В.И. Ильичева  
ДВО РАН, Россия, 690041 Владивосток, ул. Балтийская, 43  
Тел.: (423) 231-1400; Факс: (423) 231-2573, E-mail: rutenko@poi.dvo.ru

<sup>2</sup> Exxon Mobil, Хьюстон, США

*Приведен анализ низкочастотного акустического поля, формируемого в летних условиях на шельфе сейсмоакустическими импульсами, генерируемыми на берегу ударом копра по фундаментной свае, погруженной в грунт. Опираясь на натурные измерения, с помощью программного комплекса MPEs построена 3-D модель геоакустического волновода, соответствующая району забивки свай. Иллюстрируется методика моделирования импульсного акустического поля, генерируемого забивкой фундаментной сваи на берегу, с целью построения оценки кумулятивного акустического облучения, которое получил серый кит, наблюдаемый с берега во время забивки свай.*

В 2015 г. на берегу северо-восточного шельфа о. Сахалин в районах Одопту и Чайво на протяжении лета эпизодически производилась забивка фундаментных свай. При их установке была применена технология, основанная на просверливании скважин до 8-20 м глубиной не зависимо был ли слой вечной мерзлоты или его не было. Затем в скважину погружалась свая с помощью вибропогружателя и забивалась на несколько метров в грунт копром. Удары копра по верхнему концу забиваемой сваи генерировали акустическое поле, которое оказывало существенное влияние на уровни акустических шумов в прибрежной зоне, где обитают морские животные, использующие акустические сигналы.

На рис. 1а приведена карта района *Одопту* с указанием на берегу строительной площадки S, на территории которой происходила забивка фундаментных свай, и точек мониторинга (обозначены треугольниками), в которых проводились стационарные измерения у дна вариаций акустического давления  $p(t)$  в частотном диапазоне 2-15000 Гц[1]. На рис. 1б, г показаны вариации акустического давления  $p(t)$ , измеренные в точках акустического

мониторинга Od-N-10 (2 км), Od-N-20 (3.4 км) и Od-4 (6 км), а также их спектры.

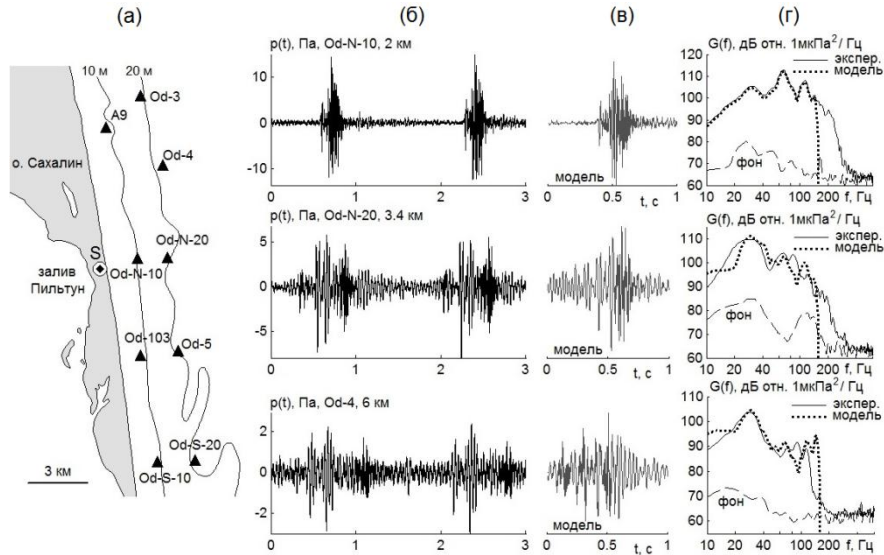


Рис. 1. Карта района с указанием строительной площадки – S и точек акустического мониторинга – (а). Вариации акустического давления, измеренные у дна во время забивки свай – (б). Соответствующие модельные импульсы – (в). Спектры измеренных и модельных импульсов – (г).

Рис. 2 иллюстрирует параметры модельного 3-D геоакустического волновода, в котором известны положение береговой линии, пространственный профиль дна и распределение скорости звука в водном слое. Подбор физико-акустических параметров пород, слагающих дно, проводился

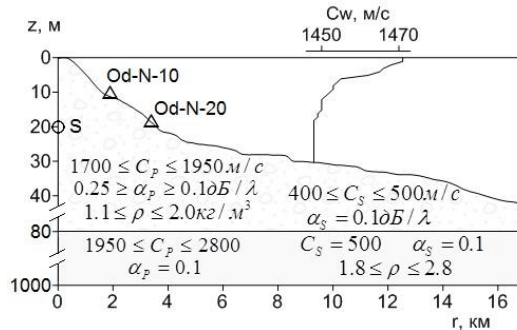


Рис. 2. Модельный волновод.

с помощью сравнения экспериментальных и модельных данных в точках акустического мониторинга. На рис. 1в приведены графики  $p(t)$ , соответствующие модельным акустическим импульсам, рассчитанным с помощью  $MPEs$  в приближении 3-х вертикальных невзаимодействующих мод и узкоугольного параболического уравнения в горизонтальной плоскости с учетом упругих свойств пород, слагающих дно [2]. Поскольку при решении модовых параболических уравнений корректные значения акустического поля в горизонтальной плоскости ограничены узкоугольным сектором, то было

принято решение разбить прибрежную зону на пять равноотстоящих узкоугольных областей. Акустическое поле вне расчетной области вычислялось с помощью интерполяционной функции. Результат "сшивки" акустического поля от забивки сваи в пределах пяти секторов представлен на рис. 3а, на котором приведено горизонтальное распределение потерь энергии импульсных сигналов в водном слое  $TL_{SEL}^{med}$  (дБ отн.  $1\text{мкПа}^2\text{с}$ ), рассчитанное по формуле (1):

$$TL_{SEL}^{med}(x, y) = SEL_{med}^{imp}(x, y) - SEL_{source}(x = 0\text{м}, y = 0\text{м}, h = 20\text{м}), (1)$$

где модельная величина  $SEL_{med}^{imp}(x, y)$  определялась как 50-ый перцентиль (медиана) значений  $SEL_{Iсек}$  импульсных сигналов в частотном диапазоне 10-150 Гц в водном слое в точке  $(x, y)$ . Под  $SEL_{source}$  понимается средняя для сваи величина энергии модельного точечного источника, эквивалентного удару нижнего конца сваи о грунт, равная для рассматриваемой сваи 197.6 дБ. Для каждой сваи рассчитывалось собственное  $SEL_{source}$  на горизонте 20м.

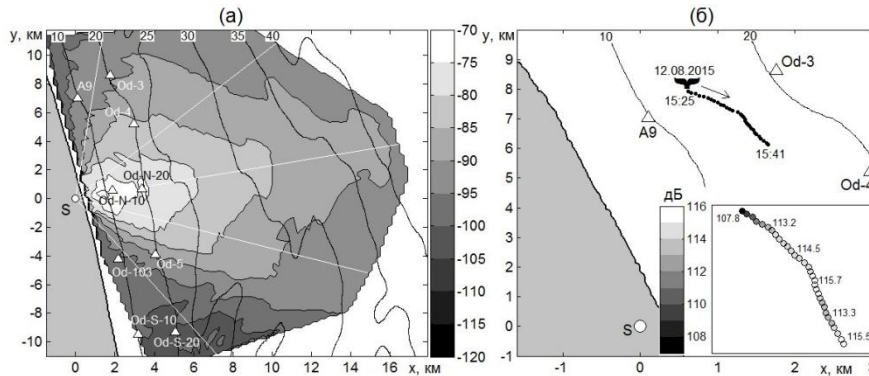


Рис. 3. Распределение медианных потерь параметра SEL в водном слое – (а) и акустическое облучение на точки положения серого кита – (б).

На рис. 3б показан пример траектории движения серого кита вблизи строительной площадки. Кит двигался вдоль берега с севера на юг. Наблюдательный пост на берегу фиксировал положение кита с 30-секундным интервалом. Оценка звуковой экспозиции серого кита от забивки свай на берегу рассчитывалась двумя способами. В первом случае акустическое воздействие оценивалось как 50-перцентиль ряда  $SEL$ , полученного в водном слое в узлах вычислительной сетки в точке волновода  $(x, y)$ . При этом для каждой 30-секундной точки кита рассчитывалась функция источника  $\langle SEL_{source} \rangle_{свай} + \Delta$ , где  $\Delta$  – коррекция источника, учитывающая изменение параметров генерируемых импульсов по мере погружения забиваемой сваи в грунт. Используя теоретическое распределение  $TL_{SEL}^{med}$ , вычислялось акустическое воздействие на точки кита по формуле (2) – см. рис. 3б:



$$SEL_i^{whale}(x_i, y_i) = (\langle SEL_{source} \rangle_{свае} + \Delta) + \Delta TL_{SEL}^{med} \quad (2)$$

Вторым способом оценка  $SEL^{whale}$  производилась вблизи дна на основе экспериментальных данных ближайшей станции мониторинга – в данном случае точки А9. Автоматический поиск импульсных сигналов позволил оценить энергию экспериментальных импульсов, а затем усреднить по 30-секундным интервалам в соответствии с точками наблюдения кита. Теоретическая поправка потерь  $\Delta TL_{SEL}^{bottom}$  между точками ближайшей станции и точкой кита дала возможность оценить параметр  $SEL$  в точке, где находился кит – формула (3):

$$SEL_i^{whale}(x_i, y_i) = \langle SEL_{experiment}^{imp}(x_{A9}, y_{A9}, h_{A9}) \rangle_{30sec} + \Delta TL_{SEL}^{bottom} \quad (3)$$

В некоторых случаях корректная обработка экспериментальных данных с ближайшей станции оказывалась невозможной и тогда экспериментальные акустические данные анализировались с других станций.

Для биологов представляет интерес энергия не от единичного удара копра по свае, а суммарное акустическое воздействие за 30-секундный интервал. В этом случае значение энергии умножается на количество ударов  $N$  копра по свае, попавших в полуминутный период.

Результаты численного моделирования, проведенного сотрудниками ТОИ ДВО РАН, в согласованном формате переданы биологам, которые используют их в многофакторном корреляционном анализе [3] с целью оценки возможного влияния антропогенных акустических шумов на поведение серых китов, питавшихся в рассматриваемом районе в 2015 г.

Работа выполнена при поддержке компании *Эксон Нефтегаз Лимитед*.

## ЛИТЕРАТУРА

1. Рутенко А.Н., Борисов С.В., Ковзель Д.Г., Гриценко В.А. Радиогидроакустическая станция для мониторинга параметров антропогенных импульсных и шумовых сигналов на шельфе // Акуст. журнал. 2015. Том 61. №4. С. 500-511.
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. Gailey G., Sychenko O., McDonald T., Racca R., Rutenko A., Bröker K. Behavioral responses of western gray whales to a 4-D seismic survey off north-eastern Sakhalin Island, Russia // Endang Species Res. 2016. Vol. 30: P. 53–71.

УДК 534.231

**Ю.И. Папкина**

**МОДЕЛИРОВАНИЕ ГЕОМЕТРИЧЕСКИХ НЕОДНОРОДНОСТЕЙ  
ДНА ВОЛНОВОДА НА ОСНОВЕ СОПРЯЖЕНИЯ  
ЦИЛИНДРИЧЕСКИХ И КОНИЧЕСКИХ ПОВЕРХНОСТЕЙ**

ФГАОУ ВО «Севастопольский государственный университет»  
Россия, 299053, г.Севастополь, ул.Университетская 33  
E-mail: yulia.papkova@gmail.com

*Представлено аналитическое решение задачи о звуковом поле точечного источника, расположенного в волноводе с наклонным участком дна в виде конической поверхности. Данное решение строится на основе сопряжения решений волнового уравнения для двух областей: конечной области содержащей конический выступ и бесконечной области с плоскопараллельными границами. В качестве критерия точности решения краевой задачи служат условия на границе раздела частичных областей.*

Построим численно-аналитическое решение задачи о распространении звуковых волн, возбуждаемых точечным гармоническим источником в гидроакустическом волноводе, имеющим наклонный участок дна в виде конической поверхности в плоскостной среде на абсолютно-жестком основании (рис. 1). Расположим начало цилиндрической системы координат на поверхности волновода над источником звука, ось  $Oz$  ориентирована в направлении дна. Гидроакустический волновод имеет радиальную симметрию и ограничен свободной поверхностью и жестким дном.

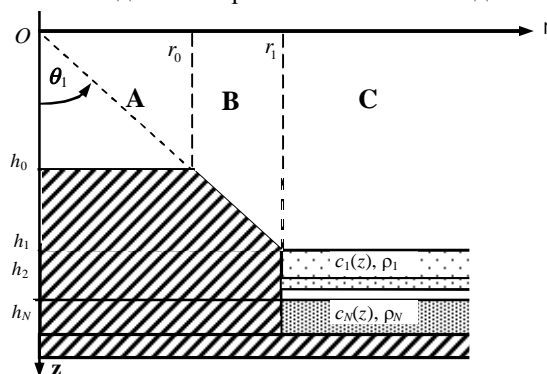


Рисунок 1 – Сечение волновода

Уравнение Гельмгольца с граничными условиями для звукового поля в представленном волноводе имеет вид:

$$\Delta\Phi + \frac{\omega^2}{c^2(z)}\Phi = -\frac{\delta(z-z_0)\delta(r)}{2\pi r},$$

$$\Phi(r;0) = 0, \quad \frac{\partial\Phi(r; z=f(r))}{\partial\bar{n}} = 0,$$

где  $\Phi(r; z)$ - потенциал скоростей;  $\omega$ - частота;  $c(z)$ - профиль скорости звука;  $\delta$ - дельта функция Дирака;  $(0, z_0)$  – положение источника,  $z = f(r)$ - уравнение кривой, определяющей форму дна.

Для решения данной краевой задачи используем метод декомпозиции волновода на части. В рамках данного метода волновод разбивается на три частичные области (рис.1):

область  $A$ -  $(r, z) \in [0; r_0] \times [0; h_0]$ ;

область  $B$  с наклонным участком дна -  $r \in (r_0; r_1)$  и  $\theta \in [\theta_1; \frac{\pi}{2}]$ ;

область  $C$ -  $(r, z) \in [r_1; \infty] \times [0; h_N]$ , в данной области учитывается как структура донных осадков (плотность  $\rho_{c,k}$ ), так и неоднородность профиля скорости звука  $c_k(z)$  ( $k=1, 2, \dots, N$ ) в плоских слоях, при этом на границе раздела слоев  $z = hk$  выполняются условия непрерывности звукового поля:

$$\lim_{z \rightarrow h_k^-} \rho_{c,k} \Phi = \lim_{z \rightarrow h_k^+} \rho_{c,k+1} \Phi; \quad \lim_{z \rightarrow h_k^-} \frac{\partial\Phi}{\partial z} = \lim_{z \rightarrow h_k^+} \frac{\partial\Phi}{\partial z}.$$

В частичных областях  $A$  и  $C$  решение строится в виде суммы нормальных мод:

$$\Phi_A = \frac{i}{4} \sum_{n=0}^{\infty} \frac{\varphi_n^A(z_0)}{\gamma_n^A} H_0^{(1)}(\xi_n^A r) \varphi_n^A(z) + \sum_{n=0}^{\infty} A_n J_0(\xi_n^A r),$$

$$\Phi_C = \sum_{n=0}^{\infty} C_n \varphi_n^C(z) H_0^{(1)}(\xi_n^C r),$$

где  $A_n, C_n$  - неопределенные коэффициенты;  $\gamma_n^A = \int_0^{h_0} (\varphi_n^A(s))^2 ds$ ;

$\xi_n^A, \varphi_n^A, \xi_n^C, \varphi_n^C$  - собственные числа и функции соответствующих задач Штурма-Луивилля:

$$\frac{d^2\varphi^A}{dz^2} + \left( \frac{\omega^2}{\bar{n}^2(z)} - (\xi_n^A)^2 \right) \varphi^A = 0, \quad \varphi^A|_{z=0} = 0, \quad \frac{d\varphi^A}{dz} \Big|_{z=h_0} = 0;$$

$$\frac{d^2\varphi^C}{dz^2} + \left( \frac{\omega^2}{\bar{n}^2(z)} - (\xi_n^C)^2 \right) \varphi^C = 0, \quad \varphi^C|_{z=0} = 0, \quad \frac{d\varphi^C}{dz} \Big|_{z=h_N} = 0;$$

$$\lim_{z \rightarrow h_k^-} \rho_{c,k} \varphi^C = \lim_{z \rightarrow h_k^+} \rho_{c,k+1} \varphi^C; \quad \lim_{z \rightarrow h_k^-} \frac{d\varphi^C}{dz} = \lim_{z \rightarrow h_k^+} \frac{d\varphi^C}{dz}.$$

Рассмотрим уравнение Гельмгольца в частичной области  $V$  в сферических координатах  $(\rho, \theta)$  с центром в точке  $O\left(\rho = \sqrt{r^2 + z^2}; \theta = \arctg \frac{r}{z}\right)$ .

Граничные условия на стенках волновода примут вид

$$\Phi|_{\theta=\pi/2} = 0; \quad \frac{\partial \Phi}{\partial \theta} \Big|_{\theta=\theta_1} = 0.$$

Чтобы упростить дальнейшие выкладки, предположим, что в данной частичной области профиль скорости звука является постоянным  $c(z) = c_0$ .

Введем обозначение  $k_0 = \omega/c_0$  и проведем разделение переменных  $\Phi = R(\rho)\Xi(\theta)$  для уравнения Гельмгольца:

$$\frac{\partial^2 \Phi}{\partial \rho^2} + \frac{2}{\rho} \frac{\partial \Phi}{\partial \rho} + \frac{1}{\rho^2} \frac{\partial^2 \Phi}{\partial \theta^2} - \frac{\operatorname{tg} \theta}{\rho^2} \frac{\partial \Phi}{\partial \theta} + k_0^2 \Phi = 0.$$

Получаем два дифференциальных уравнения:

$$R'' + \frac{2}{\rho} R' + \left(k_0^2 - \frac{\mu^2}{\rho^2}\right) R = 0, \quad \Xi'' - \operatorname{tg} \theta \Xi' + \mu^2 \Xi = 0,$$

где  $\mu$  – константа разделения.

Добавив ко второму уравнению краевые условия  $\frac{d\Xi}{d\theta} \Big|_{\theta=\theta_1} = 0; \quad \Xi|_{\theta=\pi/2} = 0$ , получаем краевую задачу для определения собственных чисел и собственных функций угловой координаты  $\theta$ , которые позволяют точно выполнить условия на стенках волновода.

Дифференциальное уравнение относительно координаты  $\theta$  имеет следующее общее решение  $\Xi = C_1 P_\lambda(\cos \theta) + C_2 Q_\lambda(\cos \theta)$   $\left(\lambda = -\frac{1}{2} + \sqrt{\mu^2 + \frac{1}{4}}\right)$ , где

$P_\lambda, Q_\lambda$  - функции Лежандра порядка  $\lambda$ . Подстановка этого решения в краевые условия дает возможность получить дисперсионное уравнение для определения собственных чисел.

Общее решение дифференциального уравнения относительно координаты  $\rho$ , соответствующее  $\Xi_n$ , имеет следующий вид  $R(\rho) = C_1 j_{\lambda_n}(k_0 \rho) + C_2 y_{\lambda_n}(k_0 \rho)$ , где  $j_{\lambda_n}$  и  $y_{\lambda_n}$  - сферические функции Бесселя порядка  $\lambda_n$ . Учитывая, что в рассматриваемой задаче данные функции быстро возрастают (убывают), в качестве линейно независимых решений данного уравнения удобно взять следующие их линейные комбинации:

$$\tau_{1,n}(\rho) = j_{\lambda_n}(k_0\rho)y'_{\lambda_n}(k_0\rho^0) - y_{\lambda_n}(k_0\rho)j'_{\lambda_n}(k_0\rho^0);$$

$$\tau_{2,n}(\rho) = j_{\lambda_n}(k_0\rho)y'_{\lambda_n}(k_0\rho^1) - y_{\lambda_n}(k_0\rho)j'_{\lambda_n}(k_0\rho^1);$$

где  $\rho^0 = \sqrt{r_0^2 + h_0^2}$ ;  $\rho^1 = \sqrt{r_1^2 + h_1^2}$ .

Таким образом, общее решение в области  $B$  имеет вид

$$\Phi_B = \sum_{n=0}^{\infty} (X_n \tau_{1,n}(\rho) + Y_n \tau_{2,n}(\rho)) \Xi_n(\theta),$$

где  $X_n, Y_n$  - неопределенные коэффициенты.

Используя условия сопряжения  $\Phi_A|_{r=r_0} = \Phi_B|_{r=r_0}$ ;  $\frac{\partial \Phi_A}{\partial r}|_{r=r_0} = \frac{\partial \Phi_B}{\partial r}|_{r=r_0}$ ;

$$\Phi_C(z, r_1) = \Phi_B(z, r_1), z \in [0; h_1]; \quad \frac{\partial \Phi_C(z, r_1)}{\partial r} = \begin{cases} \frac{\partial \Phi_C(z, r_1)}{\partial r}, z \in [0; h_1) \\ 0, z \in [h_1; h_N] \end{cases}$$

получаем бесконечную систему линейных алгебраических уравнений относительно  $A_n, X_n, Y_n, C_n$ .

В качестве примера рассмотрим волновод со следующими параметрами: область  $A$  -  $h_0 = r_0 = 50$  (м); область  $B$  -  $h_1 = r_1 = 55$  (м),  $\theta_1 = \pi/4$ ; область  $C$  -  $h_1 = 55$  (м),  $\omega = 30$  (Гц), скорость звука – постоянной и равной 1500 (м/с), источник располагается в точке  $z_0 = 10$  (м). При данных параметрах волновода, описанным в предыдущем пункте способом, определялись коэффициенты в представлении общего решения.

На рис. 2 показано поведение потенциала звукового давления  $\Phi(r, z)$  в зависимости от  $r$  в сравнении с потенциалом для идеального волновода глубины  $h_1$ , для которого на данной частоте существуют только затухающие моды. Графики оказываются достаточно близкими, что связано с относительно небольшим изменением формы дна. При этом наличие неоднородности приводит к увеличению звукового давления.

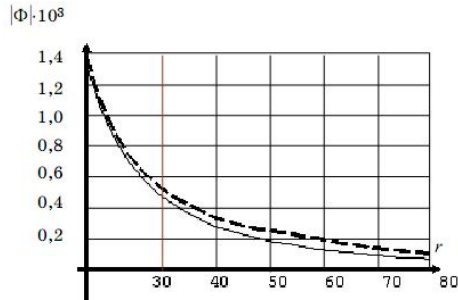


Рис.2. Зависимость  $|\Phi(r, z)|$  от  $r$  при  $z = 10$  (м) (— - идеальный волновод; ----- - волновод с выступом)

УДК 534.231.1

**В.Г. Ущиповский, С.В. Борисов, А.Н. Рутенко, М. Jenkerson<sup>1</sup>**

**ПОСТРОЕНИЕ 3-D МОДЕЛЬНЫХ ГЕОАКУСТИЧЕСКИХ ВОЛНОВОДОВ ПО РЕЗУЛЬТАТАМ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНО-ТЕОРЕТИЧЕСКИХ ИССЛЕДОВАНИЙ ПОТЕРЬ ПРИ РАСПРОСТРАНЕНИИ ЗВУКА НА ШЕЛЬФЕ О. САХАЛИН В РАЙОНАХ ОСВОЕНИЯ УГЛЕВОДОРОДНЫХ МЕСТОРОЖДЕНИЙ**

Тихоокеанский океанологический институт им. В.И. Ильичева  
ДВО РАН. Россия, 690041 Владивосток, ул. Балтийская, 43  
Тел.: (4232) 312120; Факс: (4232) 312573, E-mail: victor.g.u@yandex.ru  
<sup>1</sup>ExxonMobil: mike.jenkerson@exxonmobil.com

*Представляется методика предварительных натурных и модельных исследований особенностей и потерь при распространении акустических сигналов с частотами 15 - 15000 Гц вдоль акустических профилей с несколькими точками стационарного приема и излучения. Как правило, акустические профили простираются от настоящих или будущих промышленных объектов в районы традиционного летне-осеннего нагула серых китов. При анализе полученных в таких экспериментах акустических данных известен пространственный рельеф дна и распределение скорости звука в водном слое. Акустические свойства пород, слагающих дно, подбираются по эмпирическим данным и согласованию модельных значений с результатами натурных измерений. Обобщение результатов измерений на другие гидрологические условия и близлежащую акваторию осуществляется с помощью построения модельных 3-D геоакустических волноводов.*

При освоении углеводородных месторождений на северо-восточном шельфе о. Сахалин компаниями операторами проектов «Сахалин-1» и «Сахалин-2» осуществляется ежегодный мониторинг состояния западной популяции серых китов, использующих этот район для летне-осеннего нагула [1]. Важным фактором антропогенного воздействия на серых китов являются акустические шумы от промышленной деятельности компаний (установки платформ и их обслуживания морскими судами) [2]. Уровень этих шумов контролируется посредством проведения ежегодного акустического мониторинга. Кроме этого, для возможности теоретического прогнозирования уровней шумов от планируемой производственной деятельности, были проведены специальные исследования потерь при распространении звука с частотами 15-15000 Гц вдоль акустических трасс, начинающихся в точках

настоящего или будущего индустриального объекта до ближайшей границы района кормления китов. На рис. 1а показан пример таких акустических трасс. Стационарные измерения у дна вариаций акустического давления производились с помощью автономных подводных акустических регистраторов (АПАР) [3], установленных в точках R1 и R2. Излучение сигналов проводилось в точках T1 и T2.

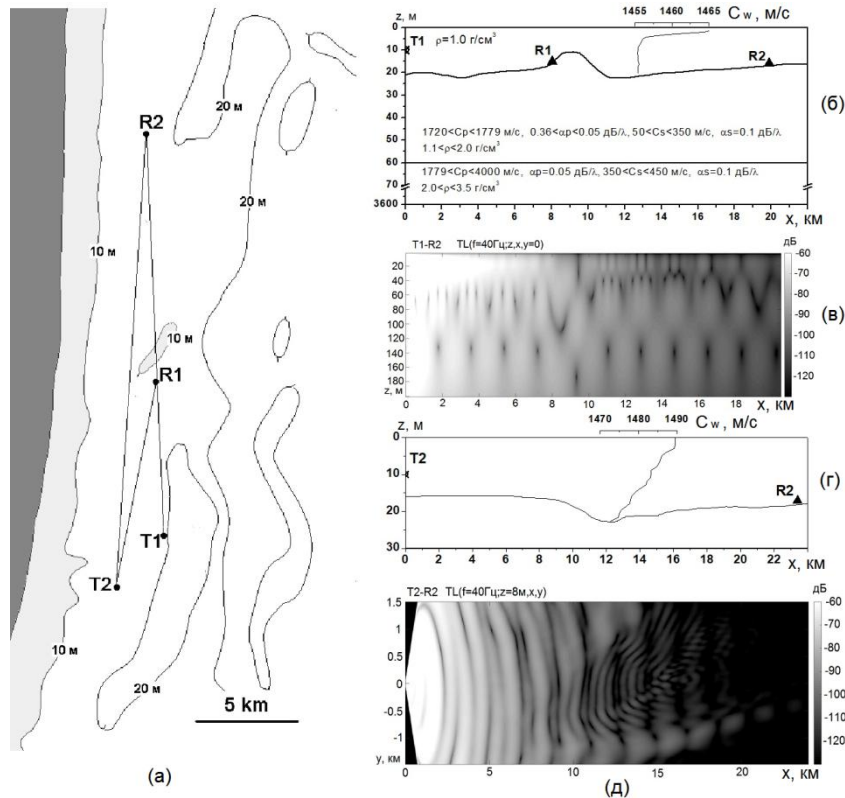


Рис. 1. Карта района с указанием двух точек излучения T1, T2 и двух точек приема R1 и R2 – (а); профиль дна на акустической трассе T1-R2 и акустические свойства пород, слагающих дно – (б), распределение значений функции  $TL(f = 40 \text{ Гц}; z, y = 0, x)$  на трассе T1-R2 – (в); профиль дна и значения скорости звука в водном слое –  $C_w$  на трассе T2-R2 – (г); распределение значений  $TL(f = 40 \text{ Гц}; z = 8 \text{ м}, y, x)$  в горизонтальной плоскости – (д).

Для измерения потерь применялись частотно-модулированные и тональные сигналы, которые генерировались широкополосным пьезокерамическим излучателем и резонансным излучателем электромагнитного типа, работающим в нелинейном режиме с излучением интенсивных гармоник, кратных резонансной частоте.

Теоретические расчеты 2-D распространения тональных сигналов проводились с помощью модернизированной программы RAMS [4], а 3-D с помощью модового параболического уравнения (МПУ) [5]. Обе программы позволяют учитывать упругие свойства пород, слагающих дно.

Распределение скорости звука в водном слое и карта глубин, используемые в численных расчетах, берутся из результатов гидрологических и батиметрических измерений проведенных ТОИ ДВО РАН и организованных в виде легко доступной базы данных.

На рис. 1в показано распределение значений функции  $TL(f=40\text{Гц}; z, y=0, x)$  на трассе T1-R2 в вертикальной плоскости, а на рис. 1д приведено распределение значений функции  $TL(f=40\text{Гц}; z=8\text{м}, y, x)$  в горизонтальной плоскости для горизонта 8 м на трассе T2-R2.

На рис. 2 приведены результаты натурных и модельных исследований распространения энергии тональных низкочастотных акустических сигналов, излученных на горизонте 10 м излучателем электромагнитного типа, свешанным с борта судна стоящего на якорю в точках T1 и T2.

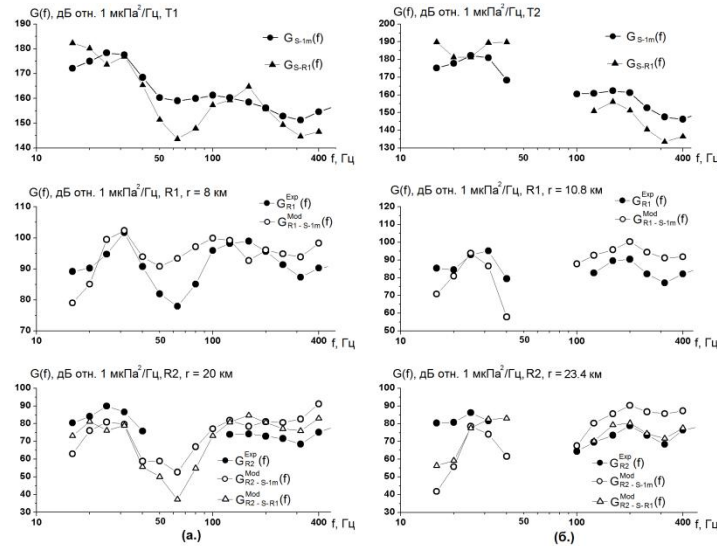


Рис. 2. Экспериментальные и модельные значения интенсивности тональных акустических сигналов в точках приема R1 и R2 излученных на глубине 10 м в точках T1 – (а.) и T2 – (б.).

Акустические измерения были проведены на расстоянии 1 м от центра излучателя –  $G_{1m}(f)$  и на 0.2 м над дном в точках R1 –  $G_{R,1}(f)$  и R2 –  $G_{R,2}(f)$ , показанных на рис. 1а. На рис. 1б,г показаны 2-D геоакустические каналы распространения этих сигналов с реальным рельефом дна и вертикальным профилем звука в водном слое –  $C(z)$ . На рис 1б показано модельное вертикальное распределение акустических параметров пород, слагающих дно.



В данной работе мы представляем результаты численного моделирования распространения энергии акустических колебаний на низких частотах, проведенного с помощью МПУ в приближении 3 взаимодействующих мод с учетом упругих свойств пород слагающих дно (см. рис. 1б). Спектры функции источника построены по опорным измерениям проведенным во время излучения на расстоянии 1 м от излучателя - GS-1m(f) и с помощью численного моделирования по экспериментальным спектрам сигналов измеренных в точке R1 – GS-R1(f). На рис. 2 видно, что на низких частотах 15-40 Гц уровень GS-R1(f) относительно 1 мкПа<sup>2</sup>/Гц немного превышает уровень значений GS-1m(f), а на частотах 150-250 Гц они немного ниже, но при этом результаты моделирования для GS-R1(f) для точки T2 практически совпадают с результатами измерений на этих частотах, а на частотах 15 и 20 Гц уровень измеренных сигналов почти на 20 дБ выше модельных значений, но уже на частотах 25 и 30 Гц они становятся, примерно, равными.

Работа выполнена при поддержке компаниями “Эксон Нефтегаз Лимитед” и «Сахалин Энерджи Инвесмент Лтд.»

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Владимиров В.А. и др. Распространение и численность серых китов охотско-корейской популяции в водах северо-восточного Сахалина / Исследования водных биологических ресурсов Камчатки и северо-западной части Тихого океана. 2010. №19. С. 50-64.
2. Рутенко А.Н., Ущиповский В.Г. Оценки акустических шумов, генерируемых вспомогательными судами, работающими с нефтедобывающими платформами // Акуст. журн. 2015. Т.61. №5. С. 605-613.
3. Борисов С.В., Ковзель Д.Г., Рутенко А.Н., Ущиповский В.Г. Автономная гидроакустическая станция с радиоканалом для акустических измерений на шельфе // Приборы и техника эксперимента. 2008. №5. С. 132-137.
4. Collins M. D. The adiabatic mode parabolic equation // J. Acoust. Soc. Amer. 1993. V. 94. N. 4. P. 2269-2278.
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.

УДК 534.23

**Ярина М.В.<sup>1</sup>, Григорьев В.А.<sup>2</sup>, Кацнельсон Б.Г.<sup>1</sup>**

**ПРОСТРАНСТВЕННАЯ ОБРАБОТКА ПРИ ПОЛУЧЕНИИ  
ВЗАИМНО-КОРРЕЛЯЦИОННОЙ ФУНКЦИИ ШУМА В  
ЭКСПЕРИМЕНТЕ SW06**

<sup>1</sup>L.CharmeySchoolofMarineSciences, UniversityofHaifa,  
Haifa 3498838, Israel,  
E-mail: marina-malysheva@autorambler.ru, bkatsnells@univ.haifa.ac.il

<sup>2</sup>Воронежский госуниверситет, Университетская пл.1,  
Воронеж 394006, Россия, E-mail: grig4@yandex.ru

*Рассматривается корреляционная функция шума, измеренного на горизонтальной антенне и одиночных гидрофонах в эксперименте Shallow Water 2006*

Известно, что для диффузионного поля взаимно-корреляционная функция шума связана с функцией Грина данного волновода, точнее производная от ВКФ есть сумма прямой и обращенной во времени функций Грина в заданной среде. При этом существенное значение имеет диффузионный характер шума, что, строго говоря, далеко не всегда имеет место в эксперименте, что в свою очередь, вызывает серьезные проблемы при построении ВКФ по экспериментальным данным.

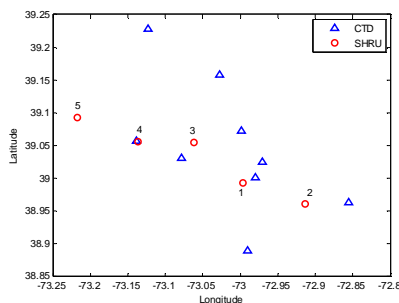


Рис.1. Расположение гидрофонов

Пусть комплексная амплитуда звукового поля на гидрофоне горизонтальной антенны с координатой  $x$  в момент времени  $t$  имеет вид  $P(t, x)$ . Геометрия задачи показана на рис.2.

В данной работе проанализировано пространственное распределение шума, измеренного с помощью одиночных гидрофонов и горизонтальной антенны в эксперименте ShallowWater 2006 (Рис.1), при этом выделены источники недиффузионной компоненты шума.

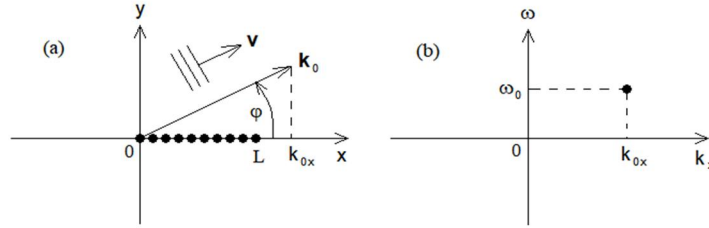


Рис. 2. (а) схема горизонтальной антенны (б) плоскость для пространственного Фурье преобразования

Определим двумерное (пространственно-временное) преобразование Фурье от аналитического сигнала  $P(t, x)$  для интервалов  $0 \leq t \leq \tau$ ,  $0 \leq x \leq L$  в виде

$$S(f, f_x) = \int_0^\tau \int_0^L P(t, x) \exp[-i(k_x x - \omega t)] dt dx \quad (1)$$

где  $k_x = 2\pi f_x$ . Заметим, что  $S(f, f_x) = 0$  при  $f < 0$ .

На рис.1б схематично показан спектр (1) для одиночной плоской волны, изображенной на рис.1а, которая в математической записи имеет вид

$$p(t, x) = A \cos(\mathbf{k}_0 \mathbf{r} - \omega_0 t + \alpha) \quad (2)$$

где  $A = const$ ,  $\alpha = const$ ,  $\mathbf{k}_0 = (k_{0x}, k_{0y})$ ,  $k_{0x} > 0$ ,  $k_{0y} > 0$ ,  $\omega_0 > 0$ ,  $\mathbf{r} = (x, y)$ . Спектр представляет собой одну точку в области  $\omega_0 > 0$ ,  $k_x > 0$ .

Если мы знаем скорость волны  $v$ , то по положению точки на рис.1б можно определить угол  $\varphi$  наклона вектора  $\mathbf{k}_0$  к оси  $x$ . Действительно,  $k_{0x} = k_0 \cos \varphi$ , откуда  $\varphi = \pm \arccos(k_{0x} / k_0)$ , где  $k_0 = |\mathbf{k}_0| = \omega_0 / v$ . Заменяя  $k_{0x} = 2\pi f_{0x}$ ,  $\omega_0 = 2\pi f_0$ , получаем

$$\varphi = \pm \arccos(f_{0x} v / f_0). \quad (3)$$

В качестве примера рассматривается построение ВКФ для крайних гидрофонов горизонтальной антенны, расположенных на расстоянии порядка 500 м друг от друга, используемой для записи в эксперименте Shallow Water 2006, при этом обработка данных проводится с использованием 30 приемных гидрофонов горизонтальной антенны. Полученный пространственный спектр показывает заметную анизотропию шума, что определяет ошибку при построении ВКФ обычным образом. Направление прихода (с точностью до знака) показано на рис. 3б.

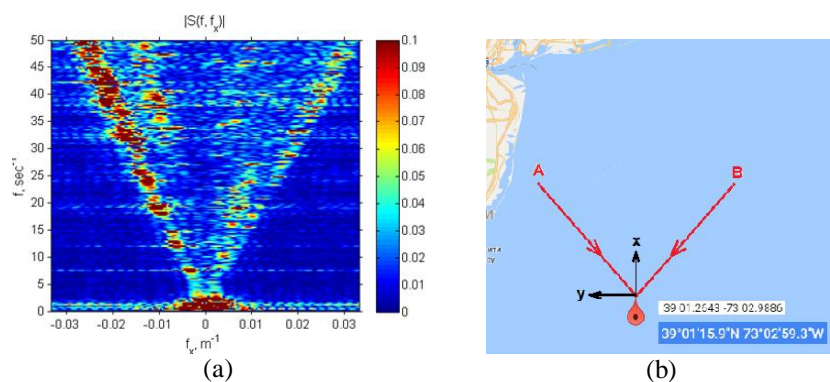


Рис. 3. (а) Пространственный спектр шума на горизонтальной антенне; (б) направление источника недиффузионного шума.

На рис. 4 показана ВКФ, рассчитанная для пары гидрофонов 1 и 2. Виден дополнительный максимум, соответствующий, по-видимому, недиффузионному источнику.

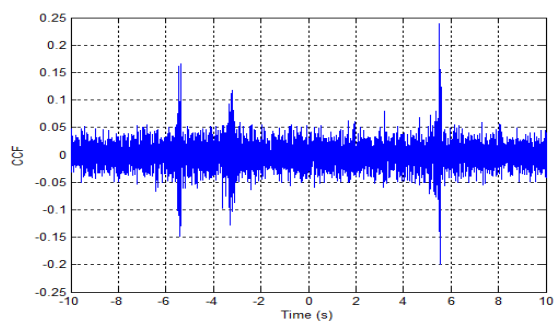


Рис.4. ВКФ для пары 1-2.



*Рассеяние и отражение звука*



УДК 534.222.2

**Буланов В.А., Стороженко А.В.**

**О ВЗАИМОСВЯЗИ РАССЕЙЯНИЯ ЗВУКА И РАСПРЕДЕЛЕНИЯ  
ЗООПЛАНКТОНА В ВЕРХНЕМ СЛОЕ ОКЕАНА**

Тихоокеанский океанологический институт им. В.И. Ильичева  
Россия, 690041 Владивосток, ул. Балтийская, д.43  
Тел.: (423) 2374913; E-mail: storozhenko\_and@poi.dvo.ru

*Сопоставлены результаты акустических исследований в Тихом и Индийском океанах, проведенных в 2003-2004 гг., с результатами, полученными в дальневосточных морях в различные годы с 2001 г. по 2017 г. и в морях восточной Арктики в 2013 г. Анализ рассеяния звука в Японском море и восточной Арктике выявил существенно большее рассеяние звука в восточной Арктике, что предположительно связано с большей концентрацией планктона в верхних слоях арктических морей. Обнаружено, что суточная миграция планктона в Чукотском море отличается от миграции планктона в Японском море. Показано, что акустическая оценка биомассы совпадает с результатами биологических измерений in situ.*

Разработка методов решения задач определения концентрации и размерного состава зоопланктона, которые являются основой для применения методов акустического зондирования биоресурсов в океане, имеют важное значение для акустической океанографии [1-4]. В настоящей работе использована связь между коэффициентом рассеяния звука  $m_V$  и распределением биомассы в морской среде [1-3]. В основу положены формулы для коэффициента рассеяния звука, включающие различные полуэмпирические сечения рассеяния на одиночном включении и два типа функций распределения включений по размерам - степенное и гауссовское, предложенная в работе [5]. Постановка задачи в общих чертах традиционна. Новый подход заключается в использовании полуэмпирических формул для сечения рассеяния на одиночном включении и двух практически важных типов функций распределения включений по размерам, который позволил выявить связь между экспериментальными и теоретическими характеристиками [5]. Для описания рассеяния звука использовалась величина коэффициента рассеяния, экспериментальное значение которого можно написать в виде [2, 3, 5]

$$m_V = (2 / \pi \theta^2 c \tau) (P_{bs} / P_i)^2,$$

где  $P_i$  и  $P_{bs}$  - амплитуды падающей на объем  $V$  волны и рассеянной в обратном направлении,  $V = \pi r^2 \theta^2 c \tau / 2$ ,  $\theta$  - ширина диаграммы направленности излучателя,  $c$  - скорость звука,  $\tau$  - длина им-



пульса звука. Имея величину коэффициента рассеяния можно определить массовую концентрацию рассеивателей [5]. Общее выражение, позволяющее по экспериментальным данным для  $m_v$  получать данные по распределению биомассы  $m_g$  в рамках двух распределений – степенного и гауссовского, можно написать в виде:

$$m_g^{(P,G)}(r, f) = D^{(P,G)}(f)m_v(r, f), \quad (1)$$

где коэффициент  $D^{(P,G)}(f)$  имеет сложный вид и проанализирован в [5].

В качестве проверки полученных зависимостей были проведены эксперименты по оценке биомассы зоопланктона акустическими и биологическими методами. На рис. 1 представлено сравнение концентраций биомассы, полученных на основе рассеяния звука и в результате облова in situ в заливе Петра Великого, сравнение совместных экспериментов представлено ниже на рис. 3 (верхний график, точки и кривая 1).

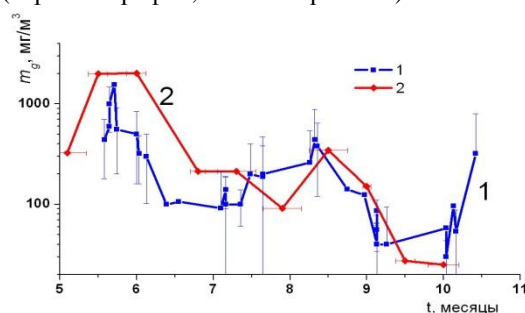


Рис. 1. Сравнение концентрации биомассы, полученных на основе рассеяния звука (кривая 1) и в результате облова in situ (кривая 2).

Представим теперь сравнительные акустические оценки концентрации планктона, полученные в кругосветной экспедиции на парусно-учебном судне "Надежда" Морского государственного университета им. Г.И. Невельского в 2003-2004 гг. для различных районов Атлантического, Индийского и Тихого океанов [7]. Из рис.2согласно данным из [5, 7], видно, что в открытом океане средняя концентрация планктона примерно одинакова в различных районах Мирового океана. Концентрация планктона возрастает вблизи островов в тропической части океана (трасса Таити-Фиджи), а также в окраинных морях (Японское море), что согласуется с результатами различных авторов [5].

На рис. 3 представлены оценки концентрации планктона в Японском море, полученные на основе рассеяния звука (кривая 1, верхний график) и одновременных обловов in situ (точки 2, верхний график), а также в восточной Арктике (кривые 3 и 4, нижний график)[6,8]. Видно, что Арктика отличается существенно большими концентрациями биомассы, они достигают 4000 мг/м<sup>3</sup> ночью и 2000 мг/м<sup>3</sup> днем.

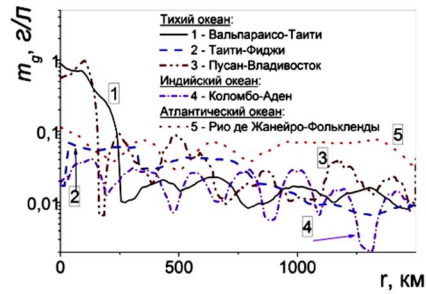


Рис.2. Концентрация планктона по данным о рассеянии звука для различных районов Мирового океана (экспедиция на паруснике "Надежда" в 2003-2004 гг.)

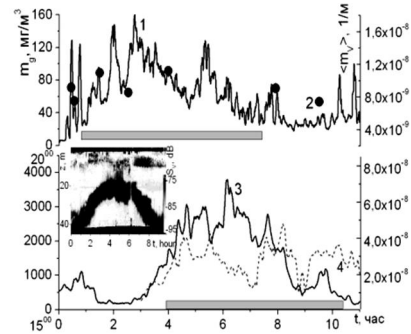


Рис.3. Концентрация планктона в Японском море и в Арктике (3 - 66° 29N, 170° 24W, 4 - 68° 54N, 178° 11W).

Важной характеристикой рассеяния звука в море являются суточные вариации коэффициента рассеяния, которые обусловлены перемещениями планктона по глубине. Обычно в глубоководной части моря ночью планктон располагается ближе к поверхности, днем - опускание до значительных глубин, и аналогично изменяется рассеяние звука.

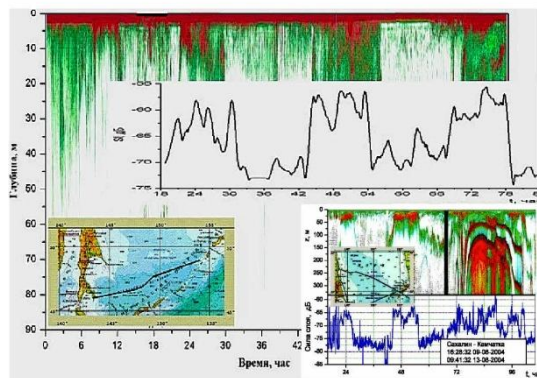


Рис.4. Суточные вариации рассеяния звука в Охотском море

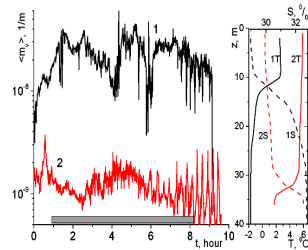


Рис.5. Вариации среднего по глубине коэффициента  $\langle m_v(t) \rangle$  в Арктике и гидрология (температура  $T$ , солёность  $S$ ).

Типичная картина суточных вариаций рассеяния звука в Охотском море вдоль различных трасс в различные годы показана на рис. 4 для силы слоя  $S_l = 10 \lg[(1/h) \int_0^h m_v(z) dz]$  толщиной  $h=100$  м. Видно, что вариации силы слоя схожи вдоль показанных трасс и разница в силе слоя  $S_l$  день –ночь достигает 10 дБ. Контрастом такому поведению звукорассеивающих слоев выступают неклассические картины миграции слоев, наблюдавшиеся в Чукотском море – подъем происходит только до распресненного слоя (см. кривую 1 на рис.5 (68° 54N, 178° 11W) и вставку на рис. 3). В Беринговом

проливе (см. кривую 2 на рис.5 ( $65^{\circ} 94N$ ,  $170^{\circ} 16W$ )) вариации отсутствуют, что иллюстрируется данными на рис.5

Таким образом, в работе показано, что акустическая оценка биомассы совпадает с результатами биологических измерений *in situ*. Проведены сравнительные акустические оценки концентрации планктона, полученные для различных районов Мирового океана (кругосветная экспедиция на паруснике "Надежда" в 2003-2004 гг.), включая результаты последних лет в Дальневосточных морях и в Арктике. Обнаружено, что суточная миграция планктона в Чукотском море отличается от миграции планктона в глубоком океане, включая Охотское море и шельф Японского моря. Полученные зависимости, связывающее коэффициент рассеяния звука  $m_V$  и распределение биомассы в морской среде, представляют интерес для использования их для оперативного акустического мониторинга биоресурсов непосредственно на ходу судна.

Работа выполнена при поддержке проекта № 18-I-004 программы "Дальний Восток" ДВО РАН, гранта РФФИ № 17-02-00561 и № 16-02-00841а.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Gorska N. Chu D. Some aspects of sound extinction by zooplankton // J. Acoust. Soc. Am., 2001, V.110, No. 5, P.2315-2325
2. I. B. Andreeva, L. L. Tarasov, "Scattering of acoustic waves by small crustaceans", Acoustical Physics, 2003, V.49, P.125-128
3. A. C. Lavery, P. H. Wiebe, T. K. Stanton, et al, "Determining dominant scatterers of sound in mixed zooplankton populations," J. Acoust. Soc. Am. 2007, V.122, P.3304–3326
4. 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, V.138, No 6, P. 3742-3764
5. 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
6. Акуличев В.А., Буланов В.А., Стороженко А.В. Акустические исследования зоопланктона в Японском море и восточной Арктике // ДАН, 2016. Т.470, № 2, С.219-223
7. Акуличев В.А., Буланов В.А., Корсков И.В., Попов П.Н. Акустическое зондирование верхнего слоя морской воды в различных районах океана. // Доклады X школы ак. Л.М. Бреховских. М.: ГЕОС, 2004, с.237-242.
8. Акуличев В.А., Буланов В.А. Акустические исследования мелкомасштабных неоднородностей в морской среде. – Владивосток: ТОИ ДВО РАН, 2017. – 414 с.

УДК 534.87

**А.А. Данилов, В.Н. Корниенко\***

**ЗАВИСИМОСТЬ КАЧЕСТВА ВОССТАНОВЛЕНИЯ КООРДИНАТ  
ИСТОЧНИКА ЗВУКА ЧИСЛЕННЫМ МЕТОДОМ ВРЕМЕННОГО  
ОБРАЩЕНИЯ ВОЛН ОТ ПОГЛОЩАЮЩИХ СВОЙСТВ ДНА**

Акустический институт им. акад. Н.Н. Андреева  
Россия, 117036, Москва, ул. Шверника, д. 4  
Тел.: (499) 723-6300, E-mail: dalex46@mail.ru

\*Институт радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова РАН  
Россия, 125009, Москва, ул. Моховая, д. 11  
Тел.: (495) 629-3491; Факс: (495) 629-3678, E-mail: korn@cplire.ru

*Представлены результаты исследования влияния гидроакустических характеристик донной поверхности на качество восстановления координат точечного импульсного источника звука численным методом обращения времени. Показано, что улучшение согласования волновых импедансов на границе раздела «жидкая среда – дно» приводит к сужению углового спектра волн вблизи расположения приемной антенны, что, в свою очередь, ухудшает степень локализации источника.*

Возможность использования метода обращения времени (или, как его еще называют, метода временного обращения волн) в акустике обсуждается уже относительно давно [1]. В последнее время этот метод, в частности, применяется для решения задачи фокусировки звука в условиях мелких морей. Так, в [2] предложен способ, позволяющий принятый каждым элементом антенной решетки импульс запоминать и излучать в ту же среду после изменения в нем направление хода времени на обратный.

В работе [3] был предложен эффективный с точки зрения скорости проводимых вычислений алгоритм решения системы уравнений акустики с обратным временем. Этот алгоритм позволяет, при определенных условиях, восстанавливать пространственные координаты локализованного источника звука, находящегося в неоднородном водном слое (волноводе), по временным выборкам значений давления на приемниках неподвижной вертикальной антенны. Принцип работы алгоритма основывается на следующем утверждении. Если известны гидроакустические параметры среды, форма волновода и характеристики границ, то, зная пространственно-временное распределение поля на замкнутой односвязной поверхности, которая окру-

жает точечный источник, используя методику изменения хода времени, можно однозначно восстановить его координаты.

Возможность применения предложенного алгоритма для восстановления координат тонального источника была рассмотрена в [4]. Было показано, что удовлетворительное качество восстановления имеет место в случае, если тональный источник возбуждает в волноводе большое (несколько десятков) мод, т.е. в случае, когда угловой спектр волнового поля в области приемной антенны оказывается достаточно широким.

Следует отметить, что на состав углового спектра должны оказывать влияние согласование акустических импедансов на границе раздела «вода – донная поверхность» и поглощающие свойства самого дна.

Целью данной работы было исследование возможности применения численного метода временного обращения волн для восстановления звукового поля в водном слое с поглощающим дном. Верхняя граница рассматриваемого волновода представляла собой свободную поверхность. Над нижней (абсолютно жесткой) границей было расположено несколько слоев, плотность, скорость распространения звука и коэффициент поглощения которых линейно возрастали от соответствующих значений для воды до значений, характерных для твердых пород.

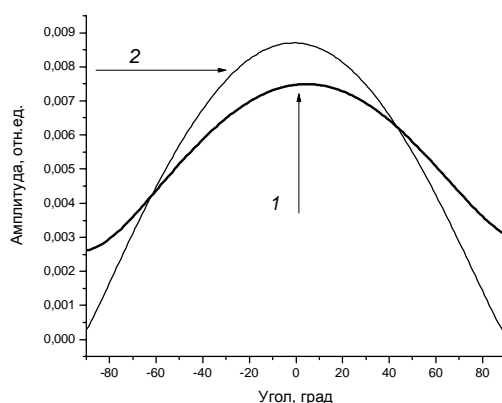


Рис.1. Нормированный угловой спектр при идеально жесткой (1) и хорошо согласованной (2) границе.

Звуковое поле создавалось точечным источником, расположенным в водном слое и излучавшим короткий импульс в виде одного периода синусоиды. Пространственно-временная динамика этого поля была получена путем численного решения системы нестационарных уравнений акустики с заданными граничными и начальными условиями.

В качестве контролируемой величины был использован угловой спектр интенсивности звукового поля, вычисленный в поперечном сечении вол-

новода, которое располагалось в непосредственной близости от приемников вертикальной звукопрозрачной антенны:

$$A(\mathbf{n}) = \frac{\int_0^T \int_0^H \mathbf{S} \cdot \mathbf{n} \, dh \, dt}{\int_0^T \int_0^H |\mathbf{S}| \, dh \, dt},$$

где  $\mathbf{n}$  – единичный вектор, направление которого изменяется от  $-90^\circ$  до  $90^\circ$  по отношению к продольной координате;  $H$  – глубина волновода;  $T$  – максимальное время интегрирования уравнений;  $\mathbf{S}$  – поток плотности мощности.

Результаты проведенного моделирования представлены на рис.1. Кривая 1 получена для случая отсутствия поглощающих слоев, кривая 2 соответствует их наличию. Из приведенных зависимостей следует, что угловой спектр волнового поля при наличии в волноводе хорошо согласованной с водным слоем нижней границы существенно сужается. Доминируют моды, распространяющиеся параллельно дну. Сужение спектра возрастает по мере удаления импульсного источника от приемной антенны. Отсюда следует, что на определенной дистанции количество информации, которое требуется для удовлетворительной работы метода обращения времени, может оказаться недостаточным.

Действительно, проведенное моделирование с использованием указанного метода показало, что в случае формирования вблизи антенны узкого углового спектра локализовать источник не удастся.

Таким образом, наличие поглощения звука в придонном слое длина дистанции, на которой возможно качественное восстановление координат источника указанным методом, при прочих равных условиях оказывается меньше, чем в случае идеально жесткого дна.

## ЛИТЕРАТУРА

1. Fink M. Time Reversed Acoustics // Phys.Today.1997.V.50. #3. P.34-40.
2. Зверев В.А., Коротин П.И., Стромков А.А. Численное обращение волн // Акуст. ж., 2008, т. 54, № 1, с. 69-76.
3. А.А. Данилов, В.Н. Корниенко. Параллельный алгоритм решения нестационарных задач гидроакустики. // Труды школы-семинара "Волны-2004", Москва, 2004. Секция 1. С.17-19.
4. А.А. Данилов, В.Н. Корниенко. Восстановление координат тонального источника звука в неоднородном акустическом волноводе // Акустика океана. Доклады XIII школы-семинара им. акад. Л.М.Бреховских, совмещенной с XXIII сессией РАО. Москва: ГЕОС, 2011. с. 45-48.

УДК 534.23

**И.Б. Есипов<sup>1,2)</sup>, Г.В. Кенигсбергер<sup>3)</sup>, О.Е. Попов<sup>4)</sup>, А.Д. Черноусов<sup>2)</sup>**

**МНОГОЧАСТОТНОЕ АКУСТИЧЕСКОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ  
МОРСКОГО ТЕЧЕНИЯ**

<sup>1)</sup>РГУ нефти и газа им. И.М. Губкина

<sup>2)</sup>Акустический институт им. акад. Н.Н. Андреева

Россия, 117036 Москва, ул. Шверника, д.4

Тел.: (499) 126-9835; Факс: (495) 126-8411, E-mail: igor.esipov@mail.ru

<sup>3)</sup>Институт экологии АН Абхазии

<sup>4)</sup>Институт физики атмосферы РАН им. А.М. Обухова

*Приводятся результаты экспериментального исследования особенности модуляции многочастотного акустического излучения при его распространении через поперечное морское течение. Акустический сигнал, проходя через турбулентное течение, испытывает флуктуации, как амплитуды, так и фазы. Эти флуктуации зависят от соотношения между масштабами турбулентности и размером зоны Френеля акустического сигнала, поэтому они меняются с частотой акустического излучения. Оказывается, что флуктуации амплитуды и фазы огибающих сигналов разных частот будут когерентными для низких частот и некогерентными для высоких частот флуктуаций. Исследования выполнялись в диапазоне частот 4 кГц – 19 кГц на полигоне Института экологии АНА.*

Турбулентный поток, пересекая акустическую трассу, приводит к флуктуациям сигнала. Эти флуктуации зависят от соотношения между масштабами турбулентности и размером зоны Френеля акустического сигнала, поэтому они меняются с частотой акустического излучения. Оказывается, что флуктуации амплитуды и фазы огибающих сигналов разных частот будут когерентными для низких частот и некогерентными для высоких частот флуктуаций. Частота среза функции когерентности будет зависеть от скорости потока, то есть от скорости сноса турбулентной структуры. Определение этой частоты среза позволяет определить скорость течения поперечного потока [1]. Этот принцип был реализован при регистрации приливных течений [2] и был проверен в лабораторных условиях [3].

В настоящей работе мы приводим результаты экспериментального исследования особенности модуляции многочастотного акустического сигнала при его распространении через поперечное морское течение. Исследование выполнялось в сентябре 2017 г. в акватории Сухумского мыса на поли-

гоне Института экологии АНА. Приемники и излучатели были установлены на дне на склоне. Для измерений использовалась пара обратимых преобразователей и два приёмника звука. На рис.1 представлено положение установленных у дна двух обратимых излучателей-приемников ОИ1 и ОИ2, глубины около 36 и 92м, и двух приёмников звука П1 и П2, у края морской платформы, глубина 11м.

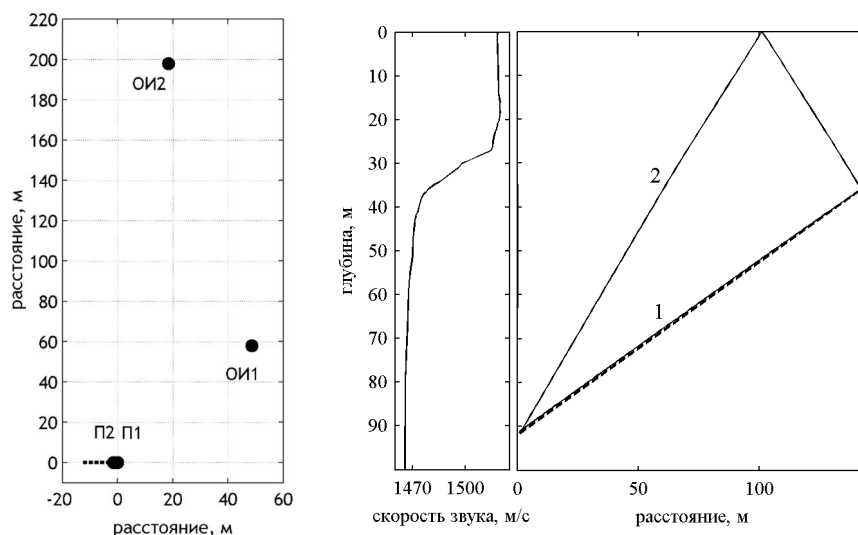


Рис. 1. Слева положение преобразователей звука. Справа профиль скорости звука и лучевые траектории от ОИ2 до ОИ1: 1 – луч, распространяющийся вдоль дна, 2 – луч с одним отражением от поверхности. Пунктир – рельеф дна. Средний угол наклона дна 23°

На Рис. 1 представлен профиль скорости звука и лучевая картина соответствующая распространению звука от ОИ2 до ОИ1. Луч, распространяющийся у дна на Рис. 1, представляет собой множество лучей, рефрагирующих в придонном звуковом канале практически вдоль дна, многократно отражаясь от дна, испытывают довольно сильные флуктуации, вызванные смещением термоклина при прохождении внутренних волн, движущихся из моря в сторону берега. Луч 2 на Рис. 1, с одним отражением от взволнованной поверхности, также испытывает сильные флуктуации, вызванные поверхностным волнением. Излучение проводилось ОИ1, а приём ОИ2 и П1, П2. Таким образом, можно было проводить измерение по двум трассам. Первая трасса, вниз по склону от ОИ1 до ОИ2 длиной 142м (проекция трассы на горизонтальную плоскость), почти перпендикулярна изобатам. Вторая трасса под углом 50° к изобатам, вверх по склону, от ОИ1 до П1, П2, с горизонтальной длиной 76м.

На Рис. 2 приведена типичная картина взаимно-корреляционной функции линейно-частотно модулированного сигнала (ЛЧМ) в полосе частот от 4,5 кГц до 19 кГц, излучаемого ОИ1 и принятым на ОИ2. Эта картина четко



показывает три последовательных основных максимума, соответствующих трём лучевым траекториям – лучам 1 и 2 на Рис. 1 и лучу с одним отражением от дна и двумя от поверхности.

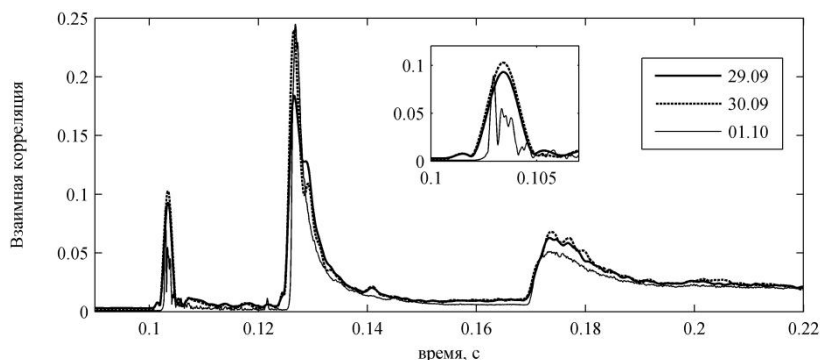


Рис.2. Взаимно-корреляционной функция ЛЧМ сигнала в полосе частот от 4,5 кГц до 19 кГц, излучаемого ОИ1 и принятым на ОИ2 в разные дни. Линии рисунка, соответствующие разным датам, указаны во врезке.

На врезке Рис. 2 видно, что тонкая структура взаимно-корреляционной функции меняется со временем, что отражает изменения в гидрофизических характеристиках полигона.

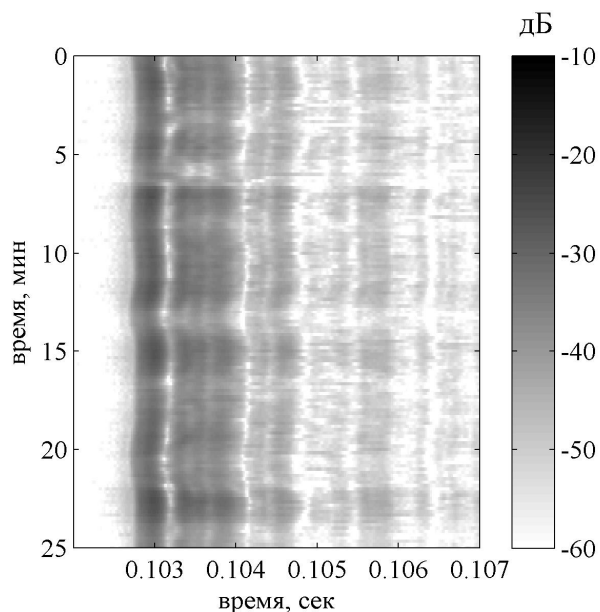


Рис. 3. Изменение взаимно-корреляционной функции, отображающей модуляцию во времени сигнала, распространяющегося по лучу 1 (Рис. 1).

На Рис. 3 показано изменение взаимно-корреляционной функции, отображающей модуляцию во времени в течение 25 мин сигнала, распространяющегося по лучу 1 (Рис. 1). Видна модуляция с периодами от 3 до 7 мин. Периоды от 2 до 8 мин характерны для внутренних волн на черноморском шельфе при осенней стратификации [4].

Анализ частотной зависимости усреднённой функции когерентности не выявил в этих условиях устойчивой частоты среза, которая позволила бы достоверно определить скорость поперечного течения. Результаты выполненных исследований указывают на достаточно сильные флуктуации сигналов, вызванные отражениями от дна и взволнованной поверхности. В опыте по измерению приливных течений [2] использовались излучающие и приемные антенные решетки, обеспечивающие высокую направленность акустического излучения. Это обстоятельство существенно снижало влияние дна и поверхности на результат измерения функции взаимной когерентности распространяющихся сигналов. В этой связи, следует обеспечивать выделение сигнала, распространяющегося по одному лучу, при выполнении экспериментов по многочастотному акустическому зондированию для определения скорости морского течения.

Исследования выполнены при поддержке РФФИ (проекты 16-29-02003; 17-02-00434 и 17-52-40009).

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Fuks I., Charnotsky M., Naugolnykh K. // A multifrequency scintillation method for ocean flow measurement. *J. Acoust. Soc. Am.* 2001, 109(6), 2730-2738.
2. Charnotskiĭ M.I., Fuks I.M., Naugol'nykh K.A., Smirnov A.V., Di Iorio D., Esipov I.B. // An experimental test of the Acoustical Physics. 2006. 52(2). С. 222-226.
3. Есипов И. Б., Коновалов В.Н., Черноусов А.Д., Попов О. Е. Многочастотный акустический метод определения характеристик турбулентного поперечного течения. *Ученые записки физического факультета московского университета №5*, 1751303 (2017).
4. Микрюков А.В., Попов О.Е., Серебряный А.Н. Источники флуктуаций энергии акустического сигнала на мелководном шельфе. *Сборник трудов XVI сессии Российского Акустического Общества.* 2005. Т. 2. С. 181-184. М. ГЕОС

УДК 534.26

**Ю.М. Заславский, В.Ю. Заславский**

**ТРЕХМЕРНОЕ ЧИСЛЕННОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ ГИДРО- И  
СЕЙСМОАКУСТИЧЕСКИХ ВОЛН ПРИ ЗОНДИРОВАНИИ ДНА НА  
ШЕЛЬФЕ**

Институт прикладной физики Российской академии наук (ИПФ РАН)  
Россия 603950, Нижний Новгород, Ульянова ул., 46  
Тел.: (831) 436-4764; Факс: (831) 436-5745; e-mail: zaslav@appl.sci-nnov.ru

*Представлены результаты трехмерного численного моделирования гидроакустического и донного сейсмического поля монополя, погруженного в воду на мелководье с целью зондирования донной среды.*

Исследование возможности зондирования придонных пластов с пониженной плотностью и жесткостью, залегающих непосредственно под дном водного бассейна на шельфе, представляет собой актуальную задачу, вследствие сложностей, возникающих при обнаружении слабо разрешаемых слоев стандартными средствами морской сейсморазведки [1]. В этой связи обратимся к результатам 3D-моделирования акустической и донной сейсмической волн, генерируемых гидроакустическим источником и создающим квазигармонический сигнал, перестраиваемый в полосе частот 100 – 200 Гц. Монополь пульсирует в 10 м от границы жидкость-дно в бассейне глубиной 50 м, дно которого – скальный грунт ( $\rho = 2.73 \text{ г/см}^3$ ,  $c_l = 6.12 \text{ км/с}$ ,  $c_t = 3.08 \text{ км/с}$ ). На глубине 6 м под дном залегает инородный пласт толщиной 1.5 м (другой вариант 4 м), сложенный из рыхлого пористого материала ( $\rho = 1.15 \text{ г/см}^3$ ,  $c_l = 1.93 \text{ км/с}$ ,  $c_t = 0.77 \text{ км/с}$ ). Численное моделирование в этом направлении с применением разных подходов проводится многими авторами [2], при этом настоящее исследование выполняется с использованием пакета COMSOL.

В качестве основных рассматриваются особенности поверхностной волны на границе раздела жидкость-дно и донной каналовой волны, сосредоточенной в области инородного слоя. Путем моделирования проанализируем амплитудное волновое распределение непосредственно под источником возмущения как в горизонтальной плоскости на границе, так и в вертикальном сечении. По его результатам демонстрируется возможность установления признаков наличия слоя с инородными (относительно окружающей донной среды) характеристиками и получения оценочных данных о его параметрах (мощность, глубина залегания, плотность, скорость волн сжатия и сдвига) на основе регистрации указанных волн.

Применительно к случаю рыхлого пласта толщиной 1.5м на рис.1а в изометрии представлено амплитудное распределение акустического давления на частоте 100Гц в воде (верхняя часть), в нижней части – распределение по амплитуде колебательных смещений на границе жидкость-дно и в сейсмоакустическом поле в донной среде на глубинах до 50м. На рис.1б на вертикальном разрезе (сечение  $r, z$ -плоскостью) также представлено амплитудное распределение в сейсмоакустическом поле вблизи донной границы.

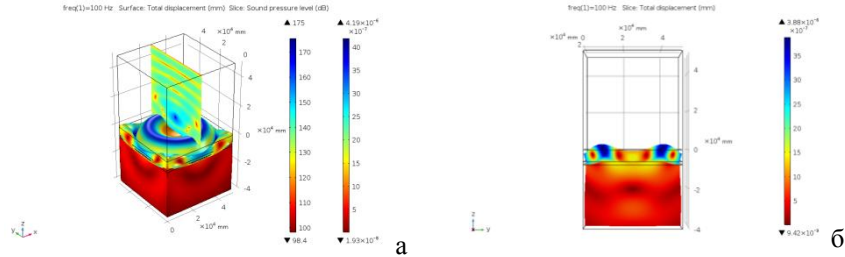


Рис. 1.

При повышении частоты излучения меняется характер пространственного распределения амплитуды в обоих (горизонтальном и вертикальном) сечениях, что проявляется в уменьшении пространственного периода в периодической последовательности концентрических колец, образуемых пучностями в рельефе на границе. Максимум амплитуды в пучностях приходится на кольца с несколько большим диаметром. Перестройка вверх по частоте также приводит к амплитудным вариациям вдоль азимутальной координаты. Сказанное подтверждается иллюстрациями на рис.2а, б, на которых представлено амплитудное распределение в тех же сечениях, но для частоты пульсаций 140Гц.

Выявленные особенности структуры позволяют заключить, что в последних рассмотренных случаях имеет место волновое возбуждение мод поверхностной и каналовой волн высших номеров в области донных слоев – верхнего из скального грунта (граничащего с водной толщей) и нижнего из рыхлого грунта (лежащего на скальном полупространстве). Из рассмотрения иллюстраций можно сделать вывод о возможной дистанционной диагностике присутствия нескольких границ, разделяющих нижележащую донную область на слои с различными упругими или плотностными характеристиками. Признаками диагностики принимаются особенности волнового рельефа на границе (с учетом их совокупности в широкой полосе частот).

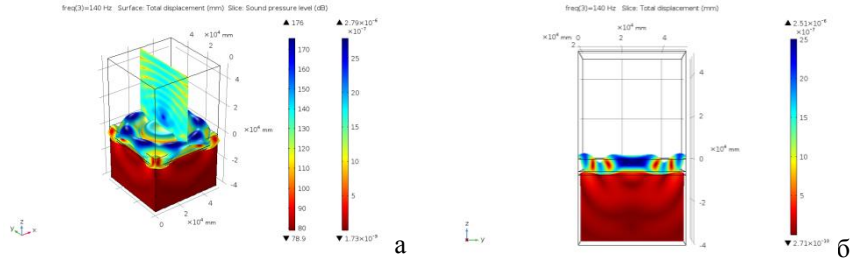


Рис. 2.

Аналогично изложенному выше, в верхней части рис.3а представлено амплитудное распределение акустического давления в воде на частоте 100Гц применительно к случаю зондирования пласта толщины 4м, а в нижней части – распределение по амплитуде колебательных смещений на границе жидкость-дно и в сейсмоакустическом поле в донной среде. В этом случае возникает кольцевая структура с большим числом колец, с более мелким периодом, а также присутствуют амплитудные вариации по углу азимута. На рис.3б на вертикальном разрезе (сечение  $r, z$ -плоскостью) представлено амплитудное распределение в сейсмоакустическом поле вглубь донной толщи и вблизи границы. На границе с водой кольцевая структура уверенно прослеживается, несмотря на то, что максимальные амплитудные значения достигаются внутри заглубленного под границу слоя с пониженными плотностью и жесткостью. Данные моделирования свидетельствуют о возбуждении высших мод поверхностной и каналовой волн.

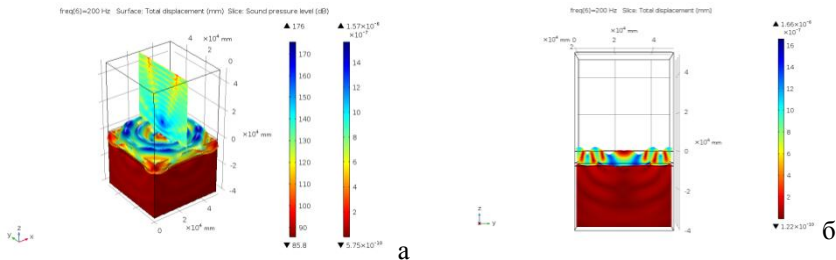


Рис. 3.

Случай пласта толщины 4м для частоты излучения 160Гц дан на рис.4а, б, а для частоты 200Гц – на рис.5а, б. Здесь с ростом частоты видно измельчение периода кольцевой структуры рельефа на границе с жидкостью, а также возникновение, либо наоборот, выглаживание периодических азимутальных вариаций по амплитуде, которые могут сменять друг друга при перестройке частоты. Сравнивая данные визуализации амплитудного распределения применительно к случаям зондирования придонного пространства с заглубленным под границу рыхлым пластом разной толщины – 1.5м и 4м, можно видеть, что масштаб периодичности концентрических колец

для тонкого прослоя являются размеры порядка 10м и более, а для толстого – менее 8-10м, как по радиальной, так и по азимутальной координате.

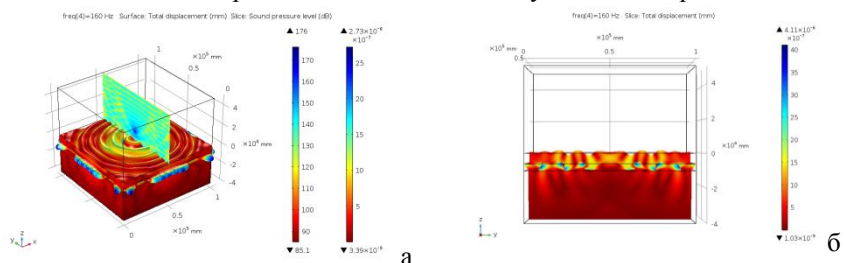


Рис. 4.

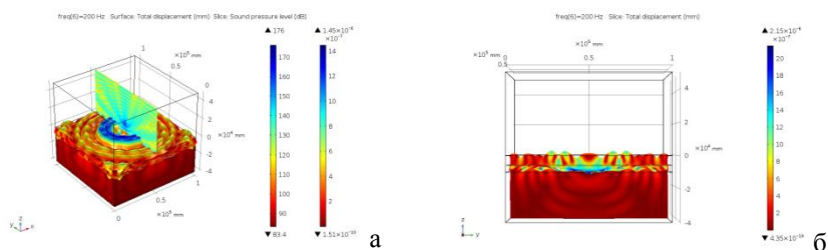


Рис. 5.

Таким образом, анализ амплитудного распределения на границе водно-дно, обусловленного поверхностной волной, возбуждаемой гидроакустическим источником, установленным вблизи водораздела, излучение которого перестраивается в полосе частот 100-200Гц, позволяет рассматривать особенности волнового рельефа на поверхности раздела сред для некоторых опорных частот этой полосы в качестве признака присутствия инородного придонного слоя и дает возможность получить оценки его мощности.

### ЛИТЕРАТУРА

1. Лазарев В.А., Малеханов А.И., Мерклин Л.Р., Романова В.И., Таланов В.И., Хилько А.И. Океанология, 2013, т. 53, № 6, с. 843-850
2. Jensen Finn B., Kuperman William A., Porter Michael B., Schmidt Henrik Computation Ocean Acoustics. Springer. 2011.

УДК 534.888, 551.46

**А.Н. Ивакин**

**ОБРАТНОЕ РАССЕЯНИЕ И ДАЛЬНЯЯ РЕВЕРБЕРАЦИЯ В  
МЕЛКОМ МОРЕ**

Лаборатория прикладной физики, Университет штата Вашингтон  
1013 NE 40th Street, Seattle WA98105  
Тел: (206) 616-4808, Факс: (206) 543-6785, E-mail: aniv@uw.edu

*В рамках теории возмущений для функции Грина в океаническом волноводе с неровными границами раздела предложен метод расчёта и получено замкнутое выражение для средней интенсивности реверберационного поля. Определён в явном виде локальный коэффициент рассеяния полного поля неровной границей, который связан но отличается от обычного сечения рассеяния плоской волны, используемого в традиционных моделях реверберации, рассматривающих распространение и рассеяние не полного поля, а парциальных волн/мод/лучей. В частности, коэффициент рассеяния полного поля отличен от нуля при скользящем распространении звука вдоль границы раздела, и его введение особенно целесообразно и эффективно при рассмотрении дальней реверберации. Разработанный подход обеспечивает возможность оценки интенсивности реверберации как функции расстояния, используя современные численные методы расчёта распространения полного поля в нерегулярных волноводах с плавными границами раздела (такие как метод параболического уравнения). Предложен метод быстрой (оперативной) оценки дальней реверберации в случае широкополосного излучения, основанный на использовании волноводного инварианта амплитуды полного поля в координатах частота-расстояние. Приведено сравнение с результатами недавних экспериментов по дальней донной реверберации в мелком море с неровным песчаным дном..*

Рассмотрим невозмущенную среду и акустическое давление возбужденное источником, расположенным в точке **B**

$$p(\mathbf{r}, \mathbf{B}) = DG_B(\mathbf{r}) \quad (1)$$

Здесь  $D$  - параметр задающий силу источника,  $G_B(\mathbf{r})$  - функция Грина, которая вблизи источника представляет собой сферическую волну единичной амплитуды,

$$|\mathbf{r} - \mathbf{B}| G_B(\mathbf{r}) \xrightarrow{\mathbf{r} \rightarrow \mathbf{B}} 1 \quad (2)$$

Существуют аналитические и численные решения для функции Грина, основанные на различных методах, включая метод параболического уравнения, нормальных волн, лучевой, конечно-разностный, и другие методы, применяемые в частности при расчётах звукового поля в морской среде для определения потерь при распространении ( $TL$  – transmission loss) звука относительно его амплитуды на единичном расстоянии от источника [1],

$$TL = -20 \log |r_0 G_B(\mathbf{r})|, \text{ где } r_0 = 1 \text{ м.}$$

Разработан также метод возмущений для функции Грина в неоднородных средах и волноводах с неровными границами раздела. В теоретической модели рассмотренной в работе [2] используется двух масштабный подход, т.е. каждая граница представлена как суперпозиция (а) невозмущенной достаточно плавной поверхности сравнения (включающей возможные крупномасштабные в сравнении с длиной звуковой волны детерминированные неровности, например, учитывающие батиметрический профиль дна) и (б) мелкомасштабных (порядка длины волны Брэгга) неровностей - случайных возмущений поверхности сравнения.

Решение в рамках теории малых возмущений первого порядка приводит к следующему интегральному выражению [2] для средней интенсивности однократно рассеянного поля,  $p'$ , в точке приёма  $\mathbf{A}$

$$I_{AB} = \langle |p'(\mathbf{A}, \mathbf{B})|^2 \rangle = |D|^2 \int M(\mathbf{r}) |G_A(\mathbf{r}) G_B(\mathbf{r})|^2 d^2 r \quad (3)$$

где интегрирование производится по невозмущенной (сглаженной) поверхности,  $S: z = h(\mathbf{R})$ , и  $M(\mathbf{r})$  - коэффициент рассеяния полного поля возмущениями (неровностями) поверхности, которые определяются вертикальным смещением реальной поверхности (возмущенной границы раздела)  $\tilde{S}: z = \tilde{h}(\mathbf{R}) = h(\mathbf{R}) + \zeta(\mathbf{R})$  относительно её невозмущенного состояния. Величина коэффициента рассеяния  $M$  определяется выражением

$$M = \frac{k_0^4}{4} |\Gamma|^2 \Phi(\mathbf{q}_{AB}) \quad (4)$$

Здесь  $k_0$  - характерное фиксированное волновое число в среде,  $\Phi$  - локальный пространственный энергетический спектр малых (в сравнении с длиной звуковой волны) случайных неровностей

$$\Phi(\mathbf{R}, \mathbf{q}) = (2\pi)^{-2} \int \langle \zeta(\mathbf{R} + \mathbf{a}/2) \zeta(\mathbf{R} - \mathbf{a}/2) \rangle \exp(i\mathbf{q} \cdot \mathbf{a}) d^2 a \quad (5)$$

где скобки  $\langle \dots \rangle$  означают усреднение по ансамблю неровностей,  $\langle \zeta(\mathbf{R}') \zeta(\mathbf{R}'') \rangle$  - пространственная корреляционная функция неровностей,  $\mathbf{q}_{AB}(\mathbf{R}) = \mathbf{k}_A(\mathbf{R}) + \mathbf{k}_B(\mathbf{R})$  - локальный вектор рассеяния Брэгга,



$\mathbf{k}_{A,B} = -i\nabla_R \ln(G_{A,B})$  – горизонтальные компоненты волновых векторов направленных из точек источника (В) и приёмника (А) в точку рассеяния на невозмущённой поверхности. Фактор  $\Gamma$  в (4) задаётся контрастом параметров на границе раздела. Его общее выражение приведено в работе [2] для различных типов границ. Ниже приведено выражение для частного случая плоской (в среднем) поверхности жидкого полупространства, моделирующего донные морские осадки, при малых углах скольжения  $\chi_A, \chi_B$  и произвольных азимутальных углах  $\varphi_A$  и  $\varphi_B$ , см. уравнение (36) в работе [2]

$$\Gamma \approx \Gamma_0 = \frac{1}{2m^2}(1-n^2) + \left(1 - \frac{1}{m}\right) \cos^2\left(\frac{\varphi_A - \varphi_B}{2}\right) \quad (6)$$

где  $m = \rho / \rho_0$  и  $n = c_0 / c$  – относительные плотность и показатель преломления дна.

Коэффициент рассеяния полного поля  $M$  связан но отличается от  $\sigma$  –сечения рассеяния единичной площадкой, используемого в традиционных моделях реверберации, рассматривающих распространение и рассеяние не полного поля, а парциальных плоских волн, мод, или лучей, см. например [3-5]. Связь между этими двумя характеристиками выясняется при рассмотрении случая, когда источник и приёмник находятся в однородном полупространстве, невозмущённая граница которого является достаточно гладкой, так что эффектами затенения можно пренебречь. В этом случае величина  $\sigma$  связана со средней интенсивностью рассеянного поля, см. например [4], выражением аналогичным (3)

$$I_{AB0} = |D|^2 \int \sigma(\mathbf{r}) |G_{A0}(\mathbf{r}) G_{B0}(\mathbf{r})|^2 d^2r \quad (7)$$

При этом сечение рассеяния  $\sigma(\mathbf{r}) = \sigma(\mathbf{r}, \chi_A, \chi_B, \varphi_A, \varphi_B)$  задаётся как функция локальных углов скольжения и азимута для падающей и рассеянной плоских волн, а  $G_{A0}$  и  $G_{B0}$  – представляют функцию Грина однородного безграничного пространства, то есть сферическую волну единичной амплитуды, так что

$$|G_{A0}(\mathbf{r}) G_{B0}(\mathbf{r})| = |\mathbf{r} - \mathbf{A}|^{-1} |\mathbf{r} - \mathbf{B}|^{-1} \quad (8)$$

Выражение (3) применимо и в этом простом случае. Будем считать, что на сглаженной (невозмущенной) поверхности применимы граничные условия Кирхгофа (или касательной плоскости), и локальный коэффициент отражения плоских волн задан как функция локального угла скольжения,  $V(\chi)$ . В этом случае

$$\begin{aligned} G_A(\mathbf{r}) &= G_{A0}(\mathbf{r}) \left(1 + V(\chi_A)\right)_S, \\ G_B(\mathbf{r}) &= G_{B0}(\mathbf{r}) \left(1 + V(\chi_B)\right)_S, \end{aligned} \quad (9)$$

Сравнивая (3) и (7), получаем искомую взаимосвязь

$$M(\mathbf{r}) = \frac{\sigma(\mathbf{r}, \chi_A, \chi_B, \varphi_A, \varphi_B)}{|1 + V(\chi_A)|^2 |1 + V(\chi_B)|^2} \quad (10)$$

Из сравнения свойств коэффициентов  $M$  и  $\sigma$ , становится заметно преимущество использования  $M$ , который отличен от нуля при скользящем распространении звука вдоль границы раздела,

$$M \xrightarrow{\chi_{A,B} \rightarrow 0} M_0(\mathbf{r}, \varphi_A, \varphi_B) \quad (11)$$

см. (4) и (6), тогда как

$$\sigma \xrightarrow{\chi_{A,B} \rightarrow 0} 0 \quad (12)$$

поскольку для реальных границ раздела всегда выполняется условие  $V(\chi) \xrightarrow{\chi \rightarrow 0} -1$ . Это позволяет оценивать интенсивность рассеяния и реверберации без разделения полного поля вблизи границы на падающие, отражённые, и рассеянные волны. Такое преимущество особенно существенно в случае дальней реверберации, соответствующей малым углам скольжения поля при волноводном распространении, когда его трудно разделить на парциальные волны, моды, или лучи. Эта и другие проблемы, возникающие при моделировании дальней реверберации с использованием  $\sigma$ , в деталях обсуждается, например, в работе [6]. Кроме того, использование коэффициента рассеяния  $M$  и уравнения (3), которое имеет простую форму уравнения сонара, позволяет прямым и естественным образом внедрять современные методы расчёта функции Грина в задачу по оценке дальней реверберации в сложных морских волноводах.

Другим существенным преимуществом предлагаемого подхода является возможность быстрой (оперативной) оценки интенсивности реверберации в случае импульсного относительно широкополосного излучения. Скорость оценки существенно возрастает, поскольку требуются вычисление только амплитуды невозмущённого поля вблизи гладкой границы, и только на единственной (центральной) частоте, обозначенной здесь  $f_0$ . Это является практически важным, поскольку амплитуда функции Грина в волноводе является быстро осциллирующей функцией расстояния и частоты звука. Интегрирование в (3) по "озвученной" поверхности приводит к частичному сглаживанию осцилляций. Практически важным является определение площади этой части поверхности и её связь с расстоянием и параметрами системы, азимутальной направленностью  $\Delta\varphi$  и шириной полосы частот

$\Delta f$ . Для оценки поперечного (относительно направления распространения) размера имеем простое соотношение  $\Delta_{\perp} r = r \Delta \varphi$ . Размер "озвученной" площади в направлении распространения  $\Delta r$  определяется через  $\Delta f$  более сложным образом, различным для ближнего и дальнего распространения.

На ближних расстояниях, когда можно пренебречь интерференцией сигнала, возникающей при переотражениях на границах волновода, имеем оценку  $\Delta r = c_0 \tau / 2 = c_0 / \Delta f / 2$ , где  $\tau$  - длительность излучения. Например, в приводимом ниже случае, используемом для сравнения с экспериментом,  $\Delta f = 100$  Гц,  $c_0 = 1525$  м/с - скорость звука в воде, и следовательно  $\Delta r = 7.6$  м. На длинных дистанциях, когда эффекты интерференции становятся определяющими, для оценки  $\Delta r$  используется другой подход. Учитывается наличие волноводного инварианта интерференционной структуры интенсивности поля в координатах частота-расстояние. В результате сглаживание по расстоянию становится эквивалентным сглаживанию по заданному диапазону частот. Это приводит к следующей оценке:  $\Delta r = (\Delta f / f_0)(r / \beta)$ , где  $\beta = (\partial \omega / \omega) / (\partial r / r)$  - волноводный инвариант. Объединяя два рассмотренных случая, получаем следующую оценку, применимую для произвольной комбинации расстояний и полосы частот

$$\Delta r = (\Delta f / f_0) \max \{ r, R_0 \} \quad (13)$$

$$R_0 = \lambda_0 (\Delta f / f_0)^{-2} \beta / 2 \quad (14)$$

где  $R_0$  - характерное расстояние, на котором происходит переход от режима ближнего распространения к дальнему,  $\lambda_0 = c_0 / f_0$  - характерная длина звуковой волны. В приводимом ниже примере  $f_0 = 3450$  Гц,  $\beta = 1$ , и следовательно,  $R_0 = 265$  м.

Для иллюстрации изложенного подхода и сравнения расчётов с результатами недавнего крупного эксперимента проведённого в мелком море [7] был рассмотрен волновод Пекериса с толщиной водного слоя 19 м и параметрами дна, характерными для песчаных осадков, плотностью  $\rho = 2$  г/см<sup>3</sup>, скоростью звука  $c = 1630$  м/с, и тангенсом угла потерь  $\delta = 0.01$ . Для расчёта амплитуд функции Грина, используемой в (3), то есть полного поля, распространяющегося вблизи дна, использовался метод параболического уравнения. Положение и характеристики источника и приёмника, а также другие параметры (приведенные выше), были заданы в соответствии с условиями эксперимента и с учётом квази-моностатической конфигурации системы [7]: глубина источника - 17.8 м, глубина приёмной горизонтальной

антенны (FORA) – 16.9 м, азимутальная направленность антенны  $\Delta\varphi = 2.6^\circ$ , уровень излучения  $SL = 20\log|r_0 D| = 200$  дБ.

Для дальнейшего анализа рассчитывался, используя (3), относительный уровень реверберации,  $10\log(r_0^2 I_{AB} / |D|^2)$ , который сравнивался с результатами эксперимента, приведёнными в работе [7] и показанными на Рис.1. Единственным свободным параметром модели является коэффициент рассеяния  $M_0$ . Для песчаных осадков в районе эксперимента, в соответствии с (6), имеем  $\Gamma_0 \approx 0.5$ . Таким образом, согласно (4),  $M_0$  полностью определяется спектром неровностей дна, который предполагался плавно изменяющимся по трассе распространения сигнала. Разумное соответствие результатов расчёта с экспериментом, см. Рис.1, было достигнуто при зависимости  $M_0$  от расстояния, показанной на Рис.2.

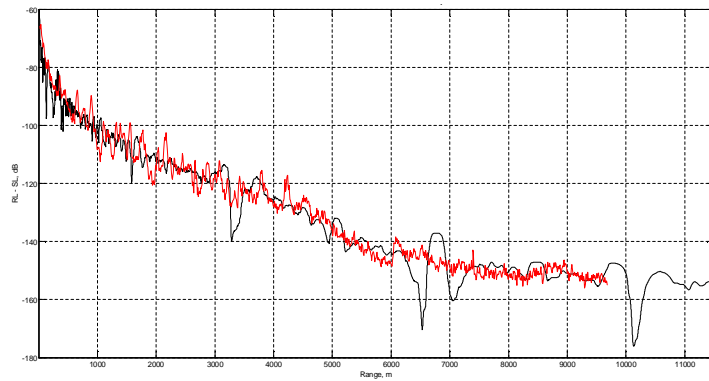


Рис.1. Сравнение расчётной и измеренной интенсивности реверберации как функции расстояния

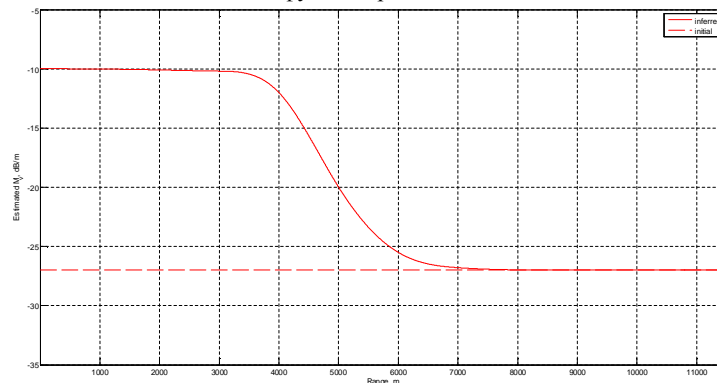


Рис.2. Оценка коэффициента рассеяния полного поля как функции расстояния, полученная из сравнения показанного на Рис.1.

Таким образом, изложенная модель может использоваться для дистанционной оценки изменения спектра неровностей дна по трассе распространения звука, основываясь на измерениях интенсивности дальней реверберации в мелком море. В заключение отметим, что изложенный подход применим и для рассмотрения более сложных сред, включая неоднородные по трассе и трёхмерные волноводы, где функция Грина может быть рассчитана различными численными методами, и для учёта других, отличных от неровностей дна, механизмов рассеяния, в частности неровностей поверхности моря [2] и морского льда [8], а также объёмного рассеяния в водной толще и в морских осадках [9].

### ЛИТЕРАТУРА

1. F.B. Jensen, W.A. Kuperman, M.B. Porter, and H. Schmidt, *Computational Ocean Acoustics* (AIP Press, New York, 1994), 612p.
2. A.N. Ivakin, "A full-field perturbation approach to scattering and reverberation in range-dependent environments with rough interfaces"// J. Acoust. Soc. Am., 2016, v.140, p.657-665.
3. A.N. Ivakin, "A unified approach to volume and roughness scattering"// J. Acoust. Soc. Am., 1998, v.103, p.827-837.
4. D.R. Jackson and M.D. Richardson, *High-Frequency Seafloor Acoustics* (Springer, New York, 2007), Appendix M, p.557-567.
5. D.R. Jackson, R.I. Odom, M.L. Boyd, and A.N. Ivakin, "A geoacoustic bottom interaction model (GABIM)"// IEEE J. Ocean. Eng., 2010, v.35, p.603-617.
6. K.B. Smith, W.S. Hodgkiss, and F.D. Tappert, "Propagation and analysis issues in the prediction of long-range reverberation"// J. Acoust. Soc. Am., 1996, v.99, p.1387-1404.
7. B.T. Hefner and D. Tang, "Overview of the reverberation component of TREX13"// *UACE2014*, J.S. Papadakis and L. Bjorno (Eds), Rhodes, Greece, 2014, p.707-713.
8. S.D. Frank and A.N. Ivakin, "Long-range reverberation in an Arctic environment: effects of ice thickness and elasticity"// J. Acoust. Soc. Am., 2018, v.143, (in press, accepted).
9. A.N. Ivakin, "A modeling approach to volume scattering and reverberation in shallow water"// *UACE2015*, J.S. Papadakis and L. Bjorno (Eds), Crete, Greece, 2015, p.171-176.

УДК 534.26

**А. А. Клещёв**

**МЯГКИЙ ВЫТЯНУТЫЙ СФЕРОИД В ПЛОСКОМ ВОЛНОВОДЕ С  
ТВЁРДЫМ УПРУГИМ ДНОМ, ОБЛУЧАЕМЫЙ ИМПУЛЬСНЫМ  
ЗВУКОВЫМ СИГНАЛОМ**

Санкт-Петербургский Государственный морской  
технический университет,  
Россия, 190008, Санкт-Петербург, ул. Лоцманская, д.3  
Тел.: (812) 783-1546; E-mail: alexalex-2@yandex.ru

*На основе метода мнимых источников и мнимых рассеивателей найдется решение задачи дифракции импульсных звуковых сигналов на идеальном (мягком) вытянутом сфероиде, помещённом в плоский волновод с твёрдым упругим дном. В работе доказывается, что при такой постановке задачи исключается возможность использования метода нормальных волн поскольку импульсы представляют сгустки энергии и могут поэтому распространяться только с групповой (а не фазовой) скоростью, которая присуща как раз методу мнимых источников. Вычисления, выполненные в статье, показали, что мнимые источники с малыми номерами испытывают эффект полного внутреннего отражения, в результате этого их коэффициент отражения  $V$  от твёрдого упругого дна оказывается комплексным, при этом вещественная часть  $V$  близка к 1,0, что соответствует  $V$  абсолютно твёрдого дна. Найденные последовательности отражённых импульсов для твёрдого упругого и абсолютно твёрдого дна подтвердили это предположение.*

Хорошо известно [1], что импульсный звуковой сигнал, как сгусток энергии, распространяется с групповой скоростью. Это обстоятельство вынуждает нас использовать метод мнимых источников при изучении временных характеристик импульсных сигналов, рассеянных различными телами, помещёнными в плоский волновод [2 - 7]. При этом спектральные характеристики импульсов, имеющие дело с непрерывными гармоническими сигналами, могут исследоваться с помощью метода нормальных волн [8]. Обратимся к знакомой задаче дифракции звука на сфероидальных телах [2- 4, 7], сохранив: на верхней границе условие Дирихле, размеры волновода и расположение точечного источника и рассеивателя относительно границ, заменив только идеально твёрдую нижнюю границу на упругое изотропное дно. Физические параметры подстилающей нижней среды будут соответствовать упругому изотропному дну, но по своим значениям они будут

весьма близки к параметрам трансверсально – изотропной осадочной породы – крупного тёмно серого алевролита [9]. Скорость продольной волны в таком материале составит 4750 м/с, скорость поперечной волны - 2811 м/с. При использовании и в этом случае метода мнимых источников нужно ввести коэффициент отражения  $V$  для каждого из источников [10], при отображении источников относительно верхней границы источники, как и раньше [2 – 7], будут менять знак на противоположный, что соответствует изменению их фазы на  $\pi$ . Известно [10], что в методе мнимых источников граничные условия строго не выполняются ни на одной из границ волновода даже в случае идеальных граничных условий Дирихле и Неймана. Для лучшего выполнения этих условий в дифракционных задачах [2 – 7, 13] были введены мнимые рассеиватели путём зеркального отображения относительно границ. Точно также введём мнимые рассеиватели и в нашей задаче и сравним последовательность отражённых импульсов [2, 3, 13] в случае идеальных границ и при наличии в волноводе твёрдого дна. В [10] показано, что метод мнимых источников применим и в том случае, когда коэффициент отражения  $V$  будет являться функцией угла падения волны от источника относительно нормали к границе. В нашем случае этот угол будет определяться взаимным положением источника (действительного или мнимого) и рассеивателя (действительного или мнимого), на который падает волна от данного источника. Так как приёмник совмещён с действительным источником  $Q$ , то последовательность отражённых импульсов будет определяться количеством и амплитудами отражённых сигналов (от различных рассеивателей), имеющих одинаковое время распространения от источников до рассеивателя и от рассеивателя до точки  $Q$ . Параметры волновода, положение действительного источника  $Q$  (совмещённого с приёмником) и действительного рассеивателя сохраним неизменными по сравнению с [2, 3, 13]:  $L = 1000$  м.,  $H = 400$  м., действительный источник  $Q$  и действительный рассеиватель находятся на глубине 200 м., рассеиватель в виде идеально мягкого вытянутого сфероида имеет соотношение полуосей  $a/b = 10$  ( $a = 0,279$  м.), а его ось вращения направлена перпендикулярно плоскости рисунка (см. рис. 1). Формула для коэффициента отражения  $V_{0N}$ , где  $N$  – номер источника, дана в [10]. Для вычисления первых пяти отражённых импульсов нам нужны следующие коэффициенты отражения:  $V_{03}$  в направлении на первый (действительный) рассеиватель  $01V_{05}$  в направлении на второй (мнимый) рассеиватель  $02V_{06}$  в направлении на этот же второй рассеиватель. В результате несложных расчётов с помощью [10] получаем:  $V_{03} = 0,9989 + i0,0633$ ;  $V_{05} = 0,9989 + i0,0633$ ;  $V_{06} = 0,6238 + i 0,7897$ . Все три коэффициента получились комплексными, что означает полное внутреннее отражение на границе жидкость – упругое твёрдое дно, вследствие этого модули всех трёх коэффициентов отражения равны 1,0, а вещественные части первых двух коэффициентов близки к +1,0, что характерно для границы жидкость – абсолютно твёрдое дно. Полученная в результате расчётов последовательность из первых пяти отражённых импульсов представлена на рис. 2.

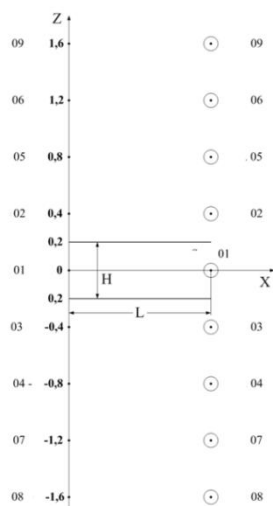


Рис.1.

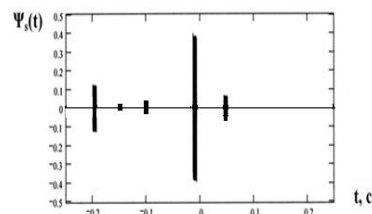


Рис.2.

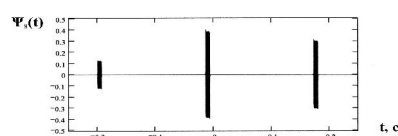


Рис.3.

Сравним её с последовательностью импульсов на рис. 3 для идеальных границ: 1-ый и 4-ый импульсы рис. 2 полностью совпадают с 1-ым и 2-ым импульсами рис. 3, что же касается 2-го, 3-его и 5-го импульсов рис. 2, то в случае идеальных границ и симметричного расположения действительных источника и рассеивателя относительно границ волновода, они компенсируются другими отражёнными импульсами, т. е. 2-ой, 3-ий и 5-ый импульсы рис. 2 показывают различие в последовательности отражённых импульсов при замене абсолютно твёрдого дна на упругое твёрдое.

Аналогичная картина будет наблюдаться и для анизотропного дна, например, кремниевое, скорость квазипродольной волны в котором приблизительно 8300 м/с, а скорость квазипоперечной волны около 5700 м/с, при этом второй квазипоперечной волны в анизотропном материале не возникает в силу постановки задачи [12, 13]. Из-за больших скоростей квазипродольной и квазипоперечной волн эффект полного внутреннего отражения у анизотропного дна проявится ещё сильнее, чем у изотропного.

В результате проведённых исследований можно сделать 3 основных вывода:

- 1) При изучении задач распространения и дифракции импульсных сигналов в плоском волноводе нужно использовать метод мнимых источников, поскольку импульсы, как сгустки энергии, распространяются по любому направлению (в том числе и вдоль оси волновода) с групповой скоростью, не превосходящей скорость звука, а именно на эту скорость опирается метод мнимых источников;
- 2) замена твёрдого упругого дна на абсолютно твёрдое дно вполне допустима для тех источников (действительного и мнимых), волны от кото-



- рых при падении на упругое твёрдое дно испытывают полное внутреннее отражение;
- 3) принятая нами модель мнимых источников и мнимых рассеивателей вполне допустима (из-за полного внутреннего отражения), по крайней мере, вычисленных первых пяти отражённых импульсов в волноводе с твёрдым упругим дном.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Кольский Г. Волны напряжений в твёрдых телах. М.: ИЛ, 1956. 272 с.
2. Клещёв А. А., Кузнецова Е. И. Рассеяние импульсных звуковых сигналов сфероидальным телом, находящимся в плоском волноводе. / Сб. тр. XXIV сессии РАО. М.: ГЕОС. 2011. С. 198 – 201.
3. Kleshchev A. A., Kuznetsova E. I. Diiffraction of Impulse Signals on Spheroidal Body, Put in Plane Waveguide/ / International Journal of Theoretical and Mathematical Physics. 2012. V. 2. № 6. P. 211 – 214.
4. Kleshchev A. A. Diffraction of Pulse Sound Signals on Elastic Spheroidal Shell, Put in Plane Waveguide. / Advanced Studies in Theoretical Physics. 2013. V. 7. № 13 – 16/ P. 697 – 705.
5. Kleshchev A. A. Diffraction of Sound Signals at Elastic Shell of Non-analytical Form Put in Plane Waveguide. / Advances in Signal Processing. 2014. V. 2. № 2. P. 46 – 49.
6. Kleshchev A. A. Pulse Sound Signals Diffraction on Elastic Bodies of Analytical and Nonanalytical Forms, Put in Plane Waveguide. / Zeitschrift fur Naturforschung A. 2015. V. 70. № 6. P. 419 – 427.
7. Клещёв А. А. Дифракция импульсных звуковых сигналов на упругих телах сфероидальной формы, находящихся в плоском волноводе. / Морские интеллектуальные технологии. 2015. Т. 2. № 28. С. 77 – 81.
8. Клещёв А. А., Клюкин И. И. Спектральные характеристики рассеяния звука телом, помещённым в звуковой канал. / Акуст. журн. 1974. Т. 20. № 3. С. 470 – 473.
9. Лехницкий С. Г. Теория упругости анизотропного тела. М.: Наука, 1977. 416 с.
10. Бреховских Л. М. Волны в слоистых средах. М.: Изд-во АН СССР, 1957. 502 с.
11. Клещёв А. А. Гидроакустические рассеиватели. 2 – ое изд. С.-Пб.: Прима, 2012. 268 с.
12. Дьелесан Э., Руайе Д. Упругие волны в твёрдых телах. М.: Наука, 1982. 424 с.
13. Клещёв А. А. Дифракция и распространение волн в упругих средах и телах. С.-Пб., Влас, 2002. 156 с.

УДК 534.26

**О.И.Косарев, Н.А. Остапишин, А.К. Пузакина**

**ЗВУКОВОЕ ДАВЛЕНИЕ В ДАЛЬНОМ ПОЛЕ, СОЗДАВАЕМОЕ  
КОНЕЧНОЙ ЦИЛИНДРИЧЕСКОЙ ОБОЛОЧКОЙ**

Институт машиноведения им. А.А. Благонравова РАН,  
Россия, 10199, Москва, Малый Харитоньевский пер., д.4,  
Тел.(499)135-8530; Факс: (499)135-6105, E-mail: oikosarev@yandex.ru

*Проведены сравнительные исследования двух методов расчета звукового давления в дальнем поле, создаваемого колеблющейся конечной цилиндрической оболочкой в жидкости.*

Решение проблем, связанных с расчетом звукового давления в дальнем поле, создаваемого колеблющейся конечной цилиндрической оболочкой, остается актуальной в настоящее время. Анализ опубликованных работ [1-4] показал, что из применяемых методов расчета наиболее известными являются метод, использующий интегральную формулу Кирхгофа [2] и метод перевала [3]. Предложенный в работе [1] импеданс для ограниченного цилиндра применим только для конечных условий Навье. Недостатком формулы, полученной методом перевала [3], является то, что она относится только к частому случаю пульсирующего цилиндра. На практике вынужденные колебания конечной свободной цилиндрической оболочкой в жидкости могут быть определены только в результате расчета вынужденных колебаний оболочкой.

Для расчета звукового давления в дальнем поле используется интегральная формула Кирхгофа, которая после интегрирования по окружной координате приводится к виду [2]

$$p(r, \theta) = \frac{i^n e^{-ikR}}{2R} \left[ \mu J_n'(\mu) \int_0^L p(x) e^{ikx \cos \theta} dx - a \rho \omega^2 J_n(\mu) \int_0^L w(x) e^{ikx \cos \theta} dx \right], \quad (1)$$

где  $\mu = k \sin \theta$ ,  $k = \omega / c$ ,  $\omega = 2\pi f$  - угловая частота,  $c$  - скорость звука в жидкости,  $L$  - длина оболочкой,  $\rho$  - плотность жидкости,  $w(x, \varphi)$  - виброперемещение поверхности оболочкой,  $a$  - радиус оболочкой,  $x$ ,  $\varphi$  - продольная и окружная координаты оболочкой,  $\theta$  - угол наблюдения.

В формулу (1) входит звуковое давление  $p(x)$  на поверхности цилиндрической оболочкой, для определения которого могут быть использованы различные методы. В первом методе [3], используется формула звукового давления на поверхности конечного цилиндра при произвольной функции

радиального виброперемещения  $w(x)$ , допускающей представление  $w(x)$  в виде интеграла Фурье. Эта формула без учета суммирования гармоник  $n$

$$p(x) = \frac{a\rho\omega^2}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{w(x) H_n^{(2)}(a\tau) e^{i\gamma(z-x)} d\gamma dx}{a\tau H_n^{(2)'}(a\tau)} \quad (2)$$

где  $H_n^{(2)}(a\tau)$ ,  $H_n^{(2)'}(a\tau)$  функция Ганкеля второго рода и ее производная,  $\tau=k^2-\gamma^2)^{1/2}$ ,  $\gamma$  - переменная интегрирования.

Во втором методе [2], звуковое давление  $p(x)$  определено, исходя из предположения, что входящие в (1) интегралы, включающие  $p(x)$  и  $w(x)$ , названные в [2] обратными преобразованиями Фурье связаны между собой импедансной зависимостью

$$p^*(\varepsilon) = \frac{w^*(\varepsilon) H_n^{(2)}(a\sqrt{k^2 - \varepsilon^2})}{a\sqrt{k^2 - \varepsilon^2} H_n^{(2)'}(a\sqrt{k^2 - \varepsilon^2})} \quad (3)$$

Однако это предположение не убедительно и требует проверки.

Целью данной работы является сравнить результаты расчетов звукового давления в дальнем поле (1), получаемые при использовании выражений (2) и (3) и выбрать из них наиболее удобное для практических расчетов. Неудобство формулы (2) обусловлено необходимостью численного расчета несобственного интеграла с модифицированной функцией Ганкеля (при комплексных аргументах при  $k < \gamma$ ) и наличием логарифмической особенности функции Ганкеля при  $\gamma=k$ . Вычисления по формуле (2) проводятся следующим образом. Формула (2) представляется в виде [4]

$$p_s(\eta) = B \int_0^{\ell} w_m(\xi) \Phi_n(\eta - \xi) d\xi, \quad (4)$$

где  $B=a\rho\omega^2/2\pi$ , безразмерные параметры (в долях радиуса  $a$ ):  $L$ —длина оболочки;  $w(\xi)$ —радиальное смещение;  $\eta, \xi$  - координаты продольной оси оболочки. Ядро интеграла (4)

$$\Phi_n(\eta) = \int_{-\infty}^{\infty} F(v) e^{i\eta v} dv, \quad (5)$$

где подынтегральная функция  $F_n(v) = \frac{H_n^{(2)}(v)}{nH_n^{(2)}(v) - vH_{n+1}^{(2)}(v)}$ ,  $H_n^{(2)}(v)$  — функция Ганкеля второго рода порядка  $n$  от аргумента  $v=(t^2-\mu^2)^{1/2}$ ,  $t=ka$ ,  $\mu=\gamma a$ .

Несобственный интеграл (5), учитывая асимптотические особенности и свойства подынтегральной функции, можно представить [4]:

$$\Phi_n(\eta) = 2 \left[ \int_0^A F_n(v) \cos(\mu\eta) d\mu + C_i(A\eta) \right] \quad (6)$$

где  $C_i(A\eta)$  - интегральный косинус от аргумента  $(A\eta)$ ;  $A$  - большое число, определяемое из условия приемлемой точности вычисления  $\Phi_n(\eta)$ . По формуле (6) оценивается точность вычисления функции  $\Phi_n(\eta)$ . Вычисления по оценке точности расчета выполнялись при следующих параметрах. Величины  $n=0,1,2,\dots,10$ ;  $0,05 < t < 10$ ;  $1,0 < \eta < 16$ ;  $A=300,0$ ;  $d\mu=0,005$ . Величины  $A$  и  $d\mu$  установлены в результате численного исследования осциллирующей функции  $F_n(v)$  из условия, чтобы ошибка вычисления выражения (6) не превысила  $\delta \leq 2\%$ . При  $\mu=t$  функция  $F_n(v)$  имеет интегрируемую логарифмическую особенность. Интегрирование на участке  $\mu < t$  производилась по ветви  $v$ , а при  $\mu > t$  по ветви  $v = -i(t^2 - \mu^2)^{1/2}$ . Функции  $\Phi_n(\eta)$  и  $F_n(v)$  быстро осциллируют, поэтому необходима высокая точность вычисления и следовательно большие затраты машинного времени. На рис.1 показаны диаграммы направленности  $p_\theta$  в относительных величинах звукового давления в долях  $\rho c^2 (e^{ikR}/R)$  по углу наблюдения  $\theta$ . Сплошные кривые соответствуют расчету с использованием формулы (2), а пунктирные – с использованием формулы (3). Форма колебаний задана в виде  $w(x) = \sin(\pi mx/L)$ . Две верхние кривые 1 посчитаны для параметров:  $n=3, m=3, t=4, L=3$ . Две нижние кривые 2 посчитаны для параметров:  $n=2, m=5, t=4, L=3$ . Параметры взяты такими же, как у кривых на рис.5.15 [2].

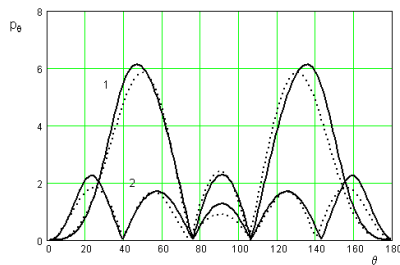


Рис.1.

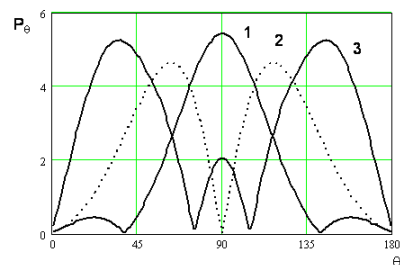


Рис.2.

Установлено, что увеличение длины  $L$  приводит к пропорциональному увеличению амплитуды звукового давления. С увеличением частоты колебаний амплитуды звукового давления растут по слабо нелинейному закону, близкому к прямой пропорциональной зависимости.

Приведенные формулы и разработанные программы расчета звукового давления на поверхности конечной цилиндрической оболочки и диаграмм направленности могут быть использованы при расчетах колебаний и гидроакустического излучения конечных свободных упругих цилиндрических оболочек в жидкости в дальнем поле.

## ЛИТЕРАТУРА

1. Музыченко В.В., Рыбак С.А. Импеданс излучения ограниченной цилиндрической оболочки // Акустический журнал. -1990. - №5.
2. Авербух А.З., Вейцман Р.И., Генкин М.Д. Колебания элементов конструкций в жидкости. - М.: Наука, 1987. -158 с.
3. Шендеров Е.Л. Волновые задачи гидроакустики. - Л.: Судостроение, 1972. - 349 с.
4. Косарев О.И., Остапишин Н.М., Бедный И.А., Мамонова М.Г. Распределение давления жидкости по длине конечной цилиндрической оболочки при ее колебаниях // Проблемы машиностроения и надежности машин. - 2012.- №4.

УДК 534.231

**В.А. Лисютин**

**СОПОСТАВЛЕНИЕ ЧАСТОТНО-УГЛОВЫХ ЗАВИСИМОСТЕЙ  
КОЭФФИЦИЕНТА ОТРАЖЕНИЯ ДЛЯ ГРАНИЦЫ ФЛЮИД-  
ПОРИСТОЕ ПОЛУПРОСТРАНСТВО В РАМКАХ ТЕОРИИ БИО-  
СТОЛЛА И БИО+МЕЖГРАНУЛЯРНОЕ ТРЕНИЕ**

Севастопольский государственный университет  
ул. Университетская 33, г. Севастополь, Россия, 299053,  
e-mail: vlisiutin@mail.ru

*Определение дисперсионно-диссипативных характеристик, вертикальных профилей нормальных волн, т.е., пространственно-временной структуры акустического поля в условиях мелкого моря требует вычисления частотно-угловых зависимостей коэффициента отражения плоской волны от границы раздела водный слой-дно. Исторически сложился ряд моделей дна: жидкое, упругое, пористо-упругое дно. В рамках модели пористо-упругого дна для вычисления коэффициентов отражения используется теория Био-Столла. В докладе приводятся результаты вычисления коэффициентов отражения от плоской границы раздела флюид – пористое полупространство в рамках модифицированной теории Biot+GS. В теории Biot+GS морские осадки рассматриваются как двухфазная неконсолидированная среда с межгранулярным трением.*

Трудно сказать даже, где бы в акустике океана не встречалась бы задача вычисления частотно-угловых зависимостей коэффициента отражения плоской гармонической волны от границы жидкой и упругой, вязко-упругой либо пористо-упругой сред.

Одной из сложных считается граница флюид – пористое полупространство. Одной из первых работ, решающих эту задачу является [1], где пористая среда рассматривается в рамках теории Био. Однако, теория Био разработана для консолидированной скелетом среды и плохо подходит для границы раздела флюид – песок. В сыпучей среде упругий скелет отсутствует. В настоящем сборнике представлена модификация теории Био «Biot+GS», где упругие постоянные Био в рамках «принципа соответствия» заменены на частотно зависимые «операторы», так, что в частотной области

$$\mu = \gamma_s(i\omega)^m, H = K_m + \gamma(i\omega)^n, C \approx K_m \left( 1 - \frac{\gamma_p(i\omega)^n}{K_g - 2K_m} \right), M \approx K_m.$$

Формулы для вычисления волновых чисел поперечной и продольной волн 1-го и 2-го рода можно найти в [Подключение межгранулярного..., наст. сб.].

Подробное решение достаточно громоздкой задачи о вычислении коэффициента отражения от границы флюид-пористое полупространство можно найти в [1]. Ниже приведены только результаты численного эксперимента.

В качестве модельной взята граница водный слой – дно в точке эксперимента SAX-99. На рис.1 показаны частотные зависимости коэффициента

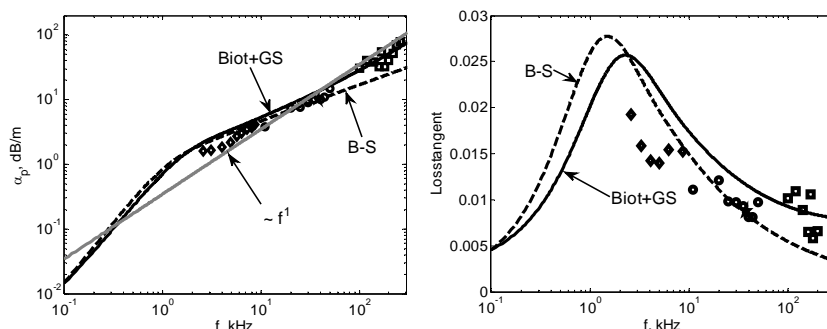


Рис.1. Частотные зависимости коэффициента затухания и тангенса потерь

затухания и тангенса потерь, восстановленные по результатам эксперимента в рамках теории Био-Столла и Biot+GS. Алгоритм инверсии был настроен так, чтобы получить наиболее близкие кривые B-S(f)B+GS(f), но не обязательно наилучшим образом совпадающие с экспериментальными точками. Как видно, кривые отличаются только на высоких частотах, и, кроме того, положение «пика» на графике тангенса в рамках B-S теории не зависит от диаметра пор (согласно B+GS теории это свободный параметр), а определяется только проницаемостью.

Фазовая скорость изменяется в пределах от 1670 м/с до 1780 м/с [Сопоставление... в наст. сб.], что дает изменение предельного угла скольжения  $\chi$  в диапазоне частот «снизу-вверх» ( $c_w = 1530$  м/с) от  $23^\circ$  до  $31^\circ$  - самый интересный диапазон углов скольжения.

Рассмотрим частотные зависимости коэффициента отражения при фиксированных углах падения – рис.2. Нормальное падение и падение под углами скольжения много больше предельного ( $90^\circ$  и  $55^\circ$ ). На высоких частотах B+GS коэффициент отражения оказывается немного больше чем B-S, что объясняется двумя причинами: большей фазовой скоростью продольной волны и ее ростом с частотой и отсутствием относительного движения флюида и соответственно вязкой диссипации энергии. Различие невелико. В условиях мелкого моря такие углы скольжения на высоких частотах характерны для «диссипативных» мод высоких номеров либо непрерывного спектра и небольших расстояний до источника. На низких частотах результаты B+GS и B-S неразличимы.

Малые углы скольжения ( $5^\circ$ ). Результаты B+GS и B-S тоже почти идентичны. Разница заметна на высоких частотах (по тем же причинам) и в об-

ласти «переходной» частоты. Минимумы  $R$ , соответствующие максимуму коэффициента поглощения оказываются смещены друг относительно друга. Такие углы скольжения характерны для любых мод на частотах значительно больше критической.

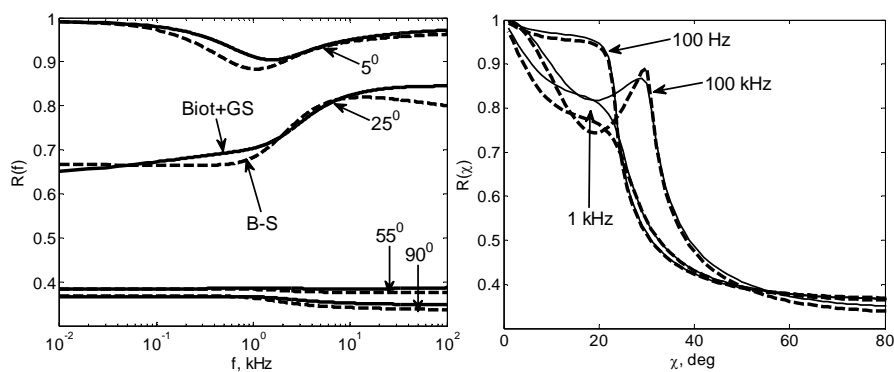


Рис.2. Частотные и угловые зависимости коэффициента отражения

В диапазоне углов в окрестности предельного угла скольжения проявляется наибольшая разница. Согласно В-S, на низких частотах  $R$  практически постоянный, как и фазовые скорости волн. Вязкое трение мало, внутреннее трение, согласно Р. Столлу, от частоты не зависит. Согласно В+GS, фазовые скорости увеличиваются с частотой, что и определяет рост  $R$ . На высоких частотах В+GS коэффициент отражения тоже несколько превышает В-S, причем остается практически постоянным. Причина – вязкой диссипации нет, а увеличение фазовой скорости продольной волны компенсирует рост затухания в среде. Здесь проявляется причинная консервативно-диссипативная связь фазовых скоростей и затухания.

На рис.2 справа – угловые зависимости  $R$  на трех фиксированных частотах. Низкая частота – результат В+GS и В-S практически неразличим. На частотах выше переходной в диапазоне малых углов скольжения появляются различия, позволяющие произвести сопоставление с экспериментальными данными.

## ЛИТЕРАТУРА

1. Stoll R.D. Sediment Acoustics. New York: Springer, 1989.



УДК551.463.21 : 534.2

**А.А. Луньков**

**ИНТЕРФЕРЕНЦИОННАЯ СТРУКТУРА НИЗКОЧАСТОТНОЙ  
ДОННОЙ РЕВЕРБЕРАЦИИ В НЕОДНОРОДНОМ МЕЛКОВОДНОМ  
ВОЛНОВОДЕ**

Институт общей физики им. А.М. Прохорова РАН  
Россия, 119991 Москва, ул. Вавилова, д. 38  
Тел.: (499) 503-8384; Факс: (499) 135-8234;  
E-mail: lunkov@kapella.gpi.ru

*В численных экспериментах изучена изменчивость структуры низкочастотной донной реверберации в неоднородном мелководном волноводе. Описание прямых и рассеянных звуковых полей проведено с использованием теории нормальных волн. В качестве неоднородностей рассмотрены наклон дна, ветровое волнение и внутренние волны. Показано, что указанные неоднородности приводят к вариациям интерференционной структуры донной реверберации, по которым эти неоднородности могут быть идентифицированы. Проанализирована возможность применения фокусировки звука временным обращением волн на одиночном приёмно-передающем элементе для усиления интенсивности донной реверберации.*

Распространение звука в мелководных акваториях сопровождается его рассеянием на различных неоднородностях в толще воды и на границах волновода. Причём на низких частотах рассеяние обусловлено в основном наличием неровностей дна и неоднородностей в верхнем осадочном слое [1]. Особый интерес представляет изучение особенностей обратного рассеяния звука, или реверберации в моностатической постановке, когда источник звука и приёмная система находятся в непосредственной близости друг от друга. Ввиду наличия интерференционной структуры у падающего на дно звукового поля, сходная структура проявляется и в поле реверберационных сигналов, что было продемонстрировано в ряде численных и натуральных экспериментов [2-4]. В настоящей работе в рамках численного моделирования рассмотрен вопрос пространственно-временной изменчивости интерференционной структуры донной реверберации в широкой полосе частот в неоднородном волноводе.

Расчёт интенсивности донной реверберации проводится в рамках теории нормальных волн (мод) аналогично работе [4] для условий Атлантического шельфа [4]. Источником звука является ненаправленный излучатель, а

реверберационные сигналы регистрируются приёмной системой, которая способна осуществлять сканирование по различным направлениям наблюдения в горизонтальной плоскости (рис.1а). Поле неоднородностей, вызывающих рассеяние, считается статистически однородным и изотропным. Радиус корреляции этого поля значительно меньше периода интерференционных биений звукового поля. Пример рассчитанной «трёхмерной» (зависит от координат рассеивающей площадки и частоты) структуры донной реверберации приведён на рис.1б для идеализированного случая цилиндрической симметрии. Как и в поле прямого сигнала, здесь можно наблюдать интерференционные полосы, наклон которых описываются инвариантом Чупрова [5].

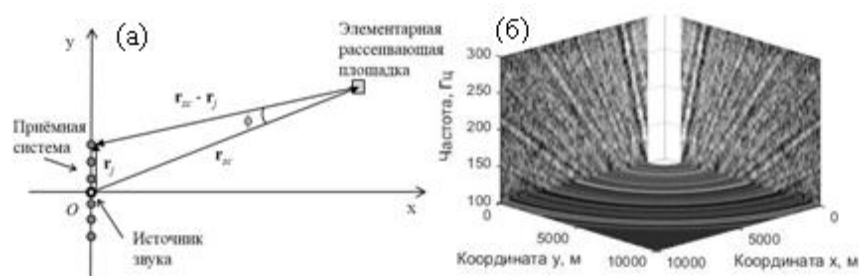


Рис.1. Схема численного эксперимента (а) и трёхмерная интерференционная структура донной реверберации в горизонтально-однородном волноводе с постоянной скоростью звука (б).

В акватории, характеризующейся наличием постоянного уклона дна, интерференционная картина, полученная для различных направлений, будет отличаться (рис.2). В направлении увеличения глубины интерференционные полосы будут идти под меньшим углом, а в направлении уменьшения – под большим по сравнению с горизонтально-однородным волноводом. При этом смещение интерференционного максимума на частоте 300 Гц достигнет двух километров.

Присутствие гидродинамических неоднородностей будет приводить к пространственно-временной изменчивости реверберации. Поверхностное волнение имеет относительно малую характерную длину ( $\leq 100$  м) по сравнению с расстоянием до рассеивающей площадки, поэтому оно будет приводить к шумоподобному искажению интерференционной структуры рассеянного поля (рис.3). При наличии термоклина, экранирующего звук от взволнованной поверхности, этот эффект будет минимален. В таких условиях основным фактором изменчивости поля реверберации будет влияние внутренних волн. Среди линейных внутренних волн наибольшую амплитуду имеют внутренние приливы и инерционные волны. Распространение внутренней приливной волны приводит к частотным смещениям интерференционной картины донной реверберации (рис.4). Отметим, что амплитуда этих смещений будет максимальна в направлении, перпендикулярном направлению движения волны.

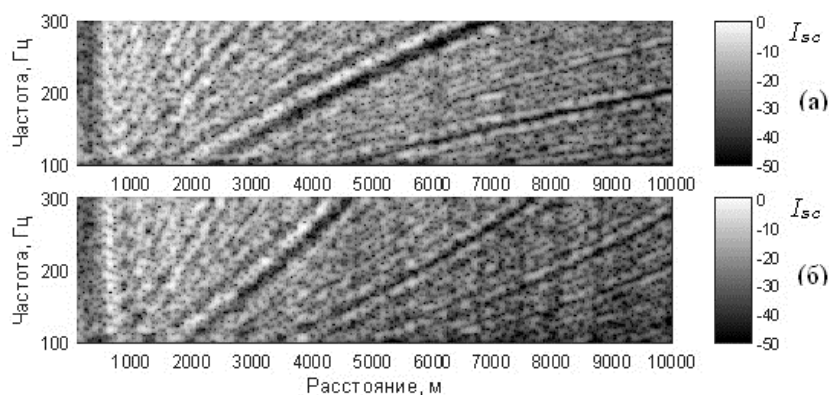


Рис.2. Интерференционная структура донной реверберации в координатах «расстояние до рассеивающей площадки-частота» при равномерном увеличении (а) или уменьшении (б) глубины. Угол наклона дна 0.003 рад. Скорость звука в волноводе не зависит от глубины.

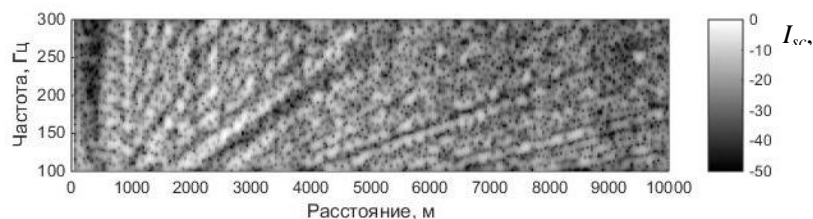


Рис.3. Интерференционная структура донной реверберации в волноводе с поверхностным волнением, отвечающем скорости ветра 12 м/с. Скорость звука в волноводе не зависит от глубины. Обратное рассеяние на ветровых волнах не учитывается.

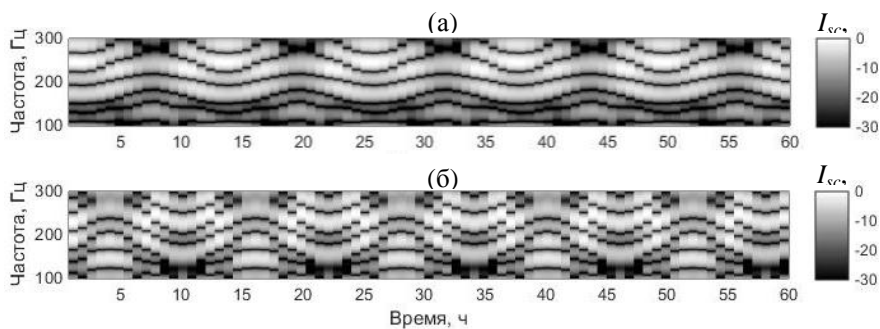


Рис.4. Вариации интерференционной структуры рассеянного звукового поля от участка дна на расстоянии 6 км при движении внутренней волны вдоль (а) и поперёк (б) направления обзора. Длина внутренней волны 10 км, период 12 ч, амплитуда 4 м.

Реверберационные сигналы по сравнению с прямыми имеют низкую интенсивность, что делает затруднительным их использование для целей мониторинга подводной среды. Одним из способов усиления донной ревер-

берации является фокусировка звука в придонную область методом временного обращения волн на одиночном трансивере. Причём в качестве сигнала от пробного источника можно использовать сигнал, рассеянный участком дна [6]. Как показали результаты моделирования, увеличение суммарной по частоте интенсивности рассеянного сигнала за счёт применения этого метода может достигать 7 дБ при расстоянии от источника 5 км.

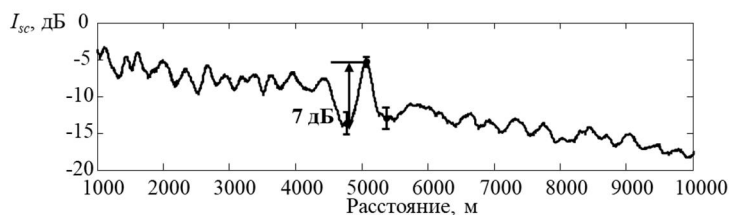


Рис.5. Интенсивность донной реверберации при фокусировке звука в придонную область с помощью временного обращения волн на одиночном приёмно-передающем элементе.

Работа выполнена при поддержке РФФИ, проект № 16-32-60194-мол\_а\_дк.

## ЛИТЕРАТУРА

1. Бунчук А.В., Житковский Ю.Ю. Рассеяние звука дном океана в мелководных районах // Акуст. Журн. 1980. Т. 26, № 5. С. 641-654.
2. Weston D.E., Hocking P.D. Interference patterns in shallow-water reverberation // J. Acoust. Soc. Am. 1990. V. 87, No. 2. P. 639-651.
3. Goldhahn R., Hickman G., Krolik J. Waveguide invariant broadband target detection and reverberation estimation // J. Acoust. Soc. Am. 2008. V. 124, No. 5. P. 2841-2851.
4. Луньков А.А. Интерференционная структура низкочастотных реверберационных сигналов в мелком море // Акуст. журн. 2015. Т. 61, № 5. С. 596-604.
5. Чупров С.Д. Интерференционная структура звукового поля в слоистом океане // Акустика океана. Современное состояние / Под. ред. Л.М. Бреховских и И.Б. Андреевой. М.: Наука, 1982. С. 71-91.
6. Prada C., Thomas J.L., Fink M. The iterative time reversal process: Analysis of the convergence // J. Acoust. Soc. Am. 1995. V. 97, No. 1. P. 62-71.

УДК 534.23

**К. П. Львов, А. А. Фомин**

**ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ ОЦЕНКИ КОГЕРЕНТНОСТИ  
ВЫСОКОЧАСТОТНОЙ ДОННОЙ РЕВЕРБЕРАЦИИ**

АО «Концерн «Океанприбор»  
Россия, 197376, Санкт-Петербург, Чкаловский пр., д. 46  
Тел.: (911) 273-4751; Факс: (812) 320-8052, E-mail: k.lwow@mail.ru

*Степень (мера) когерентности оценивается по гистограммам амплитуды (огibaющей) донной реверберации при тонально-импульсном излучении. Оценки приведены для доплеровского лага со следующими параметрами – частота 250 кГц, длительность импульсов излучения 128 мс, обратимая приемоизлучающая антенна по схеме «Янус», ширина ХН на уровне 3 дБ каждой из четырех антенн 3 градуса, угол скольжения 60 градусов. Исследования были проведены в акватории Ладожского озера на глубинах более 100 м при отношении (с/ш)  $\gg 1$ .*

В литературе рассматривается феноменологическая модель донной реверберации, когда распределение суммы элементарных сигналов асимптотически стремится к нормальному закону. Донная реверберация может иметь когерентную и некогерентную составляющие, обусловленные отражением и рассеянием соответственно. Отсюда проистекает распределение огibaющей (амплитуды) – закон Рэля (некогерентная модель), Райса (когерентная + некогерентная модель), закон Гаусса (когерентная модель). Другие модели предполагают распределение мгновенных значений по иному закону [1-4].

Экспериментальные работы проводились на Ладожском полигоне АО «Океанприбор» - северная акватория на глубинах более 100 м. Верхний слой донных осадков – слабоуплотненный глинистый ил (наиллок) мощностью 0.5 - 2 м. Использовалась аппаратура доплеровского лага – рабочая частота 250 кГц, длительность прямоугольных тональных импульсов излучения 128 мс, что обеспечивает полную озвученность дна и эхосигнал полностью сформирован [1, с. 81]. Общая длительность реализаций эхосигналов более  $(20 \cdot 0.128 \cdot 4 + 20 \cdot 0.128 \cdot 4) > 20$  сек для 20-ти циклов излучение/прием при дрейфе катера (типичная скорость около 0.5 м/с), при скорости катера 1.5-2.5 м/с и 4-х каналов приема. Ранее в [5] было приведено подробное описание аппаратуры, процедуры записи экспериментальных данных и статистические характеристики.

Анализ данных производился в среде МАТЛАБа. Для анализа использовались центральные части оцифрованных эхосигналов. Выделение амплитуды (огibaющей) эхосигналов, как огibaющей аналитического сигнала, производилось функциями `sfirm` (синтез КИХ фильтра преобразователя Гильберта), `filter` (получение квадратурной компоненты). Для построения гистограмм и гипотетических законов распределения использовались функции `hist`, `fitdist` (определение параметров гипотетического закона распределения по экспериментальной выборке огibaющей методом максимального правдоподобия), `pdf` (расчет плотности). Построения производились для распределений Рэлея, Райса, Гаусса, Вейбулла и логарифмически нормального. Всего было получено  $2 \cdot 4 \cdot 20 = 160$  гистограмм совместно с кривыми гипотетических законов распределения. Проверки по критериям согласия Колмогорова-Смирнова (функция `kstest`), хи-квадрат (функция `chi2gof`) и теста Жарка-Бера (функция `jbstest`) для проверки гипотез о принадлежности распределения огibaющей гипотетическим законам распределения, как правило, отвергали нулевую гипотезу на уровне значимости 0.05. Аналогичные проверки для выборок объемом несколько тысяч, полученным от программных датчиков псевдослучайных чисел распределенных по перечисленным законам с заданными параметрами, давали иногда уровни значимости не более 0.1, что можно объяснить математической строгостью критериев.

На рис. 1 приведена гистограмма и плотности вероятности для перечисленных выше распределений при дрейфе катера, 3-го канала приема и времени приема 8.52...8.67 с от начала оцифровки.

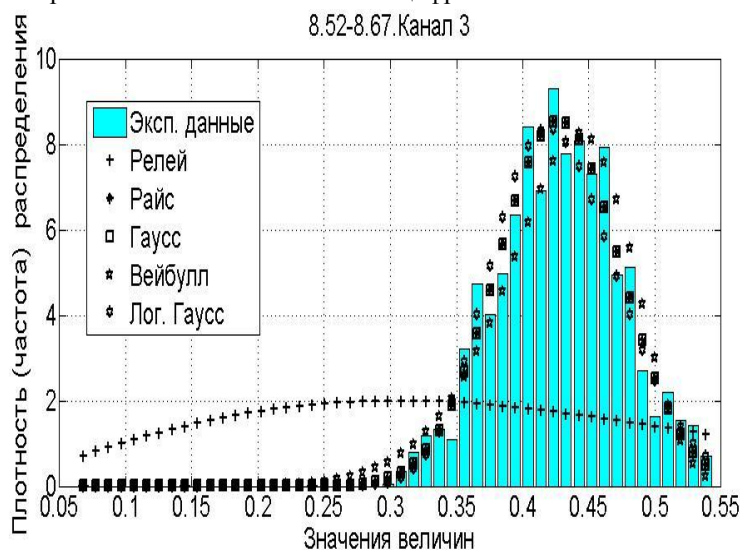


Рис. 1.

В таблице 1 приведены параметры законов распределения и уровни значимости, полученные функциями fitdist и kstest соответственно.

Таблица 1.

	Параметры	Уровень значимости
Рэлей	0.30	<0.05
Райс	0.42/0.05	0.17
Гаусс	0.43/0.05	0.17
Вейбулл	0.45/9.99	<0.05
Лог. Гаусс	-0.86/0.11	<0.05

На рис. 2 приведена гистограмма и плотности вероятности для перечисленных выше распределений при движении катера, 1-го канала приема и времени приема 0.02...0.17 с от начала оцифровки.

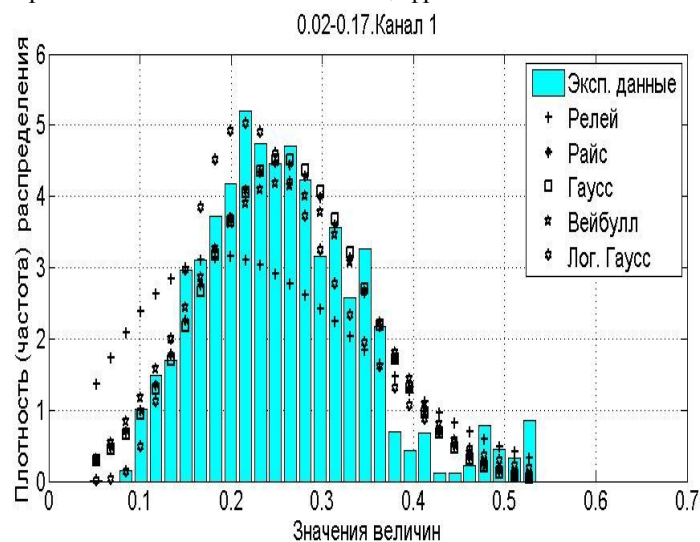


Рис. 2.

В таблице 2 приведены параметры законов распределения и уровни значимости, полученные функциями fitdist и kstest соответственно.

Таблица 2.

	Параметры	Уровень значимости
Рэлей	0.19	<0.05
Райс	0.24/0.09	<0.05
Гаусс	0.26/0.09	<0.05
Вейбулл	0.29/3.07	<0.05
Лог. Гаусс	-1.42/0.35	<0.05

Согласно рис. 1, 2 и таблиц 1, 2 следует, что распределение Райса практически совпадает с распределением Гаусса. Например, соотношение параметров распределения Райса равно 8.4 и 2.9, что соответствует теоретиче-

ским положениями о близости распределений, например, [6]. Аналогично имеет место близость распределений Вейбулла и логарифмического нормального. Существенное несовпадение с гистограммой имеет место только для распределения Рэлея.

Из рассмотрения всех 160 гистограмм совместно с кривыми гипотетических законов распределения следует, что наличие в эхосигналах при дрейфе и движении катера только некогерентной компоненты (закон распределения Рэлея) не подтверждается. Более часто наблюдался закон Райса (когерентная + некогерентная модель), закон Гаусса (когерентная модель). Можно предположить, что основные причины несоответствия закону Рэлея—характер грунта, высокая частота излучения, узкий растров характеристик направленности, угол падения и случайные события [1, с. 111]. Более физические эксперименты в рамках «чистой» подводной акустики, приведенные в источниках [3], проводились с вышки, установленной на дне, и также отвергали закон Рэлея.

Полученные результаты могут быть полезны разработчикам различной аппаратуры (эхолоты, профилографы, лаги), использующей, как полезные сигналы, донную реверберацию.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Воловов В.И. Отражение звука от дна океана. М.: Наука, 1993.
2. Лоскутова Г.В., Полканов К.И. Пространственно-частотные и частотно-волновые методы описания и обработки гидроакустических полей. СПб.: Наука, 2007.
3. Jackson D. R., Richardson M. D. High-Frequency Seafloor Acoustics. Springer. N.Y., 2007.
4. Кроутер П. А. Акустика дна океана. Пер. с англ. М.: Мир, 1984, с. 413–425.
5. Львов К.П., Фомин А.А. Экспериментальные оценки статистических характеристик высокочастотного обратного донного рассеяния. Ученые записки физического факультета Московского университета, № 5, 1750123 (2017).
6. Вентцель Е.С. Теория вероятностей. М.: Академия, 2005.



УДК 534.23

**А.О. Максимов, Ю.А. Половинка**

**ОСОБЕННОСТИ ПРИМЕНЕНИЯ ОБРАЩЕННЫХ ВО ВРЕМЕНИ  
ЭМИССИОННЫХ АКУСТИЧЕСКИХ СИГНАЛОВ ДЛЯ  
ДИАГНОСТИКИ КОРРЕЛИРОВАННЫХ ИСТОЧНИКОВ**

Тихоокеанский океанологический институт им. В.И. Ильичева  
Россия, 690041 Владивосток, ул. Балтийская, д.43  
Тел.: (423) 231-3081; E-mail: maksimov@poi.dvo.ru

*Целью исследования является разработка новых методов обнаружения подводных утечек газа, основанных на использовании фокусирующих свойств обращающих волновой фронт акустических антенн. Развитие полученных ранее результатов, справедливых для регистрации отдельных включений, состоит в учете корреляционных свойств пузырьков. Дано описание формы обращенного сигнала и рассеянного поля для двух близко расположенных включений.*

Экспериментальное применение обращающих зеркал (an acoustic time-reversal mirror – TRM) в настоящее время является достаточно широко распространенной методикой в подводной акустике. В типичном TRM эксперименте источник излучает импульс, который принимается антенной решеткой, обращается во времени и переизлучается. После этого обращенный сигнал фокусируется в месте расположения источника. Два фактора: локальный характер акустического излучения, обусловленный утечкой, и резонансная природа излучения пузырька при его рождении приводят к чрезвычайно эффективному рассеянию обращенной волны [1]. Для интенсивных утечек, сопровождающихся возникновением двухфазного потока с большой плотностью включений, необходимо учитывать взаимодействие между отдельными пузырьками. Чтобы последовательно описывать работу TRM для диагностики такой среды, следует учесть взаимодействие между отдельными включениями, доминирующими при этом являются парные взаимодействия.

При описании взаимодействия двух близко расположенных пузырьков ( $a$ ) и ( $b$ ) полагаем, что равновесная форма пузырька – сфера радиуса  $R_a$  и  $R_b$  соответственно (для определенности –  $R_a \geq R_b$ ). Расстояние между центрами пузырьков –  $h$ . Предполагается, что размеры пузырьков меньше характерной акустической длины волны и вблизи пузырьков жидкость является несжимаемой. При решении уравнения Лапласа, которому удовлетворяет потенциал  $\varphi$ , использовались бисферические координаты. Методика реше-

ния изложена в [2, 3] и приводит к аналогу уравнения Рэлея, описывающего связанные колебания двух пузырьков:

$$\begin{aligned} m_{aa}\Delta\ddot{V}^a + m_{ab}\Delta\ddot{V}^b + \Omega_{0a}^2\Delta V^a - \frac{R_a}{c_0}(\Delta\ddot{V}^a + \Delta\ddot{V}^b) &= -\frac{4\pi R_a}{\rho_0}P_m(t), \Omega_{0a}^2 = \frac{3\gamma P_0}{\rho_0 R_a^2}, \\ m_{ba}\Delta\ddot{V}^a + m_{bb}\Delta\ddot{V}^b + \Omega_{0b}^2\Delta V^b - \frac{R_b}{c_0}(\Delta\ddot{V}^a + \Delta\ddot{V}^b) &= -\frac{4\pi R_b}{\rho_0}P_m(t), \Omega_{0b}^2 = \frac{3\gamma P_0}{\rho_0 R_b^2}, \end{aligned} \quad (1)$$

здесь  $\Delta V^a$ ,  $\Delta V^b$  – вариации объемов пузырьков,  $\Omega_{0a}$  и  $\Omega_{0b}$  – собственные частоты невзаимодействующих пузырьков ( $a$ ) и ( $b$ ),  $\rho_0$  – плотность жидкости,  $c_0$  – скорость звука,  $\gamma$  – показатель политропы в уравнении состояния газа в пузырьке,  $P_0$  – равновесное значение давления,  $P_m(t)$  – величина внешнего акустического давления. Явные выражения для “инерционных масс”  $m_{aa}$ ,  $m_{ab}$ ,  $m_{ba}$ ,  $m_{bb}$ , учитывающих взаимодействие между пузырьками, получены в [2] и представимы в виде рядов.

Система уравнений (1), описывающая связанные колебания, может быть упрощена, если перейти к нормальным координатам:

$$\ddot{z}_1 + \omega_+^2 z_1 + \nu_+ \omega_+ \dot{z}_1 = -P_m f_+, \quad \ddot{z}_2 + \omega_-^2 z_2 + \nu_- \omega_- \dot{z}_2 = -P_m f_- . \quad (2)$$

Явный вид входящих в это уравнение параметров, связанных с радиационным затуханием  $\nu_+$ ,  $\nu_-$  и модовыми компонентами внешнего давления  $f_+$ ,  $f_-$ , а также коэффициенты связи между  $\Delta V^a$ ,  $\Delta V^b$  и  $z_1$ ,  $z_2$  приведены в [2]. Собственные частоты связанных колебаний пузырьков определяются дисперсионным уравнением вида:

$$\omega_{\pm}^2 = \frac{1}{2D_m} \left[ (m_{aa}\Omega_{0b}^2 + m_{bb}\Omega_{0a}^2) \pm \sqrt{(m_{aa}\Omega_{0b}^2 - m_{bb}\Omega_{0a}^2)^2 + 4\Omega_{0b}^2\Omega_{0a}^2 m_{ab}m_{ba}} \right], \quad (3)$$

$$D_m = (m_{aa}m_{bb} - m_{ab}m_{ba}).$$

Модель, на основании которой проводятся расчеты, инициирована результатами натурных экспериментов на стенде «искусственный газовый факел» [4]. Рисунок 1 иллюстрирует форму зарегистрированного акустического сигнала, соответствующего рождению пузырька в условиях, когда на расстоянии в несколько его радиусов находится родившийся ранее пузырек большего раз-

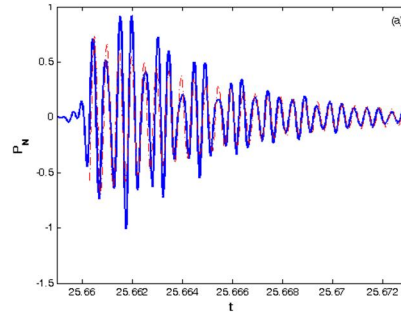


Рис.1.

мера. Сплошная линия соответствует давлению (нормированному на пиковое значение), ось ординат – время (сек). Штрихпунктирная линия иллюстрирует результат аппроксимации регистрируемого сигнала экспоненци-

ально убывающей синусоидой. Пузырьки образуются при прохождении газовым потоком слоя морского песка на глубине 3 м.

Упрощенной моделью этого процесса являются колебания двух близко расположенных пузырьков. В этой системе есть две нормальных моды: низкочастотная  $\omega_-$ , которая описывает колебания, близкие к синфазным, и более высокочастотная  $\omega_+$ , которая соответствует колебаниям, близким к противофазным. Характерные биения, наблюдаемые на рис. 1, можно интерпретировать как присутствие этих мод. Интенсивность сигнала определяется начальным импульсом, который сообщает пузырьку коллапс шейки. Следующие условия принимаются в качестве начальных к уравнениям (1), (2):  $\Delta V^a(0) = \Delta V^b(0) = 0$ ,  $\Delta \dot{V}^a(0) = 0$ ,  $\Delta \dot{V}^b(0) \neq 0$ . Их решение при таком возбуждении колебаний имеет вид:

$$\begin{aligned} \Delta V^a(t) &= \frac{\Delta \dot{V}^b(0)}{\omega_+^2 - \omega_-^2} B \sinh \xi_b \Omega_{0b}^2 \left[ -\frac{e^{-(v_+ \omega_+^2/2)t} \sin(\omega_+ t)}{\omega_+} + \frac{e^{-(v_- \omega_-^2/2)t} \sin(\omega_- t)}{\omega_-} \right], \\ \Delta V^b(t) &= \frac{\Delta \dot{V}^b(0)}{\omega_+^2 - \omega_-^2} \left\{ \frac{[\omega_+^2 - (1 + A \sinh \xi_a) \Omega_{0a}^2]}{\omega_+} e^{-(v_+ \omega_+^2/2)t} \sin(\omega_+ t) + \right. \\ &\quad \left. + \frac{[(1 + A \sinh \xi_a) \Omega_{0a}^2 - \omega_-^2]}{\omega_-} e^{-(v_- \omega_-^2/2)t} \sin(\omega_- t) \right\}, \end{aligned} \quad (4)$$

здесь  $\xi_{a,b} = \ln \left[ h/R_{a,b} + \sqrt{(h_{a,b}/R_{a,b})^2 - 1} \right]$ , явный вид функций  $A(\xi_a, \xi_b)$ ,  $B(\xi_a, \xi_b)$  приведен в [2].

Основная (монопольная) составляющая излучения пульсирующих пузырьков определяется на больших расстояниях  $r \gg h$  следующей формулой:  $p_{em}(r, t) = \rho_0 (\Delta \ddot{V}^a + \Delta \ddot{V}^b) / 4\pi r$ . Выражая с помощью (4) ускорение пульсирующего объема, получаем искомый результат:

$$\begin{aligned} p_{em}(r, t) &= -\frac{\rho_0}{4\pi r} \frac{\Delta \dot{V}^b(0)}{\omega_+^2 - \omega_-^2} \left\{ \omega_+ [\omega_+^2 - (1 + A \sinh \xi_a) \Omega_{0a}^2 - B \sinh \xi_b \Omega_{0b}^2] e^{-(v_+ \omega_+^2/2)t} \times \right. \\ &\quad \left. \times \sin(\omega_+ t) + \omega_- [(1 + A \sinh \xi_a) \Omega_{0a}^2 + B \sinh \xi_b \Omega_{0b}^2 - \omega_-^2] e^{-(v_- \omega_-^2/2)t} \sin(\omega_- t) \right\}. \end{aligned} \quad (5)$$

В дальней зоне в этом выражении следует заменить  $t \rightarrow t - r/c_0$ .

Предполагается, что после распространения в среде мы можем измерить сигнал (5) на каждом элементе линейной антенны в течение временного интервала  $[t' \ t' + T]$ . На втором этапе формирования обращенного сигнала на каждом элементе антенны формируется усиленная и обращенная во времени  $t' \rightarrow T - t'$  реплика измеренного сигнала. Поле, формируемое TRM, описывается следующим выражением [5]:

$$p^{tr}(\rho_{tr}, z_1; t_1) = \sum_{j=1}^N \int G_{\omega}(\rho_{tr}; z_1, z_j) G_{\omega}^*(\rho; z_0, z_j) e^{i\omega T} g S^*(\omega) e^{-i\omega t_1} d\omega, \quad (6)$$

здесь  $t_1$  – момент наблюдения обращенного сигнала в точке  $\mathbf{r}_1 = (\rho_1, z_1)$ ,  $\rho_{tr}$  и  $\rho$  – горизонтальные расстояния от оси антенны до точки наблюдения и от источника до оси антенны,  $z_j$  – вертикальная координата  $j$ -го элемента антенны  $g$  – коэффициент усиления,  $G_{\omega}(\mathbf{r}_A; \mathbf{r}_B)$  – функция Грина, описывающая распространения сигнала частотой  $\omega$  между точками  $\mathbf{r}_A$  и  $\mathbf{r}_B$ ,  $S(\omega)$  – Фурье преобразованием импульса источника (в нашем случае (5)).

Различие от задачи об обращенном поле одиночного пузырька, когда  $S(\omega)$  – Фурье преобразование затухающей синусоиды – излучение одиночного пузырька [2], состоит в наличии в  $S(\omega)$  двух слагаемых, относящихся теперь не к излучению отдельных пузырьков, а к отдельным модам, описывающих колебания, близкие к синфазным и противофазным. Однако вся методика, изложенная в [2], состоящая в аналитическом вычислении интеграла по частотам, определении обращенного поля в окрестности источника и описании дифракционной картины поля, переносится на рассматриваемый случай без изменения. Так, колебания пузырька под действием обращенного поля преобразуется в возбуждение обращенным полем отдельных мод. Присутствие в спектре обращенного сигнала собственных частот отдельных мод приводит к чрезвычайно эффективному рассеянию обращенной волны. Таким образом, учет взаимодействия между отдельными включениями не ухудшает эффективность предлагаемой методики, но достаточно существенно модифицирует форму эмиссионных сигналов, приводя в появлению биений и увеличению длительности, за счет небольшой величины радиационного затухания колебаний, близких к противофазным.

Исследование поддержано программой Дальний Восток ДВО РАН, грант 18-5-050.

## ЛИТЕРАТУРА

1. Maksimov A.O., Polovinka Y.A. Time reversal technique for gas leakage detection // J. Acoust. Soc. Am., 2015, V.137, P.2168–2179.
2. Maksimov A.O., Yusupov V.I. Coupled oscillations of a pair of closely spaced bubbles // Eur. J. Mech. B-Fluids, 2016, V. 60, P. 164–174.
3. Максимов А.О., Половинка Ю.А. Пульсации газового включения вблизи межфазной поверхности // Акуст. журн., 2017, Т. 63, С. 30–37.
4. Максимов А.О., Буров Б.А., Саломатин А.С. Звуки подводных сипов // Подводные исследования и робототехника, 2016, № 2/22, С. 49–55.
5. Kim J.S., Song H.C., and Kuperman W.A. Adaptive time-reversal mirror // J. Acoust. Soc. Am., 2001, V. 109, P. 1817–1825.

УДК 534.23

Д.Д.Разумов, М.Б.Салин

**МОДЕЛИРОВАНИЕ РАССЕЯНИЯ ЗВУКА НА ПОВЕРХНОСТНОМ ВОЛНЕНИИ МЕТОДОМ ГРАНИЧНЫХ ЭЛЕМЕНТОВ**

Институт прикладной физики Российской академии наук  
 Россия. 603155 Нижний Новгород, ул. Ульянова, д.46  
 Тел.: (831) 416-4746; Факс: (831) 416-0630,  
 E-mail: mikesalin@ipfran.ru, ddrazumov@gmail.com

*Обсуждается возможность моделирования рассеяния звука на ветровой волнении методом граничных элементов. Получены интегральные соотношения специального вида, которые помогают решить уравнение Гельмгольца в полупространстве, ограниченном свободной поверхностью в форме плоскости с деформацией поверхности. Полученное интегральное уравнение не содержит интегрирования в бесконечных пределах, и таким образом может быть решено сеточным методом – методом граничных элементов.*

Рассмотрим следующую двумерную задачу: на мягкую границу раздела падает плоская звуковая волна (рис.1). Граница бесконечная и плоская, за исключением конечной области, где граница возмущена. Замкнутая поверхность  $S$  состоит из двух частей  $S=S_{top}+S_{bot}$ . Верхняя часть  $S_{top}$  совпадает с возмущенной областью границы. Нижняя  $S_{bot}$  –

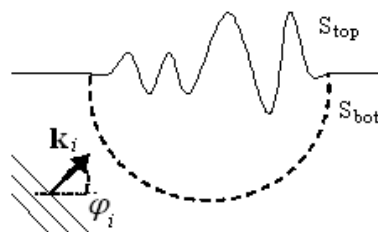


Рис.1.

прилегающая полуокружность радиуса  $R$ .

Известно, что давление в точке  $\mathbf{r}_1$  внутри области  $S$  может быть выражено через значение давления и его нормальной производной на границе  $S$  с помощью интеграла Гельмгольца [1, 2]:

$$p(\mathbf{r}_1) = \oint_S \left( p(\mathbf{r}_s) \frac{\partial}{\partial \mathbf{n}} G(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_s) - G(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_s) \frac{\partial}{\partial \mathbf{n}} p(\mathbf{r}_s) \right) dS. \quad (1)$$

Где  $\mathbf{n}$  - внешняя нормаль к контуру  $S$ ,  $G$  - любая функция, удовлетворяющая уравнению Гельмгольца в области, за исключением точки  $\mathbf{r}_1$  в которой функция должна иметь логарифмическую особенность. В ряде работ для упрощения расчетов в качестве  $G$  выбирается специальным образом моди-

фицированная функция Грина, например, содержащая зеркальное отражение [3]. Однако в данной работе для получения дальнейших выкладок достаточно использовать стандартную функцию Грина для двумерного пространства:

$$G(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_s) = \frac{i}{4} H_0^{(1)}(k|\mathbf{r}_1 - \mathbf{r}_s|). \quad (2)$$

Проведем стандартную процедуру [1] для приведения (1) к интегральному уравнению. Устремим точку  $\mathbf{r}_1$  на границу области в точку  $\mathbf{r} \in S$  и будем учитывать, что первое слагаемое в подынтегральном выражении в (1) при подходе к поверхности меняется скачком, а второе – непрерывно. В специфики нашей задачи часть контура  $S$ , по которому производится интегрирование, не является реальной физической поверхностью, а именно: полуокружность  $S_{bot}$  представляет собой «воображаемую» границу, проходящую через свободное пространство. В свою очередь давление на абсолютно мягкой части границы  $S_{top}$  равно нулю. В итоге придем к следующему интегральному соотношению:

$$\left. \begin{array}{l} \mathbf{r} \in S_{top} : 0 \\ \mathbf{r} \in S_{bot} : \frac{1}{2} p(\mathbf{r}) \end{array} \right\} = \oint_{S_{top}} \left( -G(\mathbf{r}, \mathbf{r}_s) \frac{\partial}{\partial \mathbf{n}} p(\mathbf{r}_s) \right) dS + \oint_{S_{bot}} \left( p(\mathbf{r}_s) \frac{\partial}{\partial \mathbf{n}} G(\mathbf{r}, \mathbf{r}_s) - G(\mathbf{r}, \mathbf{r}_s) \frac{\partial}{\partial \mathbf{n}} p(\mathbf{r}_s) \right) dS. \quad (3)$$

Уравнение (3), записанное для точек на нижней полуокружности  $\mathbf{r} \in S_{bot}$  будет содержать две неизвестные  $p$  и  $\partial p / \partial n$ , так как на этой поверхности не заданы граничные условия в явном виде. В таком случае, решить задачу, используя только интегральное соотношение (3) не получится, как это удаётся, например, для задачи об излучении оболочки с заданной колебательной скоростью во внешнюю область [1]. В нашем случае потребуются вывести граничные условия, установить связь давления и его нормальной производной на фиктивной полуокружности  $S_{bot}$ . Обозначим эту связь в виде неизвестного функционала  $\Phi$ , вид которого мы установим, сшивая поле во внешней и внутренней областях:

$$\Phi \left[ p(\mathbf{r}), \frac{\partial p}{\partial \mathbf{n}}(\mathbf{r}) \right]_{\mathbf{r} \in S_{bot}} = 0. \quad (4)$$

Таким образом, (3) и (4) решается в системе. Рассмотрим давление во внешней по отношению к  $S$  области. Его можно представить в виде:

$$p(r, \varphi) = p_i + p_{mirr} + p_s. \quad (5)$$

Где  $p_i$  - исходная падающая волна,  $p_{mirr}$  - волна зеркально отраженная от абсолютно гладкой свободной границы,  $p_s$  - рассеяние на возмущении поверхности.

$$p_i = p_0 \exp(ikr \cos(\varphi + \varphi_i)). \quad (6)$$

$$p_{mirr} = -p_0 \exp(ikr \cos(\varphi - \varphi_i)), \quad p(\varphi = 0; \pi) = 0. \quad (7,8)$$

С учетом граничных условий на невозмущенной части границы (8) разложение  $p_s$  по цилиндрическим волнам имеет вид:

$$p_s = \sum_{n=1}^{\infty} C_n H_n^{(1)}(kr) \sin(n\varphi). \quad (9)$$

Плоские волны  $p_i$  и  $p_{mirr}$  разложим по функциям Бесселя [2]

$$p_i + p_{mirr} = p_0 \sum_{n=0}^{\infty} \varepsilon_n i^n J_n(kr) \cos(n(\varphi + \varphi_i)) - p_0 \sum_{n=0}^{\infty} \varepsilon_n i^n J_n(kr) \cos(n(\varphi - \varphi_i)),$$

$$p_i + p_{mirr} = \sum_{n=1}^{\infty} B_n J_n(kr) \sin(n\varphi) \quad \text{где } B_n = -4p_0 i^n \sin(n\varphi_i), \quad \varepsilon_{n>0} = 2, \varepsilon_0 = 1.$$

Тогда давление представляется в виде:

$$p = \sum_{n=1}^{\infty} (B_n J_n(kr) + C_n H_n^{(1)}(kr)) \sin(n\varphi). \quad (10)$$

Для производной давления на фиктивной границе  $S_{\text{bot}}$  можно записать:

$$\frac{\partial p}{\partial \mathbf{n}} = -\frac{\partial p}{\partial r}|_{r=R} = -k \sum_{n=1}^{\infty} (B_n J_n'(kR) + C_n H_n^{(1)'}(kR)) \sin(n\varphi). \quad (11)$$

Получим связь между давлением и его производной на границе  $S_{\text{bot}}$ , исходя из их разложений (10,11), умножим их на  $\sin(m\varphi)$  и проинтегрируем от 0 до  $\pi$  по  $\varphi$

$$\int_0^{\pi} p(\varphi) \sin(m\varphi) d\varphi = \frac{\pi}{2} (B_m J_m(kR) + C_m H_m^{(1)}(kR)), \quad (12)$$

$$\int_0^{\pi} \frac{\partial p}{\partial \mathbf{n}}(\varphi) \sin(m\varphi) d\varphi = -\frac{k\pi}{2} (B_m J_m'(kR) + C_m H_m^{(1)'}(kR)). \quad (13)$$

Умножим (12) на  $kH_m^{(1)'}(kR)$ , умножим (13) на  $H_m^{(1)}(kR)$ , затем сложим два уравнения. Получим выражение (14), которое не будет содержать неизвестных коэффициентов разложения рассеянного поля  $C_m$ :

$$\int_0^{\pi} \left( pkH_m^{(1)'} + \frac{\partial p}{\partial \mathbf{n}} H_m^{(1)} \right) \sin(m\varphi) d\varphi = \frac{\pi}{2} kB_m (J_m H_m^{(1)'} - J_m' H_m^{(1)}). \quad (14)$$

Разобьём всю поверхность  $S$  на участки, в пределах которых можно считать давление и его нормальную производную постоянными. Центры участков расположим в точках  $(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2, \dots, \mathbf{r}_N) \in S_{\text{top}}$  и  $(\mathbf{r}_{N+1}, \dots, \mathbf{r}_{N+M}) \in S_{\text{bot}}$ , будем помещать в них точку наблюдения. Тогда из интегрального уравнения (3)

получится система из  $N+M$  линейных уравнений, содержащая неизвестные нормальные производные давления в  $N$  точках верхней части взволнованной поверхности и неизвестные давления и их производные в  $M$  точках нижней фиктивной поверхности, всего  $N+2M$  неизвестных. Система  $M$  штук уравнений (14), записанных при  $m=1,2..M$ , дополнит  $N+M$  уравнений из дискретизации (4). В настоящее время разрабатывается алгоритм, основанный на численном решении системы уравнений вида (15)

$$\begin{pmatrix} \hat{M}_{3top} \\ \hat{M}_{3bot} \\ \hat{M}_{14} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \mathbf{p}'_{n/top} \\ \mathbf{p}'_{bot} \\ \mathbf{p}'_{n/bot} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 0 \\ 0 \\ \mathbf{rhs}_{14} \end{pmatrix}. \quad (15)$$

Где  $\mathbf{p}'_{n/top} = \left( \frac{\partial p}{\partial \mathbf{n}}(\mathbf{r}_1); \dots; \frac{\partial p}{\partial \mathbf{n}}(\mathbf{r}_N) \right)$ ,

$\mathbf{p}'_{bot} = (p(\mathbf{r}_{N+1}); \dots; p(\mathbf{r}_{N+M}))$ ,

$\mathbf{p}'_{n/bot} = \left( \frac{\partial p}{\partial \mathbf{n}}(\mathbf{r}_{N+1}); \dots; \frac{\partial p}{\partial \mathbf{n}}(\mathbf{r}_{N+M}) \right)$ ,

$\hat{M}_{3top}, \hat{M}_{3bot}$  матрица коэффициентов из дискретизации (4) [4],  $\hat{M}_{14}$  и  $\mathbf{rhs}_{14}$  - левая и правая части дискретизации уравнений (14).

На данном этапе алгоритм протестирован таким образом, что при задании плоской поверхности результат расчета действительно соответствует плоской волне. В дальнейшем разрабатываемый алгоритм позволит проводить расчет дифракции для произвольного отношения высоты возмущения к длине звуковой волны и исследовать доплеровский спектр рассеянного сигнала при различных значениях параметра Рэлея. В данном подходе исключаются из рассмотрения неоднородность профиля скорости звука и отражение ото дна, волноводное распространение будет учитываться далее путем совмещения «локального» и «глобального» расчетов. Исследования поддержаны Российским научным фондом (грант № 14-17-00667).

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Шендеров Е.Л. Излучение и рассеяние звука. // Л.:Судостроение, 1989, с. 304
2. Скучик Е. Основы акустики. // М.:Мир, 1976. Т.2. – 542 с.
3. Piscoya R. Ochmann M. Acoustical Green's Function and Boundary Element Techniques for 3D Half-Space Problems//Journal of Computational Acoustics, 2017 Vol. 25 p.22
4. Stephen K. The Boundary Element Method in Acoustics//Integrated Sound Software 1998, p. 136 2.

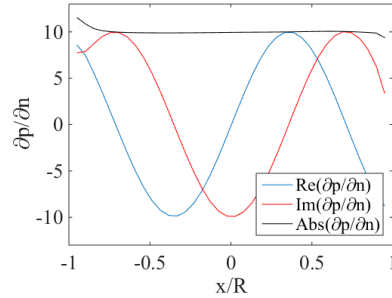


Рис 2. Нормальная производная давления на отрезке  $S_{top}$ , случай плоской границы.



УДК 534.231.1

**А.Н. Рутенко**

**МЕТОД МОДОВОГО ПАРАБОЛИЧЕСКОГО УРАВНЕНИЯ ДЛЯ 3-D  
МОДЕЛИРОВАНИЯ ИМПУЛЬСНОГО АКУСТИЧЕСКОГО ПОЛЯ,  
ФОРМИРУЕМОГО НА ШЕЛЬФЕ СЕЙСМОРАЗВЕДОЧНЫМ  
СИГНАЛОМ.**

Тихоокеанский океанологический институт им. В.И. Ильичева  
ДВО РАН. Россия, 690041 Владивосток, ул. Балтийская, 43  
Тел.: (4232) 312120; Факс: (4232) 312573, E-mail: rutenko@poi.dvo.ru

*Иллюстрируется методика численного моделирования, проводимого с помощью модового параболического уравнения – МПУ, выведенного [1] обобщенным методом многомасштабных разложений для слоистой среды с произвольным количеством слоев. Акустическое импульсное поле, формируемое точечным источником в неоднородном 3-D геоакустическом волноводе, рассчитывается в приближении вертикальных взаимодействующих мод и узкоугольного параболического уравнения в горизонтальной плоскости.*

Актуальность корректного моделирования антропогенного акустического поля, формируемого на шельфе во время проведения в море и на берегу сейсморазведочных исследований, а также судами технической поддержки работы морских платформ, обеспечивающих добычу нефти и газа, обусловлена необходимостью соблюдения определенных пороговых и кумулятивных эффектов, чтобы не вытеснить из данной акватории морских животных для которых данный район шельфа является местом постоянного или временного проживания. С подобной проблемой столкнулись компании операторы по проектам «Сахалин-1», «Сахалин-2» и «Сахалин-5» на северо-восточном шельфе о. Сахалин. Оказалось, что относительно мелководные (до 20 м) области шельфа в районах заливов Чайво и Пильтун являются районами летне-осеннего нагула популяции серых китов, занесенных в Красную книгу РФ. Соответственно, компаниями было принято решение во время проведения сейсмоакустических исследований и «шумных» строительных операций проводить акустико-биологический мониторинг в реальном времени [2-4]. Модельные вычисления, опирающиеся на предварительные натурные исследования потерь при распространении акустических сигналов с частотами от 15 до 15000 Гц, а также на опорные измерения в начале проведения сейсморазведки, позволяют корректно оценить параметры акустических импульсов, которые будут сформированы на границе и внутри

района нагула серых китов. Основной задачей акустического мониторинга - является контроль за величиной значений [2-4]

$$SPL_{rms}(\Delta f; t') = 20 \lg \left( \frac{\sqrt{\int_{f_1}^{f_2} G(f; t') df}}{p_0} \right) \quad \text{и} \quad SEL(\Delta f; t') = 10 \lg \left( \frac{\Delta t \int_{f_1}^{f_2} G(f; t') df}{p_0^2 \Delta t_0} \right)$$

$SPL_{rms}(\Delta f)$  - уровень среднеквадратичного значения акустических шумов в частотном диапазоне -  $\Delta f = f_2 - f_1$  в дБ отн. 1 мкПа,  $SEL(\Delta f)$  - уровень акустического воздействия или уровень энергии акустических шумов в частотном диапазоне  $\Delta f$  на временном интервале  $\Delta t$  в дБ отн. 1 мкПа<sup>2</sup>с. Для импульсных акустических сигналов  $\Delta t = T_{90\%}$ , а  $T_{90\%}$  - временной интервал на котором сосредоточено 90% энергии измеренного акустического импульса.

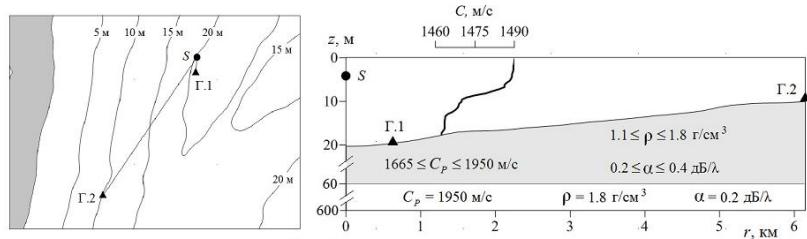


Рис. 1.

Важным аспектом акустического мониторинга является моделирование зависимости параметра сейсмо-разведочного импульса -  $SEL^{imp}(\Delta f, z, r)$  от горизонта  $z$  и расстояния до излучателя -  $r$ . При построении таких оценок излучающий комплекс, состоящий из нескольких пневмопушек, буксируемых судном на заданном горизонте, представляется эквивалентным точечным источником -  $S$ , а спектр формируемого им акустического сигнала может быть построен по результатам натурных измерений, проведенных на удалении  $r = 0.5 - 3$  км. Для

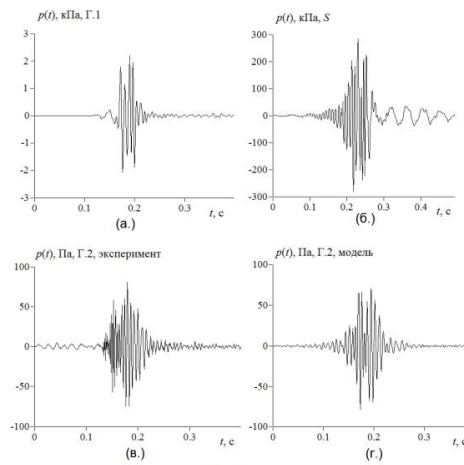


Рис. 2.

построения такого импульсного источника и расчета значений  $SEL^{imp}(\Delta f, z, r)$  в 3-D модельном геоакустическом волноводе в ТОИ ДВО РАН разработан комплекс программ основанных на приближении модового параболического уравнения - МПУ [1]. Расчеты проводятся в неоднородном 3-D геоаку-

стическом волноводе (см. рис. 1), в котором, как правило, известен пространственный профиль дна и распределение скорости звука в водном слое. Распределение акустических параметров пород, слагающих дно подбирается по априорным данным и согласованию результатов моделирования потерь при распространении 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.

Начнем с моделирования акустических сигналов, применяемых в морских сейсморазведочных исследованиях [3]. На рис. 2а, в показаны акустические импульсы, которые формируются в контролируемой акватории типовым сейсморазведочным сигналом, излученным и распространившимся в море с глубиной 20 м на расстояние 0.65 км (точка Г.1) и на 6.2 км до точки Г.2, в которой глубина моря уменьшилась до 10 м. На рис. 2а, в видно, что в точке Г.1 амплитуда вариаций акустического давления в импульсе, измеренном у дна, превышает 2000 Па. Значение уровня акустического воздействия  $SEL_{90\%}^{imp}$  на временном интервале  $t_{90\%} = 168$  дБ, соответственно  $SPL_{rms}^{imp} = 183$  дБ, но уже на расстоянии 6.2 км амплитуда  $p(t)$ , в измеренном импульсе не превышает 100 Па, а значения параметров импульса, соответственно равны  $SEL_{90\%}^{imp} = 140$  дБ,  $SPL_{rms}^{imp} = 148$  дБ.

При построении эквивалентного точечного импульсного источника в качестве опорного сигнала был взят акустический импульс, измеренный в точке Г.1. Функция источника строится путем расчета распространения в 3-D модельном геоакустическом волноводе тональных компонент

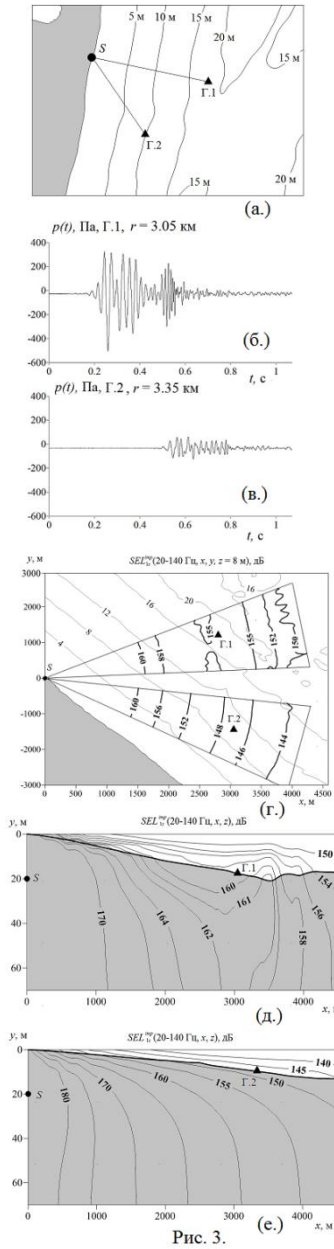


Рис. 3.

опорного сигнала из точки излучения в точку приема. Далее, произведя коррекцию на потери действительной и мнимой части комплексного спектра измеренного импульса, берется обратное преобразование Фурье и строится акустический импульс -  $p(t)$ , показанный на рис. 2б. При построении эквивалентной точечной функции источника мы моделировали распространение сейсморазведочного сигнала в 3-D геоакустическом волноводе с акустическими параметрами, показанными на рис. 1, в приближении первых двух взаимодействующих мод.

На рис. 3 показаны результаты анализа акустических импульсов, измеренных в точках мониторинга Г.1 и Г.2 после подрыва на берегу в точке S (см. рис. 3а) 1 кГ заряда в тротиловом эквиваленте на глубине 20 м. В данном случае на дистанции 3 км в точке Г.1, сформированный в воде акустический импульс на временном интервале  $T_{90\%}$  имел параметры:  $SEL_{90\%}^{imp} = 159$  дБ,  $SPL_{rms}^{imp} = 165$  дБ. На расстоянии 3.3 км в точке Г.2, соответственно:  $SEL_{90\%}^{imp} = 146$  дБ, а  $SPL_{rms}^{imp} = 154$  дБ. Таким образом, при отличии протяженности трасс S – Г.1 и S – Г.2 на 300 м значение  $SEL_{90\%}^{imp}$  в точке Г.1 (глубина моря 20 м) на 13 дБ больше, чем в точке Г.2 (глубина моря 10 м).

При построении эквивалентного модельного точечного импульсного источника в качестве опорного сигнала был взят акустический импульс, измеренный в точке Г.1, показанной на рис. 3б. На рис. 3г показано распределение модельных значений функции  $SEL_{1s}^{imp}$  в горизонтальной – рис. 3г и в вертикальной плоскости – рис. 3д,е. Расчеты проведены в приближении трех распространяющихся взаимодействующих акустических мод. Согласно рис. 3д,е и модельные значения  $SEL_{1s}^{imp}$  в этих точках отличаются более чем на 12 дБ.

Работа выполнена при поддержке компанией «Эксон Нефтегаз Лимитед».

## ЛИТЕРАТУРА

1. 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.
2. Рутенко А.Н. и др. // Акуст. журн. 2012. Т. 58. №3. С. 356-369.
3. Рутенко А.Н. и др. // Акуст. журн. 2012. Т. 58. №2. С. 248-257.
4. Рутенко А.Н. и др. // Акуст. журн. 2016. Т. 62. № 3. С. 348–362.

УДК 534.34

**И.П. Смирнов<sup>а)</sup>, А.И. Хилько<sup>а,б)</sup>**

**ИССЛЕДОВАНИЕ ВЫСОКОЧАСТОТНОЙ ПОВЕРХНОСТНОЙ РЕВЕРБЕРАЦИИ ПРИ МУЛЬТИСТАТИЧЕСКОМ НАБЛЮДЕНИИ В МЕЛКОМ МОРЕ**

<sup>а)</sup>Институт прикладной физики РАН

Россия, 603950, Н. Новгород, ул. Ульянова, д.46

Тел./Факс: (831) 436-9717; E-m: smip@ipfran.ru, A.khil@appl.sci-nnov.ru

<sup>б)</sup>Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского

*Моделируется работа высокочастотной гидроакустической (ВЧГА) системы импульсной локации по обнаружению локализованных неоднородностей в мелком море. В рамках лучевого представления поля получены представления для дисперсий аддитивных шумов, поверхностной и донных ревербераций, учитывающие доплеровские сдвиги сигналов. Выполнены численные расчеты распределений данных величин в области наблюдения.*

Мультистатическая система ВЧГА наблюдения представляет собой пространственно распределенный комплекс совместно работающих приемно-излучающих элементов. В такой системе возможны разнообразные геометрические — бистатические и моностатические комбинации элементов (проекции). Для повышения эффективности работы системы часто используется тот или иной метод согласования с волноводом (фокусировка антенных решеток) [1]. При этом в случае попадания в точку нацеливания наблюдаемой локальной неоднородности интенсивность рассеянного ею поля (полезный сигнал) обычно возрастает. Однако при такой фокусировке могут возрасти и зависящие от конфигурации системы помехи (аддитивные шумы моря, реверберации), нивелируя достигнутый выигрыш в полезном сигнале. Поэтому при выборе конкретного метода согласования требуется предварительный анализ, моделирование и тестовые расчеты.

Проиллюстрируем это на примере задачи обнаружения, когда в качестве излучающего (ИА) и приемного (ПА) устройств выступают произвольно ориентированные в пространстве линейные антенные решетки из  $M_S$  независимых излучателей и  $M_R$  гидрофонов, соответственно (рис. 1а). В качестве метода согласования со средой рассмотрим метод фазовой настройки, когда задержки при излучении сигналов отдельными элементами ИА выбираются такими, чтобы обеспечить одновременный приход импульсов от отдельных излучателей в зондируемую точку области наблюде-

ния. Аналогично выбираются задержки в линиях усиления сигналов, принимаемых отдельными гидрофонами ПА. (В случае узкополосных сигналов это равносильно повороту диаграмм направленности антенн в направлении точки наблюдения (Рис. 16)).

В многолучевой ситуации, когда распространение звука от антенн к точке наблюдения происходит по многим путям, выбор задержек не является однозначным. Это приводит к различным схемам наблюдения (проекции), эффективность которых зависит от взаимного расположения антенн и цели в волноводе. При расчетах ограничимся следующими проекциями: водно-водной (WW), поверхностно-водной (SW), водно-поверхностной (WS) и поверхностно-поверхностной (SS) (Рис. 1а,б). При водной проекции задержка вычисляется по водному лучу с максимальной амплитудой, при поверхностной — по однократно отраженному от поверхности лучу.

Излучаемый сигнал моделируется импульсом с линейной частотной модуляцией с известной функцией неопределенности

$$F_0(\tau, \Omega) = \int_{-\infty}^{\infty} f_0(t) f_0^*(t - \tau) \exp(-i\Omega t) dt.$$

Обработка принятой суммы  $p(t)$  прямого, отраженного от цели полезного сигнала и шумов состоит в обобщенной свертке с передаваемой по электронным каналам нормированной

$$\text{репликой } f_0: G(\tau, \Omega) = \int_{-\infty}^{\infty} p(t) f_0^*(t - \tau) \exp(-i\Omega t) dt, \text{ где } \tau, \Omega - \text{параметры}$$

фильтра, зависящие от выбранной проекции. Так, для водно-водной проекции  $\tau = \tau_w^{(S)} + \tau_w^{(R)}$ ,  $\Omega = \Omega_w^{(S)} + \Omega_w^{(R)}$ , где  $\tau_w^{(S)}$  – время прихода по водному лучу в точку наблюдения импульса, исходящего из центральной точки ИА,  $\Omega_w^{(S)}$  – доплеровское смещение центральной частоты импульса на помещенной в точку наблюдения, движущейся с известной скоростью цели (аналогично определены  $\tau_w^{(R)}$ ,  $\Omega_w^{(R)}$ ).

Пренебрегая искажением формы импульсов при их распространении в волноводе и рассеяниях на границах, но учитывая доплеровские смещения частот при отражениях и рассеяниях на движущихся объектах, получаем следующие представления:

интенсивности прямого сигнала

$$\left| G^{(S)} \right|^2 = \gamma_0^2 \left| \sum_{\mu} B_S(\mathbf{e}_{\mu}^{(S)}) B_R(\mathbf{e}_{\mu}^{(R)}) a_{\mu}(\mathbf{r}^{(R)}; \mathbf{r}^{(S)}) \exp(-i\Omega t_{\mu}) F_0(\tau - t_{\mu}, \Omega) \right|^2,$$

интенсивности отраженного сигнала

$$\left| G^{(T)} \right|^2 = \left| \sum_{\mu, \mu'} \beta_{\mu\mu'} F_0(\tau - t_{\mu\mu'}, \Omega + \Delta\Omega_{\mu\mu'}) \right|^2,$$

$$\beta_{\mu\mu'} = \gamma_0 B_S(\mathbf{e}_{\mu}^{(S)}) B_R(\mathbf{e}_{\mu}^{(R)}) R_T(\mathbf{e}_{\mu}, \mathbf{e}_{\mu'}) a_{\mu}(\mathbf{r}^{(S)}; \mathbf{r}_T) a_{\mu'}(\mathbf{r}^{(R)}; \mathbf{r}_T) \exp(-i\Omega t_{\mu\mu'}),$$

дисперсии аддитивного шума

$$\begin{aligned} \overline{|G^{(amb)}|^2} &= \rho_0 c_R C^2 \iint_{\Omega_R} S_{surf}(\mathbf{e}) dw(\mathbf{r}; \mathbf{e}^{(R)}, \mathbf{r}^{(R)}), \\ dw(\mathbf{r}; \mathbf{e}^{(R)}, \mathbf{r}^{(R)}) &\equiv |B_R(\mathbf{e}^{(R)})|^2 |V(\mathbf{r}; \mathbf{e}^{(R)}, \mathbf{r}^{(R)})|^2 \frac{F(\mathbf{r}; \mathbf{e}^{(R)}, \mathbf{r}^{(R)})}{\rho^2(\mathbf{r}; \mathbf{r}^{(R)}) e_{\perp}} d\Omega(\mathbf{e}^{(R)}), \end{aligned}$$

дисперсии поверхностной реверберации

$$\begin{aligned} \overline{|G_l^{(surf)}|^2} &= \gamma_0^2 \iint_{\Omega_R} \sum_i |B_S(\mathbf{e}_i^{(S)})|^2 m_s(\mathbf{e}_i, \mathbf{e}) |a_i(\mathbf{r}^{(S)}; \mathbf{r})|^2 \Delta F_0(\tau, t_i, \Omega, \Delta\Omega_i) dw(\mathbf{r}; \mathbf{e}^{(R)}, \mathbf{r}^{(R)}), \\ \Delta F_0(\tau, t_i, \Omega, \Delta\Omega_i) &\equiv |F_0(\tau - t_i, \Omega + \Delta\Omega_i)|^2 + |F_0(\tau - t_i, \Omega - \Delta\Omega_i)|^2, \end{aligned}$$

дисперсии донной реверберации

$$\overline{|G_l^{(bot)}|^2} = \gamma_0^2 \iint_{\Omega_R} \sum_i |B_S(\mathbf{e}_i^{(S)})|^2 m_b(\mathbf{e}_i, \mathbf{e}) |a_i(\mathbf{r}^{(S)}; \mathbf{r})|^2 |F_0(\tau - t_i, \Omega)|^2 dw(\mathbf{r}; \mathbf{e}^{(R)}, \mathbf{r}^{(R)}).$$

В приведенных формулах интегрирование производится по полному телесному углу, выходящему из центра ПА,  $B_{S,R}$  – диаграммы направленности антенн (по амплитуде),  $m_{s,b}$  – коэффициенты поверхностного (Пирсона-Неймана) и донного (Ламберта) рассеяний, соответственно,  $S_{surf}$  – частотно-угловой спектр поверхностных шумов (Крона-Шермана),  $a_{\mu}, V, F$  – лучевые параметры [1],  $\mathbf{e}_{\mu}^{(S,T,R)}, \mathbf{e}, \mathbf{e}_i$  – направления лучей в соответствующих точках,  $\Delta\Omega_{\mu\mu'} \approx \omega_0 \langle \mathbf{v}_T / c_T, \mathbf{e}_{\mu}^{(T)} + \mathbf{e}_{\mu'}^{(T)} \rangle$ ,  $\Delta\Omega_i = \sqrt{g\omega_0 |(\mathbf{e}_i - \mathbf{e})_{\perp} / c_S|}$  – доплеровские сдвиги частот при отражениях сигналов от движущейся с известной скоростью  $\mathbf{v}_T$  цели и волн поверхности (резонансное рассеяние), соответственно.

Примеры расчетов ревербераций приведены на Рис. 2. Рассматривалась акватория Баренцева моря в форме прямоугольника размером 40×40 км, с дном постоянной глубины 0.3 км и приповерхностным профилем скорости звука, типичным для осенне-зимнего сезона. При расчетах полагалось, что ветер со скоростью  $v_0$  дул в направлении оси  $x$ . Среднеквадратичное отклонение волн принималось равным  $\sigma_{\xi} = 1.8 \cdot 10^{-3} v_0^{5/2}$ . Зондирующий ЛЧМ-импульс имел полосу частот от 5.5 до 6.5 кГц, длительность импульса 2 сек. Центр вертикальной излучающей антенны с равномерно заполненной апертурой из 16 излучателей располагался в точке (20,0,-0.025) (км). Центр вертикальной излучающей антенны с апертурой из 16 излучателей располагался в точке (20,10,-0.025) (км). В качестве цели рассматривался эллипсоид сразмерами главных осей 100, 10, 10 м.

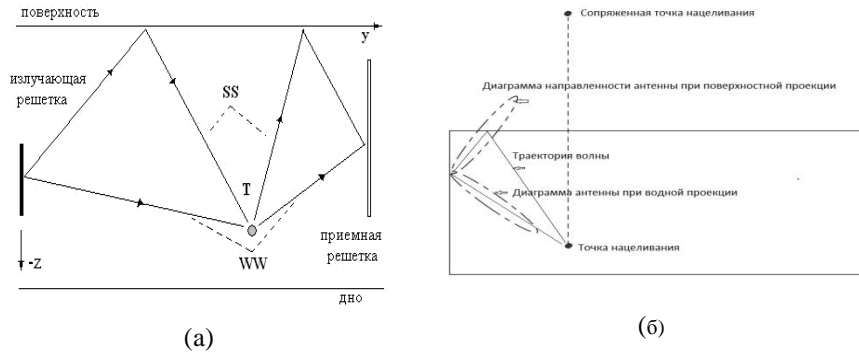


Рис. 1. Схема расположения ИА и ПА (а) и схема нацеливания (б)

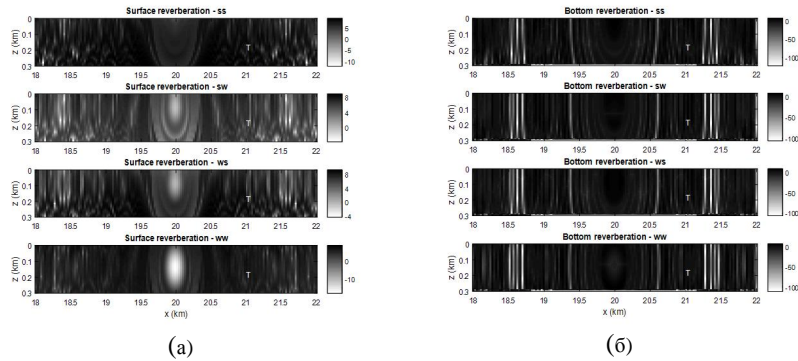


Рис. 2. Распределение (а) поверхностной и (б) донной ревербераций при нацеливании в точки вертикального сечения волновода, проходящего через цель

Предпринятый выше анализ высокочастотной пространственно-частотной поверхностной реверберации позволяет прогнозировать возможности наблюдения локализованных неоднородностей при мультистатическом наблюдении в мелком море в присутствии ветрового волнения. На основе использования развитых в настоящей работе моделей ревербераций могут быть разработаны алгоритмы управления работой мультистатической системы наблюдения в соответствии с условиями наблюдения.

### ЛИТЕРАТУРА

1. Смирнов И.П., Хилько А.И., Хилько А.А. Томографическое наблюдение неоднородностей мелкого моря при зондировании фокусированным высокочастотным акустическим полем. I. Структура имитационной модели. II. Исследование эффективности наблюдения // Изв. Вуз. Радиофизика, 2009, т. 52, № 2, с. 134-150; № 3. с. 192-207.



УДК517.95

**А.А. Толченников, С.А. Сергеев, П.С. Петров**

**РАСЧЕТ ВРЕМЕННЫХ РЯДОВ ИМПУЛЬСНЫХ АКУСТИЧЕСКИХ СИГНАЛОВ В МЕЛКОМ МОРЕ С ПРОНИЦАЕМЫМ ДНОМ В РАМКАХ ЛУЧЕВОЙ ТЕОРИИ**

Институт проблем механики им. А.Ю. Ишлинского РАН,  
пр-т Вернадского, д. 101, к. 1, Москва, 119526, Россия,  
тел. (495)433-75-44

Московский Физико-Технический Институт (Государственный университет). Институтский пер., д. 9, Московская область,  
г. Долгопрудный, 141701, Россия

Тихоокеанский океанологический институт им. В.И.Ильичева  
ДВО РАН, ул. Балтийская, д. 43, Владивосток, 690041, Россия  
тел. (423)231-14-00

Дальневосточный федеральный университет  
ул. Суханова, д. 8, Владивосток, 690950, Россия.

E-mail: tolchennikovaa@gmail.com, sergeevse1@yandex.ru,  
petrov@poi.dvo.ru

*Рассматривается задача моделирования распространения импульсных акустических сигналов в двумерном волноводе мелкого моря с проницаемым дном. С помощью обобщения лучевой теории строится временной ряд, приближенно описывающий звуковой сигнал в приемнике с учетом отражений.*

В работе [1] была рассмотрена задача о построении акустического сигнала в глубоком океане с помощью лучевой теории. Было построено асимптотическое решение поставленной задачи на основании работы [2] с помощью канонического оператора Маслова. Здесь мы изучаем задачу о распространении импульсных сигналов в мелком море с учетом отражений сигнала от поверхности и от дна.

Математическая постановка задачи имеет следующий вид

$$\frac{1}{c_0^2} p_{tt} - \Delta_x p = Q(x, t), x = (x_1, x_2, x_3) \in B, \quad (1)$$

$$B = \{(x_1, x_2) \in R^2, x_3 \in [0, H]\}, c_0 = \cos nt.$$

с нулевыми начальными условиями

$$p|_{t=0} = p_t|_{t=0} = 0.$$

Здесь - оператор Лапласа по переменным  $x$ . Мы считаем, что дно постоянным  $x$ . Мы считаем, что дно постоянным и описывается уравнением  $H = \text{const}$ , также мы предполагаем, что ско-

рость звука в воде также постоянна. Уравнение  $x_3 = 0$  описывает поверхность моря, а уравнение  $x_3 = H$  описывает дно.

Функция правой части описывает действие импульсного источника звука от локализованного источника и имеет вид

$$Q(x, t) = \lambda^2 g_0'(\lambda t) \frac{1}{l^3} V\left(\frac{x-x^0}{l}\right).$$

Функция  $g_0(\tau)$  описывает действие источника по времени и такая, что при  $\lambda \rightarrow \infty$  функция  $\lambda^2 g_0'(\lambda t)$  стремится к  $\delta'(t)$ , где  $\delta(t)$  – дельта-функция Дирака. Функция  $V(y)$  – убывающая на бесконечности вместе со своими производными, она описывает форму источника в пространстве. Параметр  $l$  описывает характерный размер источника.

Граничные условия для задачи (1) ставятся следующим образом. На поверхности моря задается условие Дирихле. Дно считается проницаемым для звуковой волны, поэтому на дне задаются специальные граничные условия, описывающие отражение [3].

Мы строим асимптотическое решение задачи (1) при  $l \rightarrow 0$  вне окрестности каустик. Это решение выражается через решение соответствующей системы Гамильтона [1, 2]. Решение такой системы Гамильтона описывает лучи, по которым распространяется волна. В случае постоянных коэффициентов, а также с учетом отражений от границ, соответствующие функции являются кусочно-линейными, которые можно представить в виде

$$X = c_0 t n(\varphi, \theta) + C, P = n(\varphi, \theta), n(\varphi, \theta) = (\cos \varphi \cos \theta, \sin \varphi \cos \theta, \sin \theta)^T.$$

Здесь константа  $C$  зависит от числа отражений траектории от границы области.

Асимптотическое решение вне каустик представляется в виде ВКБ-функции, где амплитуда зависит от преобразований Фурье функций  $V$  и  $g_0$  и коэффициентов отражений от дна, а фаза в экспоненте определяется с помощью функций  $X$  и  $P$ , и зависит от числа отражений от границы области.

## ЛИТЕРАТУРА

1. Петров П.С., Сергеев С.А., Толченников А.А. Моделирование распространения импульсных акустических сигналов в глубоком океане с помощью канонического оператора Маслова. // ДАН, 2017, т.473, №2, с.142-145
2. S.Yu. Dobrokhotov, D.A. Minenkov, V.E. Nazaikinskii, B. Tirozzi, Functions of Noncommuting Operators in an Asymptotic Problem for a 2D Wave Equation with Variable Velocity and Localized Right-hand Side // Operator theory: Adv. and appl., 2013, vol. 228, p. 95–125.
3. Л.М. Бреховских, Волны в слоистых средах. // Москва, Наука, 1973, 343 с.

УДК 534.34

**В.В. Уваров, В.И. Калинина, А.А. Хилько,  
В.В. Курин, А.И. Хилько**

**КОГЕРЕНТНОЕ СЕЙСМОАКУСТИЧЕСКОЕ ЗОНДИРОВАНИЕ  
МОДЕЛИ СЛОИСТОГО МОРСКОГО ДНА В ЛАБОРАТОРНЫХ  
УСЛОВИЯХ**

Институт прикладной физики РАН  
Россия, 603950, Н. Новгород, ул. Ульянова, д.46  
Тел. / Факс: (831) 436-9717; E-mail: A.khil@appl.sci-nnov.ru

*В работе проведена экспериментальная верификация разработанных алгоритмов реконструкции геоакустических параметров донных слоев с использованием параметрических моделей формирования сигналов, отраженных от слоистого полупространства при когерентном зондировании морского дна в контролируемых лабораторных условиях.*

Для экспериментальной верификации алгоритмов реконструкции геоакустических параметров донных слоев использовался измерительный комплекс позволяющий осуществить измерения при контролируемых условиях проведения эксперимента, что трудно обеспечить при проведении измерений в природных морских условиях. Параметры бассейна, модели дна, приемных и излучающих элементов подбирались с учетом требований масштабного моделирования условий натурального эксперимента по когерентному СА зондированию морского дна. Измерительный комплекс (рис. 1а) включал в себя следующие элементы: 1 – регистратор принятых сигналов, 2 – усилитель, 3 – ванна из нержавеющей стали с размерами 2.97 x 0.8 x 0.71 м, 4 – водный слой толщиной 33 см, 5 – набор пластин из оргстекла, резины, стали и других материалов, 6 – координатное устройство, 7 – каретка гидрофона, 8 – каретка излучателя, 9 – генератор сигналов, 10 – усилитель мощности, 11 – излучатель, 12 – гидрофон, 13 – АЦП, 14 – ЦАП. Подсистемой излучения формировались акустические импульсы с линейной частотной модуляцией (ЛЧМ импульсы) в различных полосах частот в интервале от 25 кГц до 3 МГц, длительностью от 10<sup>-3</sup> до 0.1 сек. Источник акустических сигналов и приемная система располагались на глубинах  $z_S$  и  $z_R$  в интервале от 30 до 2 см от поверхности жидкости. Горизонтальное расстояние между приемником и излучателем ( $x_R$ ) изменялось в различных измерениях в диапазоне от 10 мм до 1200 мм. Трассы измерения обычно располагались при  $y_R = y_0$ , где  $y_0$  находилась в средней точке между боковыми стенками бассейна.

Точность позиционирования приемно-излучающей системы в пределах экспериментальной ванны составляла величину не хуже чем 0.1 мм по всем координатам. Измерения параметров акустических сигналов проводились в лабораторной ванне ограниченных размеров, то есть в присутствии реверберационных помех, формируемых за счет многократных переотражений и рассеяния сигналов дном, стенками бассейна и поверхностью жидкости.

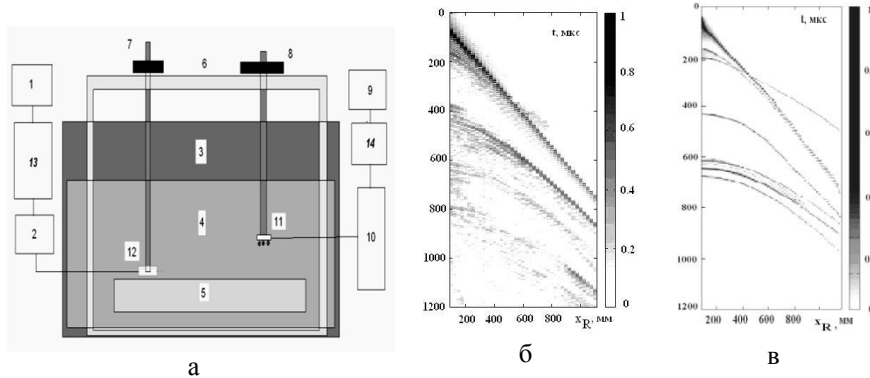


Рис.1.

Для проведения измерений с приемлемой точностью необходимо обеспечить подавление таких помех. Подавление помех и накопление измеренных в лабораторных условиях отраженных от слоистого дна акустических сигналов выполнялось, в частотной области путем сжатия сложно модулированных ЛЧМ импульсов, а также путем их накопления вдоль траекторий в плоскости  $(x_R \cdot \tau)$ , параметры которых определялись гипотезами. На рис. 1б представлено распределение измеренных, нормированных на максимальное значение амплитуд, сигналов, после согласованной фильтрации принимаемых импульсов. Измерения осуществлялись для случая, когда  $z_S = z_R = 32$  см. Расстояние от источника до приемника  $x_r$  менялось от значения 10 см до 100 см с шагом 2.5 см. В качестве зондирующих использовались ЛЧМ импульсы длительностью 1 мс, в интервале частот от 25 до 250 кГц. Измерения осуществлялись при остановке приемника в каждой точке измерения. При этом для каждого положения приемника вдоль оси задержек, формируется распределение отраженных от слоистого дна импульсов, соответствующих одной из границ слоистого дна. Весь массив измеренных данных в плоскости  $(x_R \cdot \tau)$  формировался в виде годографа, содержащего волновые компоненты, отраженные как от границ, так и от всех типов неоднородностей. Интерпретация компонент сигнала осуществлялась путем анализа показанных на рис.1в, расчетных годографов, полученных при параметрах слоистого дна, близких к тем, которые были реализованы в лабораторной установке. Из анализа распределений следует, что верхний фронт измеренных импульсов, в котором задержки импульсов нарастают по мере удаления практически линейно, соответствует водной компоненте (прямому лучу). В

интервале малых удалений такая компонента приходит первой, поскольку дистанция до приемника заметно меньше расстояния до нижней границы оргстекла. В этом интервале располагаются и волновые компоненты, отраженные от поверхности слоя оргстекла, которые, в силу геометрии измерений, при увеличении дистанции практически совпадают с водной компонентой. Однако по мере удаления от излучателя, начиная с дистанций порядка 400 мм, водный луч приходит позже компоненты, отраженной от второй границы слоя оргстекла, поскольку скорость продольной волны в оргстекле существенно больше скорости звука в воде. На измеренном годографе такая компонента относительно слабо видна, но она может быть выделена после пространственного накопления. В интервале задержек порядка 400-450 мкс, при малых удалениях формируется фронт импульсов, соответствующий поперечной волне, отраженной от второй границы слоя оргстекла. Ниже формируются фронты волн, отраженных от границ слоя стали, а также от дна бассейна. Как следует из представленных в виде годографа экспериментальных данных, в области расположенной по оси задержек за быстро распространяющимися компонентами, наблюдаются реверберационные помехи. Такие помехи возникают за счет рассеяния зондирующих импульсов на случайных неоднородностях водного слоя и слоистого дна. При этом отношение полезных сигналов к шумам и помехам, по мере нарастания задержек (увеличения глубины зондирования дна), падает, что связано с затуханием сигналов. Для повышения отношения уровня измеренных отраженных от дна сигналов к шумам и реверберационным помехам осуществлялось когерентное накопление полезных сигналов вдоль траектории расположения импульсов, отраженных от каждой границы слоя в плоскости  $(x_R, \tau)$ , которые задавались при расчетах гипотез. В результате обработки (регуляризации) сигналов, уровень полезных сигналов стал превышать шумы и помехи в среднем на 30 дБ. Оценка параметров донных слоев, в соответствии с блок-схемой алгоритма (рис.4) выполняется путем статистической проверки гипотез (блок  $L_2$ ). В качестве решения принимаются те значения параметров донных слоев, при которых решающее правило (в нашем случае,  $L_2$ -норма) принимает минимальное значение. Поскольку  $L_2$ -норма является случайной величиной, ее минимальное значение определяется статистически, при удовлетворении заданным статистическим критериям (блок СК). В частности, при использовании критерия Неймана-Пирсона, необходимая вероятность правильного решения (минимального значения  $L_2$ -нормы) достигается при заданной вероятности ложной тревоги. При этом порог, определяющий заданную вероятность ложной тревоги, зависит от статистического распределения шума. Как показал анализ условий измерений, в бассейне, основным источником шумов и помех является мультипликативные реверберационные помехи, источником которых являются, в основном, шероховатости всех границ, в том числе границ донных слоев. При точном повторении положений элементов измерения случайные реализации реверберационных шумов будут повторяться. В этой ситуации

сформировать нужный статистический ансамбль случайных реализаций значений  $L_2$ -нормы можно лишь путем вариаций пространственных координат источника и приемника. На первом этапе инверсии можно в качестве начальных параметров стали использовать справочные значения. Исследуем зависимость  $L_2$  нормы, от значений параметров слоя плексигласа  $\theta = \{h_1, \rho_1, v_{p1}, v_{s1}, \delta_{p1}, \delta_{s1}\}$ , выбираемых вблизи начальных значений, взятых из справочника. Поскольку первый слой характеризуется шестью параметрами, решение об их значениях соответствует глобальному минимуму в шестимерном пространстве. Для упрощения задачи поиска решения будем анализировать одномерные сечения экстремальной области  $L_2$ -нормы при условии, что остальные параметры принимаются равными значениям, взятым из справочника. На рис.2 показаны сечения  $L_2$ -нормы в зависимости от параметров  $\rho_1$  и  $v_{p1}$ . При этом для удобства визуализации структуры сечений будем использовать величину  $D$  «мощность процессора», которая в

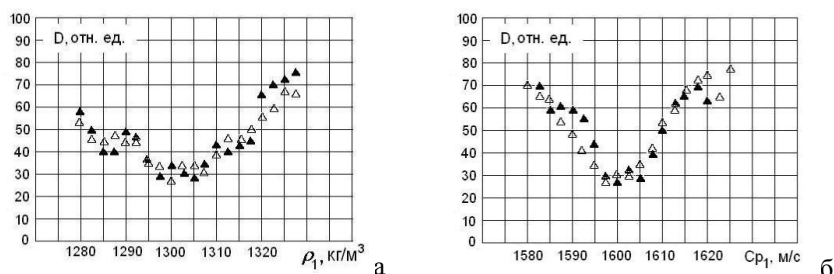


Рис. 2. Сечения  $L_2$ -нормы в зависимости от параметров  $\rho_1$  и  $v_{p1}$ .

нашем случае определяется выражением  $D = K |L_2|$ , где  $K=10^2$ . Поскольку реверберационные шумы неоднородны, случайный разброс уровней помех для области измерений при выбранных параметрах физической модели достигал величин порядка 10-15 дБ. Из показанных на рис. 2 и других аналогичных зависимостей следует, что вблизи минимума зависимости решающей статистики от оцениваемых параметров, ее значения, которые можно оценочно считать пороговыми, достаточно большие. Минимумы значений сечений  $L_2$ -нормы позволяют оценить величину параметров донных слоев. Из полученных результатов следует, что в условиях используемой в настоящих исследованиях лабораторной установки точность оценки параметров слоя плексигласа составила для плотности и скорости продольной волны величину порядка 3-4%, а для скорости поперечной волны и толщины плексигласа - 2-3%.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (проект 16-29-02081).

УДК551.463.21 : 534.2

Ужанский Э.М.<sup>1</sup>, Кацнельсон Б.Г.<sup>1</sup>, Луньков А.А.<sup>2</sup>, Островский И.С.<sup>3</sup>

**ОПРЕДЕЛЕНИЕ ПАРАМЕТРОВ ГАЗОНАСЫЩЕННОГО СЛОЯ В  
МЕЛКОМ МОРЕ НА ОСНОВЕ ИЗМЕРЕНИЯ УГЛОВОЙ И  
ЧАСТОТНОЙ ЗАВИСИМОСТИ КОЭФФИЦИЕНТА ОТРАЖЕНИЯ  
ШИРОКОПОЛОСНЫХ СИГНАЛОВ**

<sup>1</sup>L.Charnay School of Marine Sciences, University of Haifa,  
Israel, 3498838 Haifa,  
E-mail: euzhansk@campus.haifa.ac.il , bkatsnells@univ.haifa.ac.il

<sup>2</sup>Институт общей физики им. А.М. Прохорова РАН,  
Россия, 119991 Москва, ул. Вавилова 38  
E-mail: landr2004@mail.ru

<sup>3</sup>Israel Oceanographic & Limnological Research,  
Yigal Alon Kinneret Limnological Lab.,  
P.O. Box 447, Migdal 1495001, Israel  
E-mail: ostrovsky@ocean.org.il

*В работе представлены результаты экспериментальных исследований и моделирования угловой и частотной зависимости низкочастотных акустических широкополосных сигналов в озере Кинерет.*

Области дна, покрытые газонасыщенными осадками, широко распространены в пресноводных водоёмах, а также встречаются в мелководных областях морского шельфа. Газовые пузырьки изменяют эффективные свойства осадков, в том числе и их геоакустические характеристики. Наиболее чувствительным к наличию газовых пузырьков параметром является скорость звука. Присутствие даже незначительного количества газа в осадках (0.01%) снижает скорость звука в осадках в несколько раз[1]. В настоящей работе предлагается метод определения параметров газонасыщенного слоя (скорость звука и толщина), основанный на измерении коэффициента отражения широкополосного сигнала при различных углах падения и его сопоставлении с модельной частотно-угловой зависимостью.

Эксперимент проводился в мелководной акватории (озеро Кинерет (Галилейское море), рис. 1), имеющей глубину до ~40 м, достаточно плавное изменение батиметрии и профиль скорости звука, существенным образом меняющийся в течение года. Данная акватория характеризуется (по результатам других исследований [2]) заметной концентрацией газа (метана) в тонком слое осадков в виде пузырьков.

Распространение и отражение сигналов от дна рассматривалось в двух вариантах: когда излучатель и приемник буксировали вместе и отражение

сигнала происходило практически при угле падения  $0^\circ$ , а также когда вертикальную антенну из семи приемников располагали на расстояниях 28 – 158 м от источника звука, изменяя тем самым угол падения в диапазоне  $30 - 74^\circ$ . Моделирование распространения и отражения сигнала проводилось для двухслойной модели дна (Рис. 2, [3]) при варьировании скорости звука в осадочном слое и его толщины.

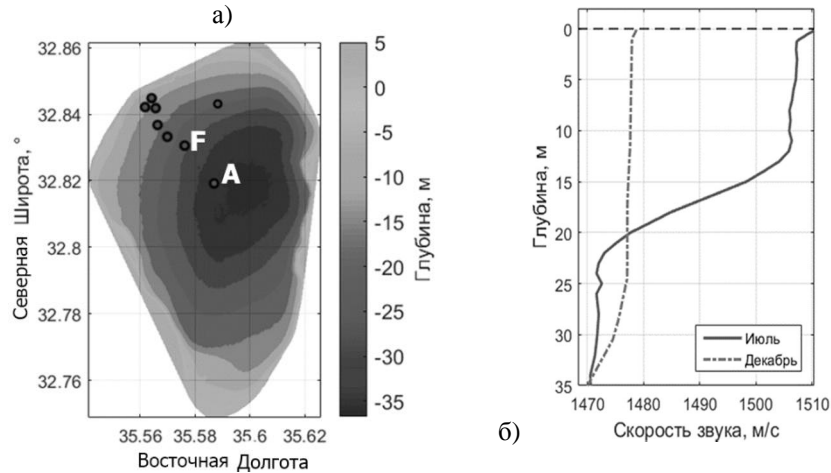


Рис. 1. Карта глубин озера Кинерет (а) и типичные профили скорости звука в водном слое в летний и зимний периоды времени (б).

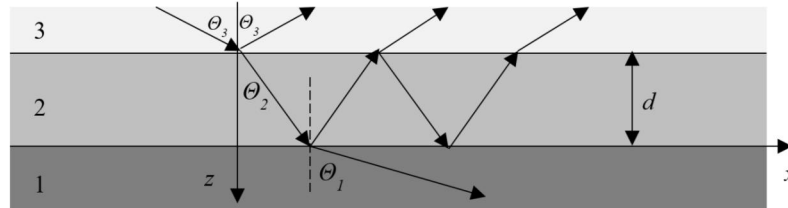


Рис. 2. Система лучей при отражении от слоя.

Прямые измерения химического состава, биологического материала и взятие замороженных проб показывают наличие пузырьков в сравнительно тонком слое (несколько десятков см), меняющемся в зависимости от географического места сбора проб и времени (сезона). На Рис. 3 показаны двумерные срезы томографических снимков проб осадков, взятых в центральной части озера Кинерет в декабре 2016 года. На снимках отчетливо видны многочисленные газовые пузырьки (отмечены окружностями).

В работе использовались сигналы с линейной частотной модуляцией в диапазоне 300 – 3500 Гц с длительностью 1 с, которые на приеме подвергались корреляционной обработке. Скорость звука оценивалась на основе согласования данных измерения амплитуды огибающей отраженных сигналов и рассчитанных огибающих для различных скоростей звука в осадках [4].



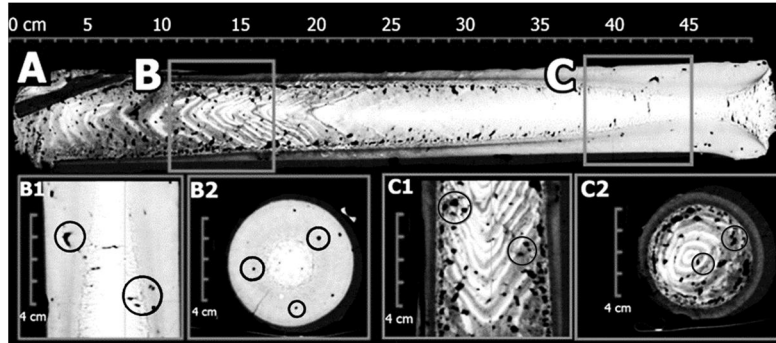


Рис. 3. Разрезы томографического снимка замороженной пробы верхнего слоя осадков, взятой в центральной части озера Кинерет в декабре 2016. Газовые пузыри отмечены окружностями.

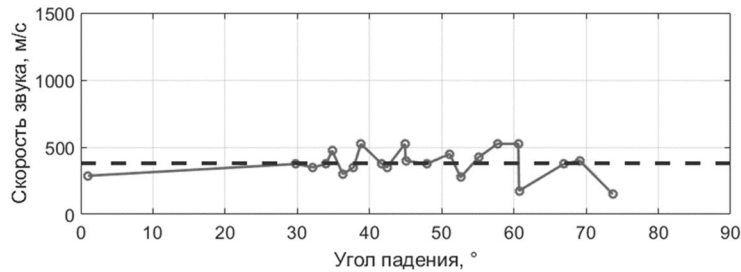


Рис. 4. Скорость звука в верхнем слое осадков, полученные при локальных измерениях при различных углах падения на Станции А.

Оценка параметров слоя производилась по измеренному коэффициенту отражения, как по среднему его значению, так и по спектру. Анализ данных, полученных в центральной части озера (Ст. А), дает значения резонансных минимумов коэффициента отражения на частотах 750 и 1450 Гц (Рис. 5) и значения толщины порядка  $20 \pm 5$  см при оцененной скорости звука в слое порядка 300 – 500 м/с (Рис. 4).

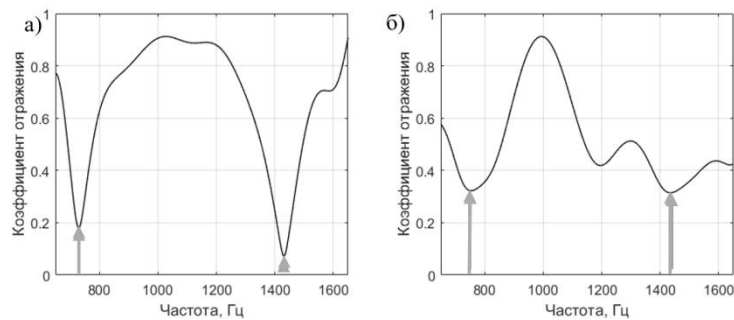


Рис. 5. Частотная зависимость коэффициента отражения для смоделированного сигнала (а) и экспериментальных сигналов со Ст. А (б).

Анализ данных, полученных на средних глубинах (Ст. F), дает значения резонансных минимумов на частотах 850, 1350, 1750 и 2200 Гц (Рис. 6) и значения толщины порядка  $34 \pm 11$  см при оцененной скорости звука в слое порядка 200 – 400 м/с.

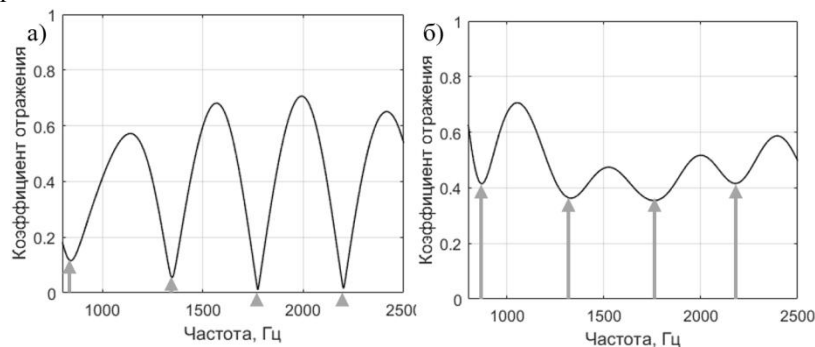


Рис. 6. Частотная зависимость коэффициента отражения для смоделированного сигнала (а) и экспериментальных сигналов для Ст. F (б).

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Wilkens, R.H., Richardson, M.D., (1998). The influence of gas bubbles on sediment acoustic properties: in situ, laboratory, and theoretical results from Eckernförde Bay, Baltic sea. *Continental Shelf Research* 18, 1859-1892.
2. Ostrovsky, I. (2003). Methane bubbles in Lake Kinneret: Quantification and temporal and spatial heterogeneity. *Limnology and Oceanogr.*, 48. 1030-1036.
3. Brekhovskikh L.M., Lysanov Yu. (1991), *Fundamentals of Ocean Acoustics*, 2<sup>nd</sup> edn. (Springer, Berlin, Germany, 1991)
4. Katsnelson, B., Katsman, R., Lunkov, A., & Ostrovsky, I. (2017). Acoustical methodology for determination of gas content in aquatic sediments, with application to Lake Kinneret, Israel, as a case study. *Limnology and Oceanography: Methods*, 15(6), 531–541.



*Акустическая океанология*



УДК 534.123

**Н. Г. Бибиков, И.В. Макушевич**

**СТАТИСТИЧЕСКИЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ ВЫСОКОЧАСТОТНЫХ  
БИОШУМОВ ШЕЛЬФОВОЙ ЗОНЫ ЧЕРНОГО МОРЯ**

Акустический институт им. акад. Н.Н.Андреева  
Россия, 117036 Москва, ул. Шверника, д.4  
Тел.:(499)723-6311;Факс:(495)126-8411,Е-mail: nbibikov1@yandex.ru

*Представлены результаты анализа биошумов раков-альфеусов, которые регистрировались в течение трех сезонов на шельфе восточного берега Черного моря. Выделялись наиболее мощные щелчки, которые рассматривались как временной точечный случайный процесс. Процесс анализировали разнообразными статистическими методами, в том числе теми, которые используются для оценки фрактальности. Продемонстрированы особенности статистического распределения щелчков, которые следует учитывать при любых попытках использования этих сигналов для мониторинга условий океанского шельфа, а также для маскировки или освещения гидроакустической обстановки.*

В настоящее время уже хорошо установлено, что в большинстве мелководных зон Мирового океана главным источником биошумов являются норные раки, обычно принадлежащие к семейству альфеид. Эти животные производят весьма мощные (несколько тысяч Паскаль на расстоянии одного метра) щелчки, являющиеся результатом схлопывания кавитационного пузырька, возникающего при выстреливании струи воды при схлопывании специализированной клешни. До последнего времени было принято считать, что они являются представителями тропической и субтропической водной фауны и встречаются только на низких широтах (до 400). Однако уже в конце прошлого столетия было отмечено распространение этих объектов вне указанных границ, по крайней мере, в северном полушарии, в частности, они были отмечены на российском тихоокеанском шельфе в заливе Петра Великого на 42°46'00" [1]. Позднее щелчки раков-альфеусов были зарегистрированы на восточных берегах Черного моря. В этой акватории мы регистрировали их активность в течение 2015, 2016 и 2017 годов, описав основные особенности одиночных щелчков и результирующего шума [2,3].

В настоящем сообщении мы остановимся на особенностях статистического распределения временного точечного процесса, представленного

наиболее мощными щелчками. В течение трех экспедиционных сезонов локализация и методика регистрации биошумов изменялись весьма незначительно. Все измерения проводились на базе Гидрофизического института Академии наук Республики Абхазия в г. Сухум. Измерения осуществлялись гидрофоном, расположенным в 30-40 см над поверхностью галечного дна, усыпанного раковинами погибших мидий, непосредственно под лабораторным зданием, стоящим на бетонных сваях. В точках регистрации глубина варьировала от 6 до 10 метров. Использовалась аппаратура фирмы Brüel&Kjær. Сигнал усиливался на согласованном с гидрофоном усилителе и регистрировался на персональном компьютере. Полоса регистрации в разных экспериментах варьировала, но во всех случаях верхняя граница была не ниже 40 кГц, что позволяло вполне четко выделять отдельные щелчки в условиях спокойного моря. Отметим, что в 2015 и 2016 годах мидии на сваях подвергались нападению брюхоногих моллюсков *Rapanavenosa*, а в 2017 году активность этих хищных моллюсков была резко снижена.

После эксперимента либо триггером Шмидта, либо с помощью специализированной программы Spike2 выделялись щелчки, уровень которых превышал задаваемое пороговое значение. Полученный таким образом сигнал трактовался как временной точечный процесс, к которому применимы основные методики анализа подобных процессов (получение распределения межимпульсных интервалов, автокорреляционной функции и функции риска). Нами были использованы некоторые методики, характеризующие фрактальность исследуемого процесса. Вычислялись, в частности, показатель степени зависимости значений фактора Фано (отношение дисперсии числа щелчков в определенном интервале к их среднему значению) от величины последовательно увеличивающихся интервалов времени. Измерялась также временная зависимость разности между наибольшим и наименьшим из временных интервалов между щелчками, характеризуемая индексом Херста в варианте, модифицированным Найманом [4]. Надо сказать, что поскольку ранее мы наблюдали импульсы, явно представляющие собой отражение от препятствий или от поверхности наиболее мощных исходных щелчков, в полученной последовательности щелчки, следующие один за другим с интервалом, меньшим 20 мс, заменялись на один щелчок с усредненным интервалом времени [см. 3]. Отметим, что для статистического анализа использовались методики, ранее применявшиеся нами для характеристики импульсного процесса, описывающего активность одиночных нейронов продолговатого мозга травяных лягушек [5,6].

На рис. 1 приведен вид активности, регистрируемой гидрофоном в условиях спокойного моря в диапазоне 10-44 кГц. В этом случае сигнал представлен короткими импульсами разной амплитуды при почти полном отсутствии иных сигналов. В 2017 году такая активность регистрировалась более 100 часов.

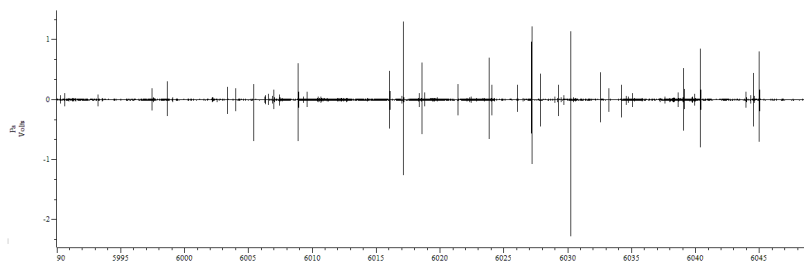


Рис. 1. Пример регистрации биощумов в диапазоне частот 10-44кГц.

Далее остановимся на свойствах, характеризующих фрактальность исследуемых нами точечных процессов. На рис. 2а приведена типичная зависимость фактора Фано от величины последовательно увеличивающихся интервалов времени. Как характерно для подобных процессов значение этого фактора монотонно растет с увеличением времени анализа, причем зависимость представляется линейной в двойных логарифмических координатах.

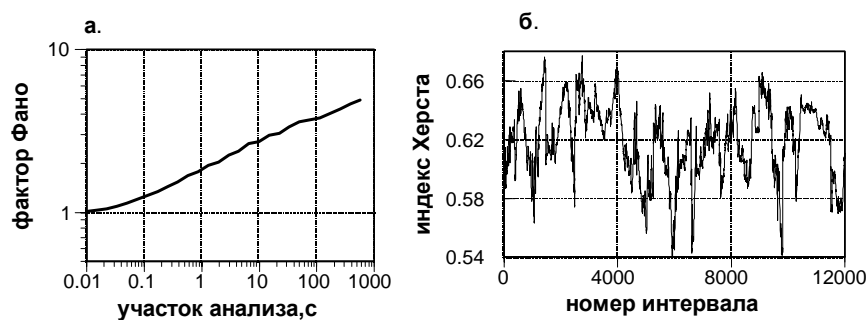


Рис. 2а. Пример зависимости значений фактора Фано от величины интервала анализа при общей длительности 4000 с.

Рис. 2б. Пример временного течения значений индекса Херста по фиксированному числу (одна тысяча) измеряемых интервалов.

На рис. 2б приведены значения индекса Херста, измеряемого для одной тысячи интервалов при последовательных сдвигах исследуемого участка на один интервал. Как известно, индекс Херста позволяет разделить временные участки процесса, на те, где имеется заметный тренд, и те, которые можно описать как случайные. Для 1000 интервалов граница достоверного существования тренда равна 0.588 [4]. Рис. 2б демонстрирует, что на протяжении 8410 сек, в течение которых было зарегистрировано 12000 щелчков, превышающих пороговую величину, значение индекса Херста, измеряемого по одной тысяче интервалов, довольно широко варьирует, обычно находясь в диапазоне, существенно превышающем значение 0.588. Выявлены довольно медленные колебания характера процесса, меняющегося от трендового к случайному. Статистические особенности распределений



щелчков раков-щелкунов целесообразно учитывать при исследовании и моделировании бишумов шельфовой зоны океана.

Работа поддерживалась РФФИ (грант № 17-52-40016 Абх-а).

## ЛИТЕРАТУРА

1. Бибиков Н.Г., Грубник О.Н. Мониторинг звуков, создаваемых раками-щелкунами на мелководье Дальнего Востока // Акустический мониторинг сред. М.: АКИН. 1993, с. 83-84.

2. Bibikov N.G. The statistical characteristics of the distribution of snapping shrimps clicks in the Russian coastal waters // Proceedings of Meetings on Acoustics. ASA, 2015, v. 24, №. 1, p. 1-7.

3. Бибиков Н.Г. Бишумы шельфа южных морских рубежей России и Абхазии // Акустика океана. Доклады 15-ой школы-семинара акад. Л.М. Бреховских. М.: ГЕОС, 2016, с. 162-165.

4. Найман Э.Л. Расчёт показателя Херста с целью выявления трендовости (персистентности) финансовых рынков и макроэкономических индикаторов//URL:[http://www.wealth-lab.net/Data/Sites/1/SharedFiles/doc/forindicators/articles/04\\_erik\\_naiman\\_herst.pdf](http://www.wealth-lab.net/Data/Sites/1/SharedFiles/doc/forindicators/articles/04_erik_naiman_herst.pdf)

5. Бибиков Н.Г., Дымов А.Б. Факторы Фано и Аллана, характеризующие процессы спонтанной импульсной активности слуховых нейронов продолговатого мозга лягушки // Сенсорные системы. 2009, т. 23, № 3, с. 246-259.

6. Bibikov N.G. Makushevich I.V. Comparison of some fractal analysis methods for studying the spontaneous activity in medullar auditory units// in "Advances in Neural Computation, Machine Learning, and Cognitive Research" Studies in Computational Intelligence 736 Springer Verlag. 2017. ChapterNo: 26,p. 180-185..

УДК 534.222.2; 551.463.2

**В.А. Буланов**

**ОСОБЕННОСТИ РАССЕЯНИЯ И ПОГЛОЩЕНИЯ ЗВУКА  
И АКУСТИЧЕСКОЙ НЕЛИНЕЙНОСТИ В ВЕРХНЕМ СЛОЕ  
ОКЕАНА И МЕЛКОГО МОРЯ**

Тихоокеанский океанологический институт им. В.И. Ильичева Дальневосточного отделения РАН  
Россия, 690041 Владивосток, ул. Балтийская, д.43  
Тел.: (423) 2374913; Факс: (423) 2312573, E-mail: bulanov@poi.dvo.ru

*Представлены результаты исследований акустической нелинейности морской воды и поглощения звука на различных глубинах *in situ*. Проведено сравнение указанных локальных акустических характеристик и коэффициентов обратного рассеяния звука в верхнем слое океана до глубины около 100 метров. Показано, что акустические характеристики существенно изменяются с глубиной и наблюдаемые аномалии поглощения и нелинейности обусловлены присутствием гетерогенных включений. Обсуждена возможность прогнозирования распределения акустической нелинейности и поглощения звука в океане и в мелком море на основе дистанционных данных по обратному рассеянию звука.*

Наиболее часто в океане встречаются мелкомасштабные неоднородности. Создание эффективных методов для изучения мелкомасштабных неоднородностей является актуальными задачами современной океанологии [1-4]. В последнее время стало ясно, что наряду с традиционными линейными методами акустической диагностики океана возникла необходимость разработки других, более совершенных методов [1, 3-5]. Таковыми оказались, прежде всего, нелинейные методы, а также методы, использующие анализ более тонких, нестационарных эффектов рассеяния и распространения звука в микронеоднородных средах [1, 3-6]. Нелинейные эффекты чувствительны к присутствию микронеоднородностей в воде, поэтому наряду с непосредственным измерением параметров термодинамического состояния морской воды (плотность, температура, соленость) и скорости звука – первой производной  $c = (\partial\rho/\partial P)_s^{-1/2}$ , можно использовать параметр  $\varepsilon$ , связанный со второй производной уравнения состояния, который может стать информативным признаком для диагностики морской среды. Характеристикой отклонения от линейности жидкости является зависимость скорости звука от амплитуды вида  $\Gamma = \rho(\partial c^2/\partial P)_s$  и нелинейный акустический параметр, связанный с  $\Gamma$  соотношением [1, 3, 4]:

$$\varepsilon = 1 + (\rho/2) \left( \partial c^2 / \partial P \right)_s \equiv 1 + \Gamma/2. \quad (1)$$

Для воды известно уравнение состояния Тэта [6], на основании которого для воды имеем  $\Gamma \approx 6$  и  $\varepsilon \approx 4$ . В жидкостях, содержащих различные фазовые включения, параметр нелинейности может значительно возрасти. Особенно сильно это проявляется для жидкостей, содержащих газы и паровые пузырьки [1, 5, 6], для которых  $\varepsilon$  будет зависеть от структуры среды, а также от динамических свойств включений:

$$\frac{\varepsilon_e}{\varepsilon} \approx \left( 1 + \frac{2\pi}{3} \frac{\beta'^2(\gamma+1)}{\beta^2\varepsilon} \int_0^\infty g(R)R^3 dR \right) \left[ 1 + \frac{\beta'}{\beta} \int_0^\infty \frac{R^3 g(R) dR}{q(R, R_o)} \right]^{-2}, \quad (2)$$

где  $q(R, R_o) = 1 - (R/R_o)^2 (1 + i/Q_o)$ ,  $R_o = \sqrt{3\gamma P_o / \rho} / \omega$ ,  $Q_o$  - добротность пузырька,  $\gamma = 1.4$  - постоянная адиабаты. В море 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, 4].

Измерения  $\varepsilon$  в море проводились с помощью зондирующего устройства, в основу которого положен принцип регистрации волн разностной частоты, генерируемых в воде за счет ее нелинейности при последовательных отражениях высокочастотных волн накачки между стенками измерительной ячейки [7].

На рис.1 представлены зависимости от глубины  $z$  нелинейного параметра  $\varepsilon(z)$ , температуры  $T(z)$  в виде  $T(z)/T_0$ , расчетные -  $(\varepsilon(z)/\varepsilon_0)_{th}$ , измеренные -  $(\varepsilon(z)/\varepsilon_0)_{exp}$  на частоте 15 кГц (накачка 700 кГц) и коэффициента рассеяния звука  $m_V(z)$ , индекс 0 указывает на то, что величины взяты на поверхности моря при  $z = 0$  ( $\varepsilon_0 = 6.08$ ). На рис.2 представлена изменчивость  $m_V(z, t)$  на частоте 100 кГц в течение 2 часов. Из рис.1 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 алгоритма расчета фундаментальных свойств морской воды (включая данные Вильсона и Дель-Гроссо) [8] для скорости звука согласно (1). Из сопоставления расчетных и экспериментальных кривых для  $(\varepsilon/\varepsilon_0)_{th}$  и  $(\varepsilon/\varepsilon_0)_{exp}$  видно, что результаты расходятся, что свидетельствует в пользу того, что нелинейность в морской воде в основном связана с наличием в ней микронеоднородностей различного происхождения. На рис. 1 и рис. 2 представлены измерения коэффициента рассеяния звука на частоте 100 кГц в течение 2 часов. Сопоставление кривых 3 и 4 для  $m_V(z)$  и  $\varepsilon(z)$  показывают, что изменение  $\varepsilon(z)$  расходится с  $m_V(z)$  - значительное изменение  $\varepsilon(z)$  наблюдается ниже горизонта мак-

сумма  $m_V(z)$  и совпадает с положением внутренней волны, располагающейся ниже ярко выраженного звукорассеивающего слоя, изображенного на рис.2.

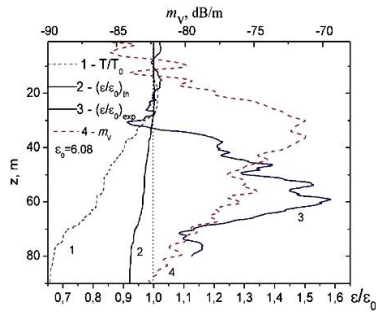


Рис.1. Зависимости  $T(z)$ - 1;  
 $(\varepsilon(z)/\varepsilon)_{th}$ - 2;  $(\varepsilon(z)/\varepsilon)_{exp}$ -3,  
 $m_V(z)$  - 4

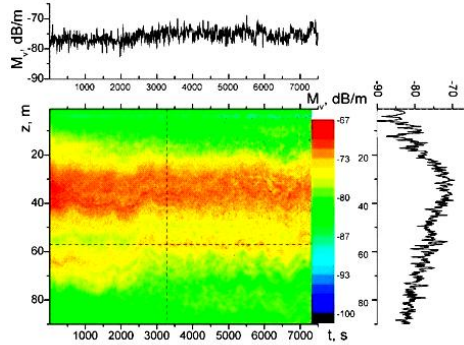


Рис. 2.Изменчивость  $m_V(z, t)$

Известно, что пузырьки являются эффективными поглотителями энергии звуковых волн, распространяющихся в море. Коэффициент поглощения звука  $a$  можно рассчитать по приближенной формуле [5, 6]:

$$a \gg \frac{w}{c} \operatorname{Im} \left[ \frac{\dot{\varepsilon}}{\varepsilon} \right] + \frac{4p}{3} \frac{rc^2}{gP_0} \dot{\theta}_0 \approx \frac{g(R)dR}{q(R, R_w)} \Big|_0^{1/2}, \quad g = A_g R^{-n} \exp \left[ -n \left( \frac{R_p}{R} + \frac{R}{R_m} \right) \right], \quad (3)$$

в которой показатель степени  $n$  и критические размеры  $R_p$ ,  $R_m$  являются естественными параметрами, которые следуют из теории Фармера-Гаррета [2, 6]. Полученные с помощью рассеяния звука данные по концентрации пузырьков позволяют определить дополнительную акустическую нелинейность, а также дополнительное затухание звука, привносимые пузырьками. На рис. 3 и рис.4 представлены изменения во времени коэффициента поглощения звука  $\alpha(t, z)$  на частоте 145 кГц и параметра акустической нелинейности морской воды  $\varepsilon(t, z)$  в приповерхностном слое пузырьков. Видно, что перечисленные акустические параметры изменяются в широких пределах при обрушениях поверхностных волн и сильном ветре. Из рис.3 видно избыточное поглощение звука в пузырьковом слое, превышающее более чем в 100 раз поглощение звука в чистой воде. На больших глубинах  $\varepsilon(t, z)$  и  $\alpha(t, z)$  стремятся к значениям для чистой воды.

Таким образом, в работе показано, что акустические характеристики существенно изменяются с глубиной и наблюдаемые аномалии поглощения и нелинейности обусловлены присутствием гетерогенных включений. Обсуждена возможность прогнозирования распределения акустической нелинейности и поглощения звука в океане и в мелком море на основе дистанционных данных по обратному рассеянию звука.

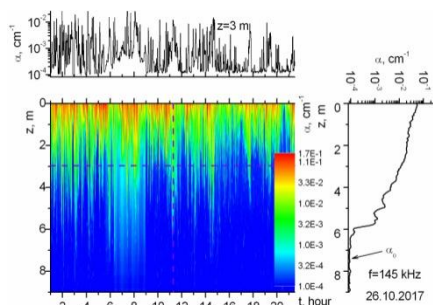


Рис.3. Функция  $\alpha(t, z)$ .

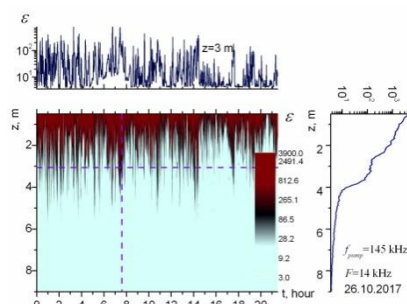


Рис.4. Функция  $\epsilon(t, z)$ .

Работа выполнена при поддержке проектов №17-02-00561 РФФИ и №18-I-004 программы ДВО РАН "Дальний Восток".

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Есипов И.Б., Рыбак С.А., Серебряный А.Н. Нелинейная акустическая диагностика земных пород и океана // УФН, 2006, Т.176, С.102–108
2. Farmer D., Vagle S. Wave induced bubble clouds in the upper ocean // J. Geophys. Res., 2010, Vol. 115, C12054, 16 pp.
3. Кузнецов В.П. Нелинейная акустика в океанологии М.: Физматлит. 2010. 264 с.
4. Grelowska G., Kozaczka E. Nonlinear Properties of the Gotland Deep – Baltic Sea // Archives of Acoustics, 2015. V. 40, No 4, P. 595-600
5. Akulichev V.A., Bulanov V.A.. Measurements of bubbles in sea water by nonstationary sound scattering // J. Acoust. Soc. Am. 2011. Vol. 130, No5, P.3438-3449
6. Акуличев В.А., Буланов В.А. Акустические исследования мелкомасштабных неоднородностей в морской среде. – Владивосток: ТОИ ДВО РАН, 2017. – 414 с.
7. Буланов В.А., Корсков И.В., Попов П.Н. Измерения нелинейного акустического параметра морской воды // Приборы и техника эксперимента. 2017. №3. с. 114-118
8. Fofonoff N.P., Millard R.C. Jr. Algorithm for computation of fundamental properties of seawater, // UNESCO Technical papers in Marine Science 1983. No. 44.

УДК 534.6

**Веденев А.И.<sup>1</sup>, Луников А.А.<sup>2</sup>, Шатравин А. В.<sup>1</sup>, Кочетов О.Ю.<sup>1</sup>**

**ИЗМЕРЕНИЯ ШУМОВ СУДНА НА ВОЗДУШНОЙ ПОДУШКЕ С  
ЦЕЛЬЮ ОЦЕНКИ АНТРОПОГЕННОГО ВОЗДЕЙСТВИЯ НА  
ОРНИТО- И ИХТИОФАУНУ ДЕЛЬТЫ Р. УРАЛ**

<sup>1</sup> Институт океанологии им. П.П. Ширшова РАН,  
Россия, 117218, Москва, Нахимовский пр. 36  
Тел. (495) 380-4150, e-mail: vedenev@ocean.ru

<sup>2</sup> Институт общей физики им. А.М. Прохорова РАН,  
Россия, 119991, Москва, ул. Вавилова 38  
Тел. (495)503-8384, e-mail: lunkov@kapella.gpi.ru

*По результатам измерения потерь интенсивности при распространении звука в русле р. Урал и на мелководном шельфе Каспийского моря оценивается модель волновода в районах измерений. Сравниваются результаты измерения уровня и направленности подводного шума (в полосе частот 20 Гц-20 кГц) и воздушного шума (в полосе частот до 8 кГц) от судна на воздушной подушке (СВП) и других судов с гребными винтами и водометными двигателями, работающими в р. Урал. Отмечается высокая направленность излучения воздушного шума СВП и подводного шума судна с водометным двигателем. Показано, что, приведенные к 1м уровни подводного шума от СВП, на малых скоростях хода (до 6 м/с) на 17-25 дБ ниже, чем у обычных судов, а уровни воздушного шума от СВП на 13-20 дБ превышают уровни шума других судов.*

УДК 551.462

**Г.И. Долгих, В.А. Чупин, И.О. Ярошук**

**РЕШЕНИЕ ТОМОГРАФИЧЕСКИХ ЗАДАЧ С ПОМОЩЬЮ  
БУКСИРУЕМОГО НИЗКОЧАСТОТНОГО  
ГИДРОАКУСТИЧЕСКОГО ИЗЛУЧАТЕЛЯ**

Тихоокеанский океанологический институт им. В.И. Ильичёва  
ДВО РАН. Россия, 690041 Владивосток, ул. Балтийская, д.43  
Тел.: (423) 2312598; Факс: (423) 2312573, E-mail: dolgikh@poi.dvo.ru

*На основе полученных экспериментальных данных рассматриваются принципы решения ряда томографических задач с помощью буксируемого низкочастотного гидроакустического излучателя и берегового лазерного деформографа. При буксировке по шельфу низкочастотный гидроакустический излучатель генерирует сложные фазоманипулированные сигналы с несущей частотой 33 Гц (М-последовательности), которые после трансформации на слоях морского дна регистрируются береговым лазерным деформографом. Выбранный режим непрерывного излучения позволяет получать большой поток экспериментальных данных, регистрируемых лазерным деформографом. Обработка полученных экспериментальных данных с итерацией полученных инверсионных результатов на каждом шаге направлена на построение модели земной коры с большим разрешением по горизонтальному и вертикальному разрезам.*

В работе [1] заложены основы создания технологии определения строения и структуры морской земной коры исследуемых акваторий, в том числе покрытых льдом без его разрушения, на основе использования низкочастотных широкополосных гидроакустических излучателей, генерирующих сигналы различной сложности, и береговых лазерных деформографов. В дальнейшем данные исследования были продолжены на стационарных полигонах в летний [2] и зимний [3] сезоны года. Проведённые исследования подтвердили большие перспективы использования этих технологий в прикладных работах, но с необходимостью получения за короткое время больших массивов данных на выбранных полигонах и с построением модели земной коры в автоматическом режиме. Первая часть решается при буксировке излучателя, непрерывно генерирующего сложные фазоманипулированные сигналы (М-последовательности), и с приёмом излучённых сигналов береговым лазерным деформографом. Первые эксперименты с буксируе-

мым излучателем, результаты которых приведены в данной работе, были проведены на стационарном полигоне, частично описанным в работе [2].

Излучатель вывешивался в специальном ограждении, к которому был прикреплен стабилизатор для устойчивого положения излучателя при буксировке, с борта НИС «Импульс» (РПР 2539). Запись контрольных гидрофонов велась на линейный вход звуковой карты ноутбука NEC PC-VA75H с максимальной чувствительностью. В ходе эксперимента судно двигалось по траектории, приведённой на рис. 1. Приём излучённого сигнала осуществлялся в воде контрольным гидрофоном, а на берегу тремя лазерными деформографами, расположенными на м. Шульца (внизу рис. 1). Полученные экспериментальные данные заносились в базу экспериментальных данных для последующей обработки и анализа. На первом шаге обработки выполнялся спектральный анализ для визуального представления регистрации излучённых сигналов приёмной аппаратурой. На втором шаге выполнялась свёртка сигналов, принятых контрольным гидрофоном с сигналами, зарегистрированными тремя лазерными деформографами, расположенными на м. Шульца.



Рис. 1. Карта экспериментального полигона. M1, M2, M3, M4 – точки начала излучения M-последовательности.



Все три лазерным деформографа находятся под землёй в отдельных гидротермо изолированных помещениях. Два лазерных деформографа с длинами плеч по 52.5 м расположены по оси «север-юг» (СЮ1, СЮ2), а третий лазерный деформограф с длиной плеча 17.5 м расположен по оси «запад-восток» (ЗВ). Информация с лазерных деформографах в режиме реального времени после предварительной обработки поступает в базу экспериментальных данных. После свёртки экспериментальных данных, записанных контрольным гидрофоном, с экспериментальными данными трёх лазерных деформографов было установлено, что из точек излучения М1, М2, М3 и М4 до приёмных систем, расположенных на м. Шульца, пришло, в основном, три сигнала с некоторой задержкой друг от друга (см. таблица). Мы предполагаем, что два прихода обусловлены двумя волнами рэлеевского типа (затухающая и не затухающая), распространяющиеся по границе «вода-дно», а третий приход связан с приходом волны Стоунли, распространяющейся по границе «осадки-гранит» (или Лява, распространяющейся по границе «осадки-гранитное полу бесконечное пространство»). Предварительно построенная модель приведена на рис. 2. Выбрано большое превышение над шумом, поэтому не все приходы отождествлены.

Таблица. Результаты свёртки.

Гочка	Деформограф	Расстояние до точки начала излучения, м	Время начала излучения UTC (гидрофон)	Отсчет max - 1	delta t, с	Отсчет max	delta t, с	Отсчет max + 1
M1	СЮ2	1328	23:01:28.374	1471787	0.332	1472119	0.274	1332151
M1	ЗВ	1304		1471701	0.181	1471882	0.121	1472003
M1	СЮ1	1378		1472000	0.152	1472152		
M2	СЮ2	2068	23:07:58.269	1862770	0.180	1862950		
M2	ЗВ	2041		1862366	0.180	1862546	0.120	1862666
M2	СЮ	2118		1862334	0.617	1862951	0.182	1863133
M3	СЮ2	1822	23:14:25.625	2249260	0.150	2249410		
M3	ЗВ	1797		2250412	0.212	2250624		
M3	СЮ	1872				2249473	0.179	2249652
M4	СЮ2	1344	23:18:13.603	2476924	0.211	2477135	0.151	2477286
M4	ЗВ	1316		2476908	0.240	2477148	0.181	2477329
M4	СЮ	1394		2476956	0.151	2477107	0.181	2477288

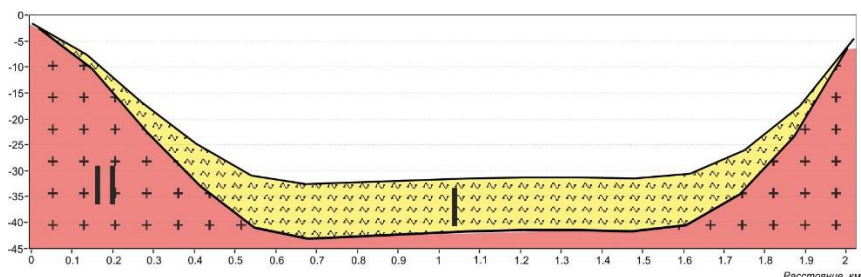


Рис.2. Предварительна модель земной коры бухты Витязь по трассе излучения.

Дальнейшие расчёты на суперкомпьютере по полученным экспериментальным данным позволят более точно построить модель земной коры, приведённой на рис. 2 и получить основные упругие параметры слоя осадков (I), его толщину и протяжённость, а также упругие параметры гранитного полупространства (II). При этом необходимо учитывать то, что по мере излучения расстояние от точки излучения до деформографов менялось (скорость буксировки 2-2.1 м/с), а также расположение устоев лазерных деформографов и свойства пород, на которых они расположены. Один устой лазерного деформографа СЮ1 расположен на гранитной скале, а второй на суглинке. Один устой лазерного деформографа СЮ2 расположен на суглинке, а другой устой на песчаной подушке, которая лежит на суглинке. Оба устоя лазерного деформографа ЗВ расположены на суглинке.

Работа выполнена при частичной финансовой поддержке РФФИ (грант №16-29-02023\_офи-м).

## ЛИТЕРАТУРА

1. Долгих Г.И., Долгих С.Г., Пивоваров А.А., Самченко А.Н., Чупин В.А., Швырёв А.Н., Ярошук И.О. О перспективах применения лазерных деформографов для диагностики морского дна // ДАН, 2013, т.452, №3, с. 321-324.
2. Долгих Г.И., Будрин С.С., Долгих С.Г., Овчаренко В.В., Пивоваров А.А., Самченко А.Н., Швырёв А.Н., Чупин В.А., Ярошук И.О. Развитие технологии томографии земной коры шельфовых областей // ДАН, 2017, т. 475, №2, с. 210-214.
3. Долгих Г.И., Будрин С.С., Долгих С.Г., Чупин В.А., Яковенко С.В. Особенности применения мобильного лазерного деформографа в зимних условиях // Фотоника, 2017, №4(64), с. 86-91.

УДК534.222; 534.23

**В.П. Елистратов<sup>1</sup>, Г.Н. Кузнецов<sup>2</sup>, Н.П. Мельников<sup>3</sup>**

**ИССЛЕДОВАНИЕ ГЛУБИННОЙ ЗАВИСИМОСТИ  
КАВИТАЦИОННОЙ ПРОЧНОСТИ МОРСКОЙ ВОДЫ  
В ЗОНАХ ДИВЕРГЕНЦИИ И КОНВЕРГЕНЦИИ**

<sup>1</sup> Институт экологии АНА

Абхазия, 384900, Сухум, ул. Красномаяцкая, д. 67;

<sup>2</sup> Институт общей физики им. А.М. Прохорова РАН

Россия, 119991 Москва, ул. Вавилова, д. 38;

<sup>3</sup> НИРИ ННГУ им. Н.И. Лобачевского

Россия, 603950, Нижний Новгород, ул. Б. Печерская, д. 25/12а

Тел.: (920 0774352), E-mail: melnikov50@mail.ru

*Исследуются физические зависимости от глубины порогов возникновения акустической кавитации, измеренные в зонах дивергенции и конвергенции. Установлено, что при подъеме вод из-за предварительного «обжата» зародышей прочность воды и пороги кавитации возрастают по сравнению с зонами, где наблюдается заглужение вод. Отмечается связь режимов возникновения акустической и гидродинамической кавитации.*

Зависимость кавитационной прочности (КП) морской воды от статического давления (глубины) определяется целым рядом влияющих факторов, среди которых следует выделить такие характеристики воды, как воздуходержание, температура, наличие или отсутствие завес фито- или биопланктона и др. Перечисленные факторы непосредственно влияют на главную с точки зрения возникновения кавитации характеристику морской воды – наличие или отсутствие дискретных зародышей кавитации. Анализ зависимостей КП от глубины усложняется тем, что большинство влияющих факторов действует совместно влияют друг на друга и зависят от перемещения водных масс – горизонтальных и вертикальных течений, а также миграции планктона и влияния космического излучения. Анализ результатов измерения порогов возникновения акустической кавитации в морской воде, впервые выполненных в 1969 г. В.А. Акуличевым в различных районах Атлантического океана, позволил академиком В.А. Акуличеву и В.И. Ильичеву сделать важный с точки зрения физики и решения практических задач вывод о существовании «широтного эффекта» КП. Была также высказана гипотеза о связи кавитационной прочности с распределением по широте интенсивности космического излучения. В [1] представлены результаты исследований, выполненных в 1969 г., а также целый ряд новых экспериментальных данных, полученных сотрудниками Сухумского филиала Аку-

стического института в различных районах Мирового океана (МО) [2]. Измерения выполнялись по единой методике [3] в период с 1970 по 1975 гг. Подробный анализ зависимостей порогов возникновения акустической кавитации и критических режимов возникновения гидродинамической кавитации на гребных винтах и в сопле Лавалья выполнен в [2]: подтвержден широтный эффект и установлен целый ряд дополнительных закономерностей. В частности, практически для всех районов экспериментов (Северный Ледовитый, Атлантический, Тихий, Индийский океаны, моря, примыкающие к берегам Антарктиды, внутренние морские регионы (Черное, Средиземное, Южно-Китайское и Японское моря)) установлено, что на локальные характеристики КП морской воды существенное влияние оказывают подъем и опускание вод в зонах дивергенции и конвергенции. Этот вывод хорошо согласуется с известными экспериментальными данными, полученными в лабораторных условиях [4]. Для исследования пространственных зависимостей КП научное судно по заданной программе переходило из одной точки в другую, двигаясь, если это было возможно, вдоль меридианов. После остановки с борта судна на заданные глубины опускались акустический концентратор и установка с вращающимся гребным винтом.

На рис. 1а представлены зависимости КП от глубины, измеренные в экваториальной зоне Тихого океана. Кривые 1 и 6 получены в зонах подъема глубинных вод, кривые 3–5 – в зонах опускания поверхностных вод. Кривая 2 получена на участке океана между зонами дивергенции и конвергенции. Видно, что при увеличении статического давления в зонах дивергенции КП заметно увеличивается, а в зонах конвергенции КП также увеличивается, но медленнее. Важно отметить, что практически все зависимости КП от глубины не соответствуют известному требованию образования кавитации в зоне разрежения, которое характерно для возникновения паровой кавитации. Иными словами, достаточно интенсивные кавитационные шумы, которые позволяют зарегистрировать порог кавитации, наблюдаются уже при газовой форме кавитации. Наиболее вероятная причина – увеличение размера зародышей в результате «обработки воды» звуковым давлением в неоднородном поле. Как следствие, пульсирующие и двигающиеся поступательно микрзародыши из-за конвективной и градиентной диффузии растворенного в воде газа увеличивают свой размер [5], коагулируют [6] и укрупненный зародыш теряет динамическую устойчивость [7], т.е., в экспериментах регистрируются пороги газовой кавитации.

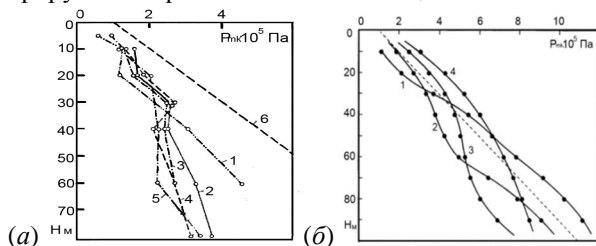


Рис.1. Зависимости КП от глубины: (а) различные районы, частота 4.5 кГц; (б) различные частоты 230 Гц (1), 750 Гц (2), 4.5 кГц (3), 10 кГц (4), измерения в одном районе, но в различное время суток.

Отметим, что критические режимы возникновения гидродинамической кавитации, возникающей на модели гребного винта, испытывают аналогичное влияние зон с подъемом или опусканием вод.

На рис. 1б приведена группа зависимостей КП, полученных в различных районах с использованием звуковых концентраторов с различными резонансными частотами. Как и на рис. 1а, видно различие зависимостей КП от глубины для сравнительно малых глубин (до 30 м) и глубин, превышающих 35-40 м. Можно предположить, что физическая природа формирования микророзродышей и возникновения кавитации на малых и больших глубинах несколько различается. Например, на малой глубине существенное влияние может оказать космическое излучение ( $\alpha$ -частицы) или волнение морской поверхности, под действием которых в поверхностной зоне образуются газовые зародыши. На большей глубине проявляются собственно океанологические характеристики, связанные с течениями, наличием (или отсутствием) мигрирующего зоо- или фитопланктона, а также вариацией объемного воздухо содержания и температуры.

На рис. 2 представлены зависимости, полученные при пересечении удаленного от берегов экваториального района Тихого океана – соответственно с юга на север (А) и с севера на юг (Б). Район измерений характеризуется сложной динамикой поверхностных течений и противотечений с зонами подъема и опускания вод, из-за чего в слое 5–50 м в течение четырех суток произошло смещение зоны минимума КП, находившегося ранее на широте  $2^{\circ}30'N$  к широте  $3^{\circ}30'N$ . Горизонтальное расстояние между галсами менее 30 км, интервал времени – менее пяти дней. Видно, что в зоне конвергенции ( $2-4^{\circ}N$ ), несмотря на меандрирование течений, наблюдаются устойчивые физико-химические характеристики морской воды и стабильные значения КП. Величины КП в этих зонах имеют зависимости, подобные представленным на рис. 1. А именно, на сопоставимых глубинах в зоне опускания вод КП заметно меньше, а в зоне подъема вод больше, чем средние величины в этом районе. Отметим, что при подъеме или опускании водных масс значения температуры, солености, концентрации кислорода и

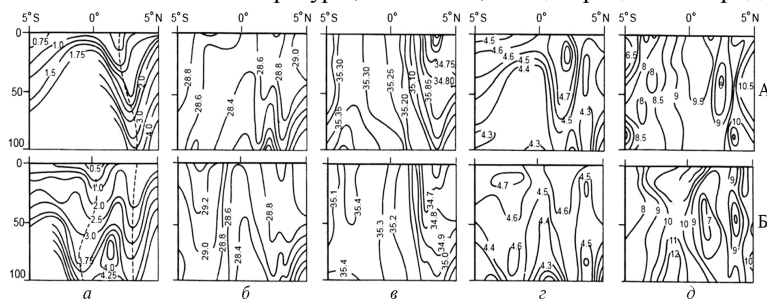


Рис. 2. Экваториальный район Тихого океана (А – проход с юга на север, Б – проход с севера на юг). Изолинии: а – КП, относительная величина; б –  $T$  [ $^{\circ}C$ ]; в –  $S$  [‰]; г – концентрация кислорода  $O_2$  [мл/л]; д – общее воздухо содержание  $V$  [мл/л]. По оси X отложены координаты точек измерения, по оси Y – глубина [м].

общего газосодержания изменяются незначительно, что подтверждает наличие вертикальных течений и связанных с ними зон дивергенции и конвергенции.

На основании выполненных исследований установлено [2].

1. Подтвержден ШЭ – в среднем в экваториальной зоне МО величина КП заметно превышает значения, измеренные на высоких широтах (в Северном Ледовитом океане или вблизи берегов Антарктиды). Наиболее вероятная причина – высокая температура воды в экваториальной зоне и, как следствие, уменьшение воздухосодержания и количества планктона.

2. В зоне умеренных широт наблюдается значительная изменчивость КП, связанная с сезонными изменениями морской воды (шторма, изменение температуры и воздухосодержания воды, характер миграции планктона).

3. Проявляется влияние дисперсной фазы, образованной в поверхностной продуцирующей зоне при сильных штормах – до 30–35 м.

4. В зонах дивергенции «обжатые» повышенным статическим давлением глубоководные слои поднимаются на малые глубины и КП заметно возрастает. В зонах конвергенции насыщенные дисперсной фазой поверхностные воды заглубляются, и КП уменьшаются даже на больших глубинах.

5. Проявляется влияние прибрежных течений, особенно вблизи устьев рек. Реки выносят в океан большое количество зародышей кавитации – микропузырьков, твердых взвесей и микроскопических фракций суспензии, а также микроорганизмов. В результате КП в этих зонах уменьшаются.

6. Суточные изменения КП зависят от солнечной радиации и интенсивности космического излучения или миграции зоо- и фитопланктона.

Таким образом, на усредненную зависимость КП от широты накладываются статистически значимые локальные изменения КП, связанные, в том числе – с меандрированием подводных течений, образованием фронтальных зон и зон с дивергенцией и конвергенцией морской воды, близостью берегов, устьев рек [8]. Как следствие, даже на одной широте наблюдается большая изменчивость величины КП, что заметно увеличивает дисперсию оценок, расширяет доверительный интервал полученных значений КП и затрудняет интерпретацию и физический анализ измеренных характеристик.

## ЛИТЕРАТУРА

1. Акуличев В.А., Ильичев В.И. // Акуст. ж., 2005. т.51, № 2. с. 167.
2. Кузнецов Г.Н. Сводный отчет по НИР «З-72». Сухуми: СФ АКИН, 1973.
3. Корец В.Л., Кузнецов Г.Н. // Симпозиум по физике акустико-гидродинамических явлений. М.: Наука, 1975, с. 68–74.
4. Корец В.Л., Мельников Н.П. // Акуст. ж., 1983, т.29. №2, с. 199.
5. Агрест Э.М., Кузнецов Г.Н. // Акуст. ж., 1974, т.20, №3, с. 345.
6. Кузнецов Г.Н., Щекин И.Е. // Акуст. ж., 1975, т.21, № 5, с. 751.
7. Кузнецов Г.Н. Акустика и ультразвуковая техника. Киев: Техника, 1974.
8. Ильичев В.И., Елистратов В.П., Корец В.Л., Кузнецов Г.Н., Мельников Н.П. // ДАН СССР, 1990, т.312, №4, с. 974.

УДК 534.87:551.463.2

**Н.А. Завольский, М.А. Раевский**

**ВЛИЯНИЕ ЭФФЕКТОВ РАССЕЯНИЯ НА УГЛОВОЙ СПЕКТР  
ДИНАМИЧЕСКИХ ШУМОВ В ОТКРЫТОМ МОРЕ**

Институт прикладной физики Российской академии наук  
Россия, 603950 Нижний Новгород, ул. Ульянова, д.46  
Тел.: (831) 416-4742; E-mail: lexsmial@ipfran.ru

*Проведено теоретическое исследование горизонтальной анизотропии динамических шумов океана. Показано, что анизотропное распределение поля океанического шума обусловлено эффектом его рассеяния на ветровом волнении. Обсуждается зависимость степени анизотропии шума от номера моды и скорости ветра.*

Для задач акустической томографии океана необходимо развитие теоретических моделей как зондирующих сигналов, так и акустических помех естественного происхождения. Одной из таких помех, постоянно наблюдаемых в натуральных условиях, является динамический шум, генерируемый ветровым волнением. Основной сложностью построения адекватной модели динамических шумов океана является учет всех факторов волноводного распространения шумового поля, поскольку процесс его генерации исследован относительно хорошо. В подавляющем большинстве работ рассматривалось формирование динамического шума в плоскостойком волноводе [1]. Позднее были предприняты попытки учесть эффекты многократного рассеяния шумового поля в волноводе с флуктуирующими параметрами [2-4]. В мелком море основным источником таких флуктуаций является ветровое волнение, т.е. шумовое поле не только генерируется ветровым волнением, но и испытывает многократное рассеяние на взволнованной морской поверхности.

При рассмотрении этих эффектов основные результаты были получены для идеализированной модели изотропного ветрового волнения [3] и предварительные для упрощенной модели его частотно-углового спектра [4]. В данной работе рассматривается влияние ветрового волнения на формирование динамического шума для адекватной модели морского волнения с эмпирическим частотно-угловым спектром. Основное внимание уделяется горизонтальной анизотропии динамического шума, которая возникает в открытом море, вдали от берегового шельфа и исключительно вследствие эффектов многократного рассеяния.

Рассмотрим акустическое поле, генерируемое дипольными источниками [1] ветрового шума, однородно распределенными на свободной поверхности океанического волновода. Волновод предполагается плоскостойким с профилем скорости звука  $c(z)$  и, вообще говоря, многослойным дном. Свободная граница описывается уравнением  $z=\zeta(\mathbf{r},t)$ , где случайные вертикальные смещения  $\zeta(\mathbf{r},t)$  с нулевым средним обусловлены ветровым волнением. Для акустики мелкого моря наибольший интерес представляет низкочастотный диапазон  $f_* \leq 300$  Гц. При этом для типичных скоростей ветра  $V \leq 10$  м/с среднеквадратичная амплитуда  $\langle \zeta^2 \rangle^{1/2}$  и частота  $\omega_*$ , как правило, удовлетворяет условию малости параметра Рэлея. В случае модового описания поля это условие означает малость эффектов однократного рассеяния мод, локализованных в волноводе, но позволяет описывать не малые эффекты многократного рассеяния.

Исходным для анализа является стационарное уравнение переноса для интенсивности мод в волноводе с нерегулярной границей [3], описывающее совместные эффекты генерации мод дипольными источниками и рассеяние их на взволнованной морской поверхности. В случае статистически однородного и стационарного шумового поля это уравнение имеет вид:

$$\sum_m W_{mn} N_n - 2(\gamma_n + |\text{Im} k_n|) N_n + Q_n = 0 \quad (1)$$

где  $N_n$  – интенсивность мода,  $W_{mn}$  – вероятность перехода энергии между модами,  $\gamma_n$  – декремент затухания когерентной компоненты в следствие рассеяние моды на нерегулярной границе,  $\text{Im} k_n$  – мнимая часть волнового числа, обусловленная затуханием моды в донном грунте,  $Q_n$  – дипольный источник шума для моды с индексом "n".

При произвольном значении частоты спектра шума и скорости ветра система уравнений (1) может быть решена лишь численными методами, но в интересующем нас диапазоне частот  $f \leq 300$  Гц и скоростей ветра  $V \leq 10$  м/с можно использовать приближенное решение [3] в виде разложения по малому параметру  $\varepsilon_n = \sum W_{mn} / 2\gamma_n$ . Как показывают оценки, в случае  $f \leq 300$  Гц,  $V \leq 10$  м/с параметр  $\varepsilon_n \ll 1$ , и можно в этом разложении ограничиться старшим членом. При этом:

$$N_n = \frac{Q_n}{2(\gamma_n + |\text{Im} k_n|)}, \quad Q_n = \frac{\pi^2 s(k_x = 0, k_y = 0)}{4\rho_0^2 \omega^2} \left( \frac{d\varphi_n}{dz} \right)^2 \quad (2)$$

где  $\rho_0$  – плотность воды,  $s(k_x, k_y)$  – спектр дипольного момента давления. Декремент  $\gamma_n$  может быть выражен через частотно-угловой спектр ветрового волнения  $B(\Omega, \theta)$  в виде:

$$\gamma_n = \frac{g^2}{2k_n} \left( \frac{d\varphi_n}{dz} \right)^2 \int_0^{k_0} \eta \sqrt{k_0^2 - \eta^2} d\eta \int_{-\pi}^{\pi} B(\Omega, \theta) \Omega^{-3} d\varphi \quad (3)$$

$$\Omega = \sqrt{g} \left[ (k_n - \eta \cos \varphi)^2 + \eta^2 \sin^2 \varphi \right]^{1/4} \quad (4)$$



$$\theta = \operatorname{arctg} \left( \frac{\eta \sin \varphi}{k_n - \eta \cos \varphi} \right) \quad (5)$$

где  $g$  – ускорение свободного падения,  $k_0 = \omega/c(0)$ . Эмпирические спектры ветрового волнения обычно приводят в виде произведения нормированного частотного спектра  $S(\Omega)$  и нормированного углового спектра  $Q(\Omega, \theta)$ , т.е.:

$$B(\Omega, \theta) = S(\Omega)Q(\Omega, \theta) \quad (6)$$

В дальнейшем для частотного спектра  $S(\Omega)$  мы будем использовать общепринятую модель JONSWAP, а для углового спектра  $Q(\Omega, \theta)$  эмпирический спектр, полученный в серии натурных экспериментов на разных стадиях развития ветрового волнения [5]:

$$S(\Omega) = \beta g^2 \Omega^{-5} \exp \left[ -1.25 \left( \frac{\Omega_m}{\Omega} \right)^4 \right] \gamma^{\exp[-(\Omega - \Omega_m)^2 / 2\sigma^2 \Omega_m^2]} \quad (7)$$

$$\sigma = \begin{cases} 0.07 & \text{при } \Omega \leq \Omega_m \\ 0.09 & \text{при } \Omega > \Omega_m \end{cases}$$

$$Q(\Omega, \theta) = 2^{2s-1} \frac{\Gamma^2(s+1)}{\Gamma(2s+1)} \left[ \cos \left( \frac{\theta - \alpha}{2} \right) \right]^{2s}, \quad s = \begin{cases} 11.5 \left( \frac{g}{V} \right)^{2.5} \Omega_m^{-7.5} \Omega^5, & \text{при } \Omega \leq \Omega_m \\ 11.5 \left( \frac{g}{V} \right)^{2.5} \Omega^{-2.5}, & \text{при } \Omega > \Omega_m \end{cases} \quad (8)$$

Здесь  $\alpha$  – направление ветра,  $\Omega_m$  – частота спектрального максимума, причем для развитого волнения  $\Omega_m = 0.8g/V$ . Для эмпирических констант  $\beta$  и  $\gamma$  выберем средние значения  $\beta = 0.008$ ,  $\gamma = 3.3$ . нас будет интересовать угловой спектр шума, для которого можно сделать ряд замечаний общего характера. Очевидно, что угловой спектр симметричен относительно направления скорости ветра. Анализ выражений (3-5) показывает, что анизотропия углового спектра шума максимальна для низших мод волновода и уменьшается с ростом номера моды.

Приведем результаты численных расчетов углового спектра шума для волновода с линейным профилем  $c(z)$ , открытым к поверхности и параметрами, типичными для Баренцева моря: глубина  $H = 200$  м,  $c(0) = 1490$  м/с,  $c(H) = 1500$  м/с, дно жидкое со скоростью звука  $c_1 = 2300$  м/с, плотностью  $\rho_1 = 2$  г/см<sup>3</sup> и коэффициентом затухания  $\delta = 0.1$  дБ/м·кГц. На рис. 1 приведены для частоты  $f = 250$  Гц нормированные угловые спектры  $N_n(\theta)/N_n^{(0)}$ , где  $N_n^{(0)}$  соответствует отсутствию эффектов рассеяния ( $\gamma_n = 0$ ) и угол  $\theta$  отсчитывается от направления скорости ветра. Для сравнения приведены результаты для первой ( $n=1$ ) и одной из высших ( $n=50$ ) мод при трех типичных значениях скорости ветра. Видно, что для низших мод анизотропия углового спектра шума весьма существенна и может достигать 3-5 дБ, а для высших мод шум практически изотропен. Разумеется, как следует из формулы (2), анизотропия углового спектра, вообще говоря, зависит от соотношения  $\gamma_n$  и  $\operatorname{Im}k_n$ , т.е. от коэффициента затухания в донном грунте  $\delta$ . Тем не менее для низших

мод волновода, не проникающих в дно, анизотропия спектра шума слабо зависит от величины  $\delta$ , поэтому приведенные результаты расчетов, по сути, имеют универсальный характер. Изотропия шума для высших мод также практически не зависит от величины  $\delta$ , в то время как для мод с промежуточными номерами степень анизотропии шума может существенно зависеть от соотношения эффектов рассеяния и затухания в дне.

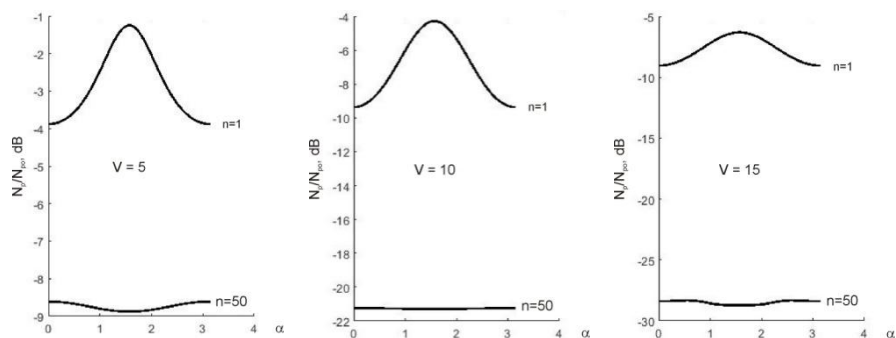


Рис.1. Нормированное угловое распределение интенсивности шума в Баренцевом море на частоте  $f=250$  Гц для первой ( $n=1$ ) и высшей ( $n=50$ ) мод волновода: скорость ветра  $V=5$  м/с, 10 м/с и 15 м/с (слева направо).

Таким образом, в условиях многократного рассеяния звука на ветровом волнении анизотропия динамического шума в горизонтальной плоскости канала становится характерным эффектом, который требует учета при анализе работы горизонтальных приемных антенн.

Работа выполнена при поддержке РФФИ по гранту № 16-02-00929.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Курьянов Б.Ф. Подводные шумы океана // В кн.: Акустика океана. Современное состояние. М.: Наука, 1982. С. 164-174.
2. Артельный В.В., Диденкулов И.Н., Раевский М.А. Низкочастотные динамические шумы в случайно-неоднородном океане // Акуст. журн. 1988. Т. 31. № 1. С. 12-18.
3. Артельный В.В., Диденкулов И.Н., Раевский М.А. Низкочастотное шумовое поле в океане с взволнованной поверхностью // Акуст. журн. 1988. Т. 34. № 6. С. 972-978.
4. Раевский М.А., Хилько А.И. О горизонтальной анизотропии динамических шумов в океанических волноводах // Акуст. журн. 2014. Т. 60. № 6. С. 633-637.
5. Давидан И.Н., Лопатухин Л.И., Рожков В.А. Ветровое волнение в Мировом океане. – Л.: Гидрометеиздат. 1985. 256 с.

УДК 612.821;591.51;573.3:007

**М.П. Иванов, В.Е. Стефанов**

**АКУСТИЧЕСКАЯ КОММУНИКАЦИЯ ДЕЛЬФИНОВ -  
РЕЗУЛЬТАТЫ ЛАБОРАТОРНЫХ ЭКСПЕРИМЕНТОВ**

Санкт-Петербургский государственный университет, биологический факультет, Санкт-Петербург, Россия, 199034, Университетская наб., 7/9; тел.: +79119425478, e-mail.ru: 20mivanov@mail.ru; m.p.ivanov@spbu.ru

*Коммуникация животных является разделом психологии и физиологии изучения когнитивных функций, что влечет за собой совершенно новое направление поиска психофизиологических и акустических методик регистрации вербальных сигналов.*

Опуская гидрофон в бассейн, в котором находятся дельфины, и прослушивая воду в реальном масштабе времени, можно услышать многообразие завораживающих звуков. Записывая эти сигналы на магнитофон или в компьютер можно ускорять или замедлять полученные записи и услышать красочную палитру звукового сопровождения подводного царства, которое не оставит никого равнодушным. Такой богатый звуковой репертуар невольно настраивает слушающего на некое таинство общения в животном мире.

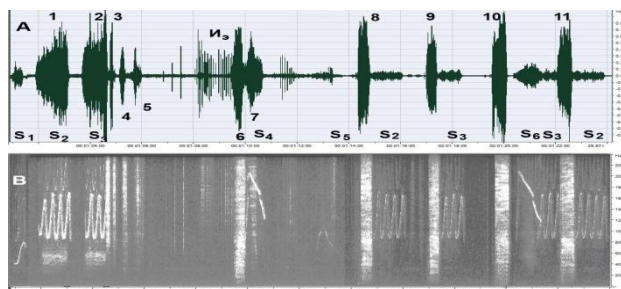


Рис.1

На рисунке 1 представлен фрагмент акустической записи в полосе до 24 кГц. Верхний рисунок - осциллограмма (Рис.1А) и текущий спектр (сонограмма, рис.1В). Фрагмент состоит из 11-ти пакетов импульсов, 6-ти частотно-модулированных (ЧМ) длинных импульсов (свисты) с различным законом модуляции и местом расположения на временной оси (S<sub>1</sub>-S<sub>6</sub>), а также импульсов эхолокации И<sub>3</sub>. ЧМ сигнал: S<sub>1</sub> меняет частоту от 5 до

8 кГц;  $S_2$  - от 9 до 19 кГц по квазисинусоидальному закону на протяжении 4-х периодов, каждого длительностью 32 мс;  $S_3$  - от 9 до 19 кГц по квазисинусоидальному закону на протяжении 3-х периодов, каждого длительностью 32 мс;  $S_4$  - от 10 до 20 кГц с использованием частотной манипуляции;  $S_5$  - от 6 до 13 кГц с конфигурацией изменения модуляции половины периода квазисинусоиды;  $S_6$  - от 9 до 20 кГц со сложным законом модуляции. ЧМ сигналы  $S_2$ ,  $S_3$  привязаны к пакетам импульсов и располагаются внутри пакета импульсов (1,  $S_2$ ; 2,  $S_3$ ), по окончании пакета импульсов (8,  $S_2$ ; 9,  $S_3$ ) или впереди пакета (11,  $S_3$ ) и за пакетом (11,  $S_2$ ).

При трансформации спектра в низкочастотную область ЧМ сигналы хорошо прослушиваются оператором, а изменение законов модуляции от сигнала к сигналу показывает наличие некоторого способа кодирования. Кодирование последовательности пакетов импульсов не столь очевидно, но при внимательном прослушивании выявляется различная частотная окраска многих из них. В процессе подробного исследования ЧМ сигналов показано, что каждый дельфин использует собственный ЧМ сигнал с заданным законом модуляции. Так, например, в приведенном фрагменте имеются четыре ЧМ сигнала с различными законами модуляции. Такие длинные ЧМ импульсы биологами рассматриваются как собственное имя животного, а на инженерном языке - решение проблемы совместимости при опознавании. В данном случае рассматривается модель использования индивидуального ЧМ сигнала для ближней навигации. Индивидуальные характеристики ЧМ длинных импульсов создают условия помехозащищенности особи от сигналов других животных. По таким сигналам можно подсчитать количество животных, находящихся в одном бассейне. Длинные ЧМ сигналы дельфины используют для исполнения песен. Длительность такого исполнения может достигать 2-3 часов (собственные наблюдения авторов).

Такой набор положительных характеристик использования ЧМ сигнала создал условия для формирования языка посредника между человеком и дельфином. Учитывая, что эти длинные сигналы удобно выделять из шума, а также удобство формализации привели к серии экспериментов по исследованию акустической имитации, впоследствии и к созданию условий обучения языку посреднику. В этих экспериментах показано, что дельфины не только быстро обучаются имитировать ЧМ длинные импульсы с простыми законами модуляции, но и составляют собственные конструкции «предложений» из элементарных ЧМ сигналов [1].

Первые эксперименты с изолированными животными, находящимися в разных бассейнах с акустической дуплексной связью между бассейнами показали, что среди всех записанных сигналов преобладают ЧМ длинные импульсы. Некоторые импульсы удалось идентифицировать и связать их с коммуникантами [2]. С приходом цифровой техники появилось программное обеспечение применительно к закону модулирующих функций, а соответственно и возможность синтезировать такие сигналы с помощью новых широкополосных излучателей. Однако дальнейшие эксперименты в этом

направлении не получили нужного развития для исследований коммуникации между дельфинами.

Да, можно создать язык-посредник между человеком и дельфином на основе ЧМ длинных импульсов, но доказательств, что такими же сигналами дельфины обмениваются между собой во время передачи информации нет. Развитие экспериментов по исследованию коммуникации между особями имеет немалую историю и, несмотря на оптимизм, связанный с изучением дельфинов, и их богатый акустический репертуар, результаты за 50 лет оказались весьма скромными.

Поэтому необходимо сначала создать эксперимент, в котором дельфины передают информацию друг другу, а в последствие создать эксперимент, в котором информационный поток акустической последовательности отчетливо выделяется и верно интерпретируется экспериментатором. Все дальнейшее зависит от фантазий экспериментатора во время расшифровки и идентификации сигналов с сюжетами, задаваемыми в эксперименте.

В эксперименте по исследованию коммуникации дельфинов, разработанном Bastian J. [3] показано, что при статистической обработке двигательных поведенческих реакций дельфинов можно сделать вывод, что информированное животное передает информацию менее информированному животному. При всех замечательных результатах поведенческого опыта акустические сигналы передачи информации от особи к особи выделены не были. Аналогичные результаты по двигательному поведению животных во время передачи информации в эксперименте по исследованию коммуникации были получены В.И. Марковым [4]. На основе анализа гидроакустических последовательностей в этих экспериментах В.И. Марков склоняется к тому, что все полученные сигналы относятся к сигналам коммуникации.

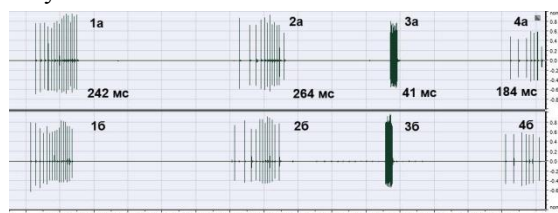


Рис. 2

Приведем результаты работы исследования акустических сигналов дельфина в задаче обнаружения подводных объектов на больших расстояниях. На рисунке 2 представлена полная последовательность импульсов дельфина при обнаружении объекта на расстоянии 600 метров.

Запись проводилась на два канала (Рис. 2) в полосе частот до 200 кГц. Первый канал (верхняя осциллограмма датчик установлен в 56 метрах от животного), второй канал (датчик установлен в 7 метрах от животного). Последовательность импульсов на первом канале (а) имеет задержку относительно второго канала (б) в соответствии с дальностью между каналами. Последовательность состоит из 4-х пакетов импульсов. Длительность паке-

тов составляет 242 мс, 264 мс, 41 мс, 184 мс. Интервал между первым и вторым пакетом (I) составляет 950 мс (рис.3), что больше времени, необходимого для обработки данных идеальным наблюдателем (прямая линия на 800 мс). Интервал времени между вторым и третьим пакетом (II) составляет 623 мс, а между третьим и четвертым пакетами (III) интервал составляет 666 мс. Эти две величины меньше, чем время, необходимое для обработки идеальным наблюдателем, но в сумме эта величина вполне соответствует необходимой задержке для обработки информации и составляет величину  $1289+41 = 1330$  мс.

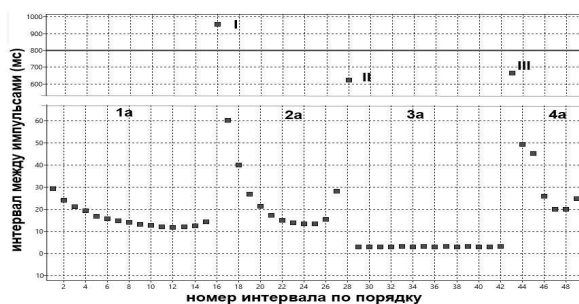


Рис. 3

Если обратить внимание на пакет 3a, то интервал между импульсами в пакете составляет  $3 \pm 0,1$  мс (Рис.3), а длительность всего пакета - 41 мс. Понятно, что данный пакет к решению задачи обнаружения вряд ли имеет отношение, т.к. его длительность и интервал между импульсами не соответствует трем остальным пакетам. Предполагается, что все пакеты должны быть примерно одинаковые по длительности и закону время-импульсной модуляции и резких скачков, как правило, не наблюдается. Судя по временным задержкам между пакетами на первом и втором каналах (Рис. 2), этот парадоксальный пакет (3a) точно принадлежит экспериментальному животному, но идентифицировать его с решаемой задачей затруднительно. Хочется отнести этот пакет к эмоциональным сигналам, т.е. животное сообщает, что задача решена, но это наши фантазии, не подкрепленные прямым экспериментом. В данном случае имеется двухканальная запись высокого качества, и понятная задача, которую выполняет животное, но некоторые пакеты импульсов не вписываются в общую картину решения задачи. Аналогичные записи с плохо идентифицируемыми пакетами импульсов встречаются во время решения задачи обнаружения подводных объектов в условиях антропогенного шумового воздействия, т.е. в сложной акустической обстановке.

Парадоксальные наблюдения, приписываемые вербальной коммуникации, показаны в работе [5]. В данной работе описана вербальная акустическая коммуникация в условиях пассивного наблюдения за двумя дельфинами афалинами в закрытом бассейне. Дельфины находились в самом тихом из известных нам бассейнов. Во время записи на два канала дельфины рас-

полагались у поверхности воды, причем мелон и верхняя челюсть дельфинов во время записи находились над поверхностью воды. Животные были ориентированы в одну сторону и располагались параллельно друг к другу. Гидрофоны погружались на глубину 1 м от поверхности воды, слева (~0,5 м) от одного животного и справа и другого. Расстояние между гидрофонами составляло 3 м. Записи очень качественные в полосе до 220 кГц. Понятно, что конус излучения направлен в нижнюю полуплоскость от дыхательных путей животного. В этом месте нет костных образований, которые могли бы формировать дополнительные сигналы. Общий реверберационный фон снижен, т.к. глубина бассейна около ~5 метров. В представленных записях присутствуют все известные нам сигналы и сигналы с парадоксальными параметрами, в которых помимо основного колебательного процесса, существуют дополнительные колебания впереди и за основным импульсом или импульсами. Это участок с дополнительными колебаниями отличается от шумовой дорожки, и автор выделяет в этих местах участки с выраженными фоновыми фрагментами. По задержкам между каналами можно определить, кому из дельфинов принадлежит данный сигнал, но связать их с коммуникационным процессом невозможно, т.к. нет привязки к содержанию.

Приведенный фрагмент показывает, насколько мы далеки от решения задачи коммуникации между дельфинами, что одновременно стимулирует поиск методических решений прямого эксперимента с провокацией вербального взаимодействия. Решение проблемы провокации коммуникационного взаимодействия животных описано в работе [6], где действительно в ситуации спровоцированной неопределенности дельфины вступают в вербальный контакт, повернувшись, друг к другу. В этом эксперименте участвовали три животных, которые очень хорошо знали одну задачу - дифференцирование двух стимулов, различающихся по материалам и форме. Исходной моделью такого прямого коммуникационного эксперимента служит методика исследования формирования установки обучения, при этом стимулом коммуникационного поведения является нереализованное действие с нарастающей эмоциональной нагрузкой, на пике которой происходит неизбежное вербальное акустическое взаимодействие. Статистика в этих опытах не нужна, т.к. в момент вербального контакта дельфины поворачиваются друг к другу, и все сигналы хорошо идентифицируются. В данном случае одно из животных выполняет функцию респондента, а два других животных выполняют функцию наблюдателей. Наблюдатели ведут себя тихо, чтобы не мешать работе респондента во время решения задачи эхолокации и дифференцировании стимулов. Во время опыта сигналы эхолокации направлены только на объект дифференцирования. Вербальные сигналы провоцируются наблюдателями в ответ на постоянные ошибки переучивания респондента экспериментатором. Таким образом, сигналы эхолокации и сигналы коммуникации разделены во времени и пространстве.

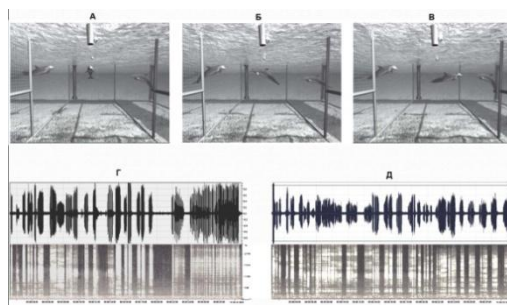


Рис. 4

На рисунке 4 представлены этапы работы респондента. Положение животных: во время дифференцирования мишенной респондентом (Рис. 4А) – в центре находится респондент, слева и справа от него наблюдатели; правый наблюдатель вызвал респондента на вербальный контакт (Рис. 4Б) и их сигналы коммуникации (Рис. 4Г); левый наблюдатель вызвал респондента на вербальный контакт (Рис. 4В) и их сигналы коммуникации (Рис. 4Д). Как видно из представленных осциллограмм и динамического спектра, во время «диалога» преобладают пакеты сигналов. Запись во время опыта проводилась в полосе до 20 кГц и поэтому выделить временную структуру пакетов очень сложно.

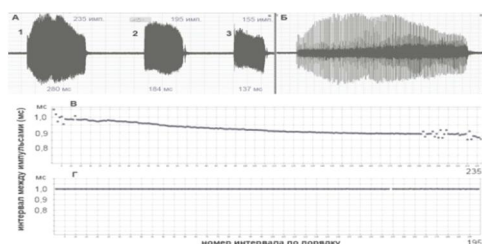


Рис. 5

На рисунке 5 представлен фрагмент из 3-х пакетов импульсов. После дополнительной фильтрации в этих пакетах можно сосчитать количество импульсов, длительность пакетов (Рис. 5А), а также рассчитать интервал между импульсами в пакетах и построить графические зависимости модуляции интервалов в первом пакете (Рис. 5В) и втором пакете (Рис. 5Г). Как видно из представленного рисунка 5Б, амплитуда импульсов в пакете имеет модуляцию. Является ли эта модуляция целенаправленной или это результат реверберации сказать невозможно. Время-импульсная модуляция первого и второго пакетов показывает, что минимальный интервал в первом пакете составляет 0,9 мс, а максимальный 1,0 мс, причем кривая достаточно плавная на протяжении 280 мс (Рис. 5В). Во втором пакете модуляция отсутствует на протяжении 184 мс (Рис. 5Г). Пакеты с постоянным индексом модуляции встречаются очень редко, как и пакеты с минимальным изменением интервала 0,9 мс. В этом эксперименте практически отсутствуют ЧМ



длинные импульсы. Предполагалось, что они отсутствуют из-за того, что дельфины в этом опыте неподвижны во время диалога. Но эксперимент Рябова В.А. показал, что длинные ЧМ импульсы обнаруживаются и при неподвижных животных.

При проверке дельфина в «тесте зеркало», которое соизмеримо по геометрическим размерам с животным, показано, что дельфин при первом знакомстве с зеркалом, видит в нем противника и не идентифицирует себя с изображением в зеркале.

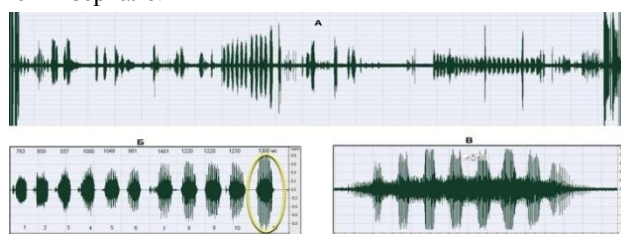


Рис. 6

Сигналы, излучаемые дельфином, спровоцированные изображением в зеркале напоминают двойную амплитудную модуляцию (Рис.6). Каждый пакет из представленной последовательности сигналов (Рис.6А), если увеличить масштаб, состоит из более мелких пакетов (Рис. 6Б). В данном случае имеется 11 пакетов, и каждый пакет при дальнейшем увеличении масштаба также состоит из пакетов импульсов (Рис. 6В). В данном случае 11-ый пакет состоит из 8 пакетов. Эти сигналы идентифицируются как сигналы опасности и агрессии, т.к. дельфин, в конце концов, напал на собственное изображение в зеркале.

Если дельфину продемонстрировать собственное изображение, созданное с помощью веб-камеры и подводного монитора, то полученные сигналы хорошо идентифицируются, т.к. записаны вблизи гидрофона и животное ориентировано на гидрофон (Рис.7). Время-импульсная модуляция в этих пакетах хорошо читается, и интерпретируется эта последовательность как «ласкательные сигналы», обращенные к детенышу.

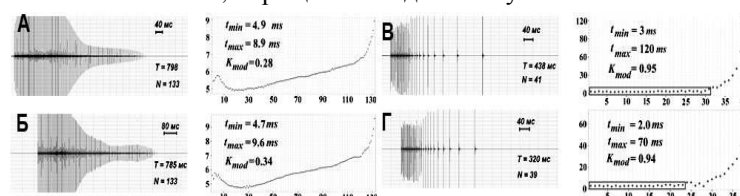


Рис.7

Данный пример показывает, что интерпретация сигналов зависит не только от известного сценария, но от качества записи. Представленные четыре пакета показывают повторяемость время-импульсной модуляции пакетов А и Б, а также В и Г (Рис.7). Минимальная разница время-импульсной

модуляции существует, но насколько это важно при распознавании можно выявить только при распознавании синтезированных аналогичных пакетов.

Результаты исследований коммуникации дельфинов показывают, что необходимо разделить данное направление на исследование когнитивных функций и исследование сигналов во время вербального взаимодействия. Разделение этих экспериментов обусловлено неравномерностью пространственных характеристик поля излучения. В результате этой неравномерности спектрально-временные параметры широкополосных сигналов изменяются в зависимости от азимута. В условиях бассейна или ограниченного вольера максимум диаграммы направленности излучения имеет маленький объем, что приводит к уменьшению вероятности попадания энергетического максимума в гидрофон, а как следствие, получаем искажение сигнала.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Dudok van Hee W.H., C. Kamminga and J.D. van der Toorn. An experiment in two-way communication in *Orcinus orca* L. // Aquatic Mammals 9(3). 1982, pp. 69-82.
2. Janik V. M., Sayigh L. S., Wells R. S. 2006. Signature whistle shape conveys identity information to bottlenose dolphins // PNAS, 103 (21): 8293–8297.
3. Bastian J. The transmission of arbitrary environmental information between bottlenose dolphins // Animal sonar systems R.G. Juoy-Josas (France). 1967. P.807-873.
4. Марков В.И. Организация акустической коммуникативной системы у дельфина афалины // Морские млекопитающие Голарктики. Материалы Международной конференции. Архангельск, 2000. С. 237- 242.
5. Ryabov V.A. The study of acoustic signals and the supposed spoken language of the dolphins // St. Petersburg Polytechnical University Journal: Physics and Mathematics. 2016. № 2. P. 231-239. doi: 10.1016/j.spjpm.2016.08.004.
6. Ivanov M.P. The Technique of Physiological Experiments on Acoustic Communication of Dolphins // Doklady Biological Sciences, Vol. 423, 2008, pp. 375-378. DOI: 10.1134/S0012496608060021.

УДК 599.537:534.28:534.75

**М.П. Иванов, С.Н. Бутов, Ю.А. Толмачев, В.Е. Стефанов**

**РЕЗУЛЬТАТЫ РЕГИСТРАЦИИ СИГНАЛОВ КОММУНИКАЦИИ  
ДЕЛЬФИНОВ С ПОМОЩЬЮ МНОГОКАНАЛЬНОГО  
ШИРОКОПОЛОСНОГО КОМПЛЕКСА**

Санкт-Петербургский государственный университет,  
биологический факультет, Санкт-Петербург, Россия,  
199034, Университетская наб., 7/9; тел.: +79119425478,  
e-mail.ru: 20mivanov@mail.ru; m.p.ivanov@spbu.ru

*Представлены результаты регистрации вербальной активности дельфина *Delphinapterus leucas* с помощью трехканального широкополосного комплекса цифровой записи в эксперименте с видео и акустическим воздействием.*

Частотно-модулированные сигналы и пакеты импульсов рассматриваются в литературе как социальные сигналы, но отсутствует привязка излучения таких сигналов с социальной ситуацией [1, 2]. Некоторые сигналы записаны в ситуации пассивного мониторинга неподвижных животных [3].

Использование новых методических приемов коммуникационного эксперимента и новых технологий многоканальной широкополосной записи дали возможность точно интерпретировать сигналы коммуникации. Полученные записи хорошо расшифровываются и однозначно связаны с провокацией акустического коммуникационного поведения. Для исследования коммуникационных сигналов дельфинов создан специальный стенд с подводной частью, оборудованный подводным монитором, веб-камерой, трехканальной системой регистрацией сигналов и системой излучения акустических сигналов. Стенд оборудован техническими и программными средствами для обеспечения управления происходящим на экране. С помощью сигналов эхолокации дельфин способен включать/выключать монитор, останавливать или двигать изображение. Программное обеспечение обеспечивает животному возможность управление изображением либо изменяя амплитуду сигналов в последовательности либо изменяя частоту их следования.

Основной задачей выполненной серии экспериментов было изучение и точное сопоставление вербальных сигналов в условиях звукового воздействия во время трансляции видеоизображения, а также сигналов зарегистрированных в условиях включения на экране собственного изображения,

транслируемого с помощью подводной веб-камеры. Сигналы регистрировались на три канала с полосой пропускания 600 кГц и частотой квантования 2.5 МГц. Первый гидрофон (канал) располагался между дельфином и экраном монитора. Второй и третий гидрофоны располагались слева и справа от первого на расстоянии 2 метров. Сигналы для дальнейшей обработки подбирались так, чтобы сигналы были на всех 3-х каналах. В результате проведенных экспериментов получена ответная вербальная реакция. Выбраны две акустические последовательности, в которых сигналы отчетливо выражены с хорошо читаемой временной структурой. В рассмотренных последовательностях вербальные сигналы состоят из последовательности пакетов импульсов различной длительности и количеством импульсов с временной модуляцией. Импульсы в вербальных последовательностях пакетов относятся к сверхширокополосным сигналам (UWB) или к сигналам «без несущей» или с неопределенной несущей.

В выбранных сериях пакеты импульсов по временной структуре разделяются на пакеты импульсов со строго читаемой временной модуляцией. Такие пакеты можно разделить на пакеты 1-го рода с коэффициентом модуляции  $0.175 \pm 0.025$  и пакеты 2-го рода с коэффициентом модуляции  $0.91 \pm 0.03$ . Коэффициент модуляции (коэффициент разнообразия), вычисляется как  $K_{mod} = (t_{max} - t_{min}) / (t_{max} + t_{min})$ .

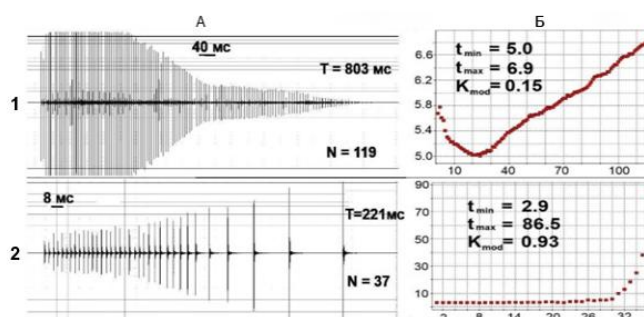


Рис. 1.

На рисунке 1 представлены осциллограммы (А) и графические зависимости изменения интервала между импульсами от номера интервала по порядку (Б). На осциллограммах показаны значения масштаба по оси абсцисс, длительность пакета (Т), количество импульсов в пакетах (N). Амплитуда импульсов в пакетах нормирована. На графиках изменения интервалов показаны минимальные  $t_{min}$  и максимальные  $t_{max}$  значения интервала, а также значение коэффициента модуляции  $K_{mod}$ . Как видно из рисунка 1 пакет № 1 имеет длительность 803 мс и содержит 119 импульсов, при этом интервал между импульсами изменяется плавно с минимальным значением от 5.0 мс до 6.9 мс с коэффициентом модуляции 0.15. Пакет с таким показателем  $K_{mod}$  относится к пакетам 1-го рода. Пакет № 2 имеет длительность 221 мс, содержит 37 импульсов, а интервал между импульсами меняется от 2.9 до 86.5 мс с коэффициентом модуляции 0.93. Данный пакет относится к пакету

2-го рода. Отличие между этими пакетами отчетливо заметно как по временным так и количественным показателям.

В эксперименте с видео изображением полученное с помощью веб камеры дельфин использовал 10 пакетов. Из них 4 пакета 1-го рода, 6 пакетов 2-го рода и один пакет смешанного типа 1-го и 2-го родов. В эксперименте с акустическим и видео воздействием получена отчетливая серия из 14 пакетов, из которых 6 пакетов 1-го рода, 7 пакетов 2-го рода, 2 пакета смешанного типа и 3 пакета плохо читаемы. Пакеты смешанного типа состоят из двух пакетов 1-го рода и двух пакетов 1-го и 2-го родов.

Регистрация пакетов смешанного типа показывают наличие двух генераторов излучения коротких импульсов. При этом пакеты смешанного типа излучаются двумя генераторами пакетами 1-го рода и пакетами 1-го и 2-го рода. В изученных вербальных ответах отсутствуют смешанные пакеты, состоящие из двух пакетов 2-го рода.

В пакетах 2-го рода ярко выражена модуляция (рис.1А2) амплитуды импульсов, причем изменение амплитуды в 13-ти пакетах с небольшими отклонениями практически совпадает. Изменение амплитуды в пакетах 1-го рода определить пока затруднительно, т.к. большинство таких пакетов были очень большой амплитуды, что приводило к нелинейным искажениям.

Длительность пакетов 1-го рода меняется от 400 до 900 мс, а 2-го рода от 220 до 400 мс. Интервал между пакетами также является переменной величиной, которая меняется от 50 до 1100 мс. В смешанных пакетах, состоящих из пакетов 1-го рода, задержка между пакетами меняется в пределах 20÷60 мс, при этом длительность одного из пакетов может быть больше в два раза, чем другого. В смешанных пакетах 1-го и 2-го рода задержка между пакетами может составлять половину длительности одного из пакетов.

Спектральные характеристики импульсов вербальной коммуникации имеют разнообразную структуру

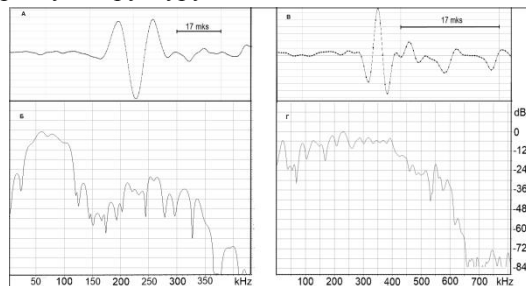


Рис.2

На рисунке 2 представлены временные (А, В) и частотные характеристики (Б, Г) импульсы из пакетов коммуникационных серий. Как видно из представленных характеристик длительность импульса как минимум в два раза. Частотная характеристика имеет неопределенный максимум в диапазоне частот 60÷120 кГц (Б) и в диапазоне 10÷400 кГц (Г). Если длительность и частотная характеристика сигнала (А) не вызывает

сомнения, т.к. подобные сигналы регистрировались и другими исследователями, то длительность и частотная характеристика импульса (В, Г) вызывает некоторую настороженность. Контроль усилителей в данном диапазоне частот не выявил никаких отклонений. Тесты с одним периодом 50, 100, 200, 300 кГц вполне удовлетворительны и повторяемы. Геометрические размеры гидрофона не превышали 2,5 мм. Трехканальная регистрация сигналов дельфина во время эксперимента показала, что пространственно-временная характеристика коммуникационных импульсов дельфина зависит от ракурса. Импульсы слева и справа от центрального канала имеют помимо основного колебательного процесса дополнительные колебания, которые могут быть переотражением как внутри головы животного так и импульсами реверберации, т.к. глубина бассейна в месте проведения эксперимента не превышала 1.5 метра.

Стабильные временные структуры в пакетах импульсов ограничены набором из трех пакетов. Выделенные акустические серии коммуникационных сигналов формируются из комбинаций этих пакетов на временной оси (повторения и перестановки). Использование новых методических приемов коммуникационного эксперимента и технологий многоканальной широкополосной записи дали возможность точно интерпретировать сигналы вербальной коммуникации во временной области: количество импульсов в пакетах связано с длительностью пакета; временной интервал между пакетами является переменной величиной; пакеты, состоящие из импульсов с разными спектрами, формируются асинхронно и разными источниками излучения. Учитывая, что спектрально-временные параметры импульсов зависят от азимута наблюдения, то инвариантным информационным показателем является интервал между импульсами в пакетах.

## ЛИТЕРАТУРА

1. Lammers M. O., Au W. W. L., and Herzing D. L. J. // *Acoust. Soc. Am.* 114 (3), 1629 (2003) doi:10.1121/1.159617.
2. Rasmussen M. H., Lammers M. O., Beedholm K., and Miller L. A. // *J. Acoust. Soc. Am.* 120 (1), 510 (2006) doi:10.1121/1.2202865
3. Рябов В.А. Изучение акустических сигналов и предполагаемого разговорного языка дельфинов // *Научно-технические ведомости СПбГПУ. Физико-математические науки* № 3(248) 2016. DOI: 10.5862/JPM.248.10A6

УДК551.463.21

**Б.И. Клячин**

### **НИЗКОЧАСТОТНОЕ ПОЛЕ ШУМОВ ОЗЕРА БАЙКАЛ**

Московский Государственный Психолого-Педагогический Университет. Москва 127051 ул. Сретенка, 29 тел. 8(909)640-66-09  
E-mail: klboris@rambler.ru

*Широко известны многочисленные исключительные особенности озера Байкал. В данной работе рассматривается еще одно, по-видимому, уникальное свойство озера: собственное низкочастотное шумовое поле Байкала сильно похоже на низкочастотное шумовое поле глубокого океана. Рассчитывается глубинная зависимость шума в озере летом. Производится подробное сравнение основных характеристик низкочастотного шума в глубоком океане и Байкале.*

Известно, что шумовое поле глубокого океана обладает некими характерными параметрами. Это поле собирается с большой акватории благодаря многократным отражениям от поверхности океана. При этом, преобладает шум в так называемых водных лучах, отраженных от поверхности и не дошедших до дна. Размер области, где собирается шум, может составлять сотни километров. В последнее время возрос интерес к исследованию распространения звука в озерах. В основном, озера используются как более доступный, чем океан, объект для изучения распространения звука. И законы распространения звука в разных озерах могут быть похожи на соответствующие законы в океане.

Другое дело низкочастотные шумы. Размеры озер, даже самых больших, сопоставимы или меньше размеров области, с которой собираются низкочастотные шумы глубокого океана. Поэтому в озерах, как правило, нет достаточно протяженной области, где шумовое поле будет однородно по горизонтали. Везде, в любой точке, озера будут «краевые эффекты» - форма берегов и расстояние от этой точки до берегов. Возможно, конечно, найти относительно мелкое озеро, где будет горизонтально однородное низкочастотное шумовое поле, но оно совсем не такое, как в глубоком океане. По-видимому, единственным исключением является Байкал. (Озеро-Танганьика похоже на озеро Байкал по форме и глубине. Но там, в виду жаркого климата, скорость звука у поверхности весьма велика, не меньше, чем скорость звука у дна озера. В результате, в Танганьике нет водных лучей, которые не испытывают отражения от дна, и нет характерного для океана низкочастотного шумового поля.)

Для расчета шумового поля в озере Байкал воспользуемся работой [1], где посчитано поле шумов в разломе дна в океане. Байкал представляет собой разлом земной коры, заполненный пресной водой. Рассчитать шумовое поле в этом озере даже проще, чем в разломе дна в океане. Действительно, при анализе шумового поля в разломе дна в океане и над ним, необходимо рассчитать шум и в слоистой части океана, и в разломе. А здесь нам нужно исследовать только шум в разломе (озере).

Опишем пучок водных лучей озера более детально. Самый короткий (первый) водный луч является касательным к поверхности озера. И этот луч заворачивает на критической глубине – где скорость звука становится равной скорости звука у поверхности. Самый длинный (второй) водный луч выходит с поверхности и заворачивает на дне. Все остальные водные лучи оказываются между этими двумя лучами. Этот пучок весьма узок.

Мы используем теорию переноса излучения [3]. Основной величиной является плотность потока мощности шума в единичный телесный угол и на единичную площадку  $-I$ . В слоистой среде вдоль луча выполняется соотношение:  $Ic^2 = \text{const}$ , где  $c$  скорость звука. Известно, что затухание низкочастотного звука мало. Пренебрежем затуханием шума на одном цикле луча. (Это не означает отсутствие затухания шума на многих циклах луча).

Рассчитаем график распределения интенсивности шумового поля от глубины в центральной части котловин озера, где выполняется условие горизонтальной однородности среды. Уже отмечалось, горизонтальная однородность среды приводит к горизонтальной однородности шумового поля. Следовательно, лучевая интенсивность в любой точке поверхности во всех лучах узкого водного пучка будет одна и та же  $I_n$ .

Итак, используя  $I_n$ , получим лучевую интенсивность шума в любом водном луче на глубине  $z: I_z = I_n(c_n^2/c_z^2)$ , где  $c_n$  скорость звука у поверхности,  $c_z$ -скорость звука на глубине  $z$ .

Чтобы перейти к итоговой интенсивности (энергии) шума в точке  $z$ , нужно просуммировать лучевые интенсивности по всему телесному углу, который заполнен водными лучами. Кроме того, нужно ввести множитель  $1/c_z$  (чем меньше  $c_z$  - тем больше энергии «застрянет» в данной точке [1]).

Мы считаем,  $I_n$  одинаковыми для все водных лучей, тогда  $I_z$  будет также одинакова для всех этих лучей. Следовательно, зависимость интенсивности (энергии) шума от глубины, определяется, почти исключительно, изменением телесных углов прихода водных лучей на разные глубины. (Эта глубинная зависимость определяется формой пучка водных лучей).

Согласно закону Снелиуса, угол первого граничного водного луча на горизонте  $z: \theta_z^I = \arcsin(c_z/c_n)$  (луч касательный к поверхности). Второй граничный луч (касательный ко дну) имеет на горизонте  $z$  угол  $\theta_z^{II} = \arcsin(c_z/c_d)$ , где  $c_d$ - скорость звука у дна озера.

Итак, интенсивность шума на глубине  $z$ , будет пропорциональна разности между этими углами:



$$E(z) = K[\arcsin(c_z/c_n) - \arcsin(c_z/c_d)]/c_z^3, \quad (1)$$

где  $K$  – коэффициент пропорциональности. В него входят в качестве множителей: лучевая интенсивность шума на поверхности озера  $I_n$ ,  $c_n^2$ , затухание звука.

Кроме того, нужно учесть, что не все  $2\pi$  горизонтальных направлений будут наполнены шумом. Шумом будут наполнены только те горизонтальные направления, где луч успеет проделать десять и более полных циклов водного луча прежде, чем выйдет за границы разлома. (Так мы учитываем то, что имеем дело с разломом.) Это обстоятельство приведет к наличию еще одного множителя меньше единицы в коэффициенте  $K$ .

Поскольку мы будем в дальнейшем представлять результаты расчетов в децибелах, коэффициент пропорциональности  $K$  не повлияет на окончательный результат.

Важно отметить, что для глубин больших критической глубины  $z \geq z_0$  ( $z_0$  – критическая глубина, где скорость звука равна скорости звука на поверхности), формула (1) будет выглядеть несколько иначе:

$$E(z) = K[\pi/2 - \arcsin(c_z/c_d)]/c_z^3, \quad (2)$$

Поскольку на данных глубинах угол первого граничного луча водных лучей всегда равен  $\pi/2$ .

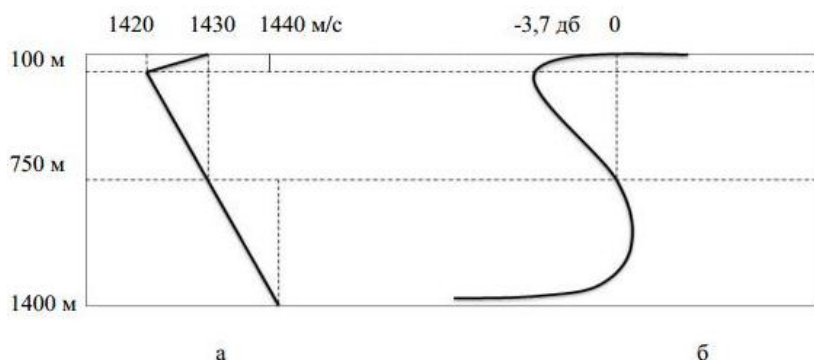


Рис. 1.

На рисунке 1 приведены результаты расчетов по этим формулам. На рисунке 1а представлено летнее распределение скорости звука с глубиной в Байкале. Это распределение очень похоже на океаническое. Отличия – относительно малая глубина (около 1.5 км.) Ось подводного канала и критическая глубина – на небольших глубинах 100 м. и 750 м. соответственно. Скорость звука на поверхности 1430 м/с, на оси канала 1420 м/с, у дна 1440 м/с. Скорость звука везде существенно меньше океанической (пресная вода).

На рисунке 1б – летняя глубинная зависимость интенсивности шума. Минимум на оси канала (-3.7 дБ) – максимум чуть ниже критической глубины. При приближении ко дну интенсивность шума убывает до минус бесконечности (в децибелах).

Такие особенности глубинной зависимости связаны, как это уже упоминалось, с формой пучка водных лучей.

Минимум шума на оси канала связан с тем, что здесь углы водных лучей ближе всего к вертикали. (Здесь энергия шума как бы быстрее всего «покидает» эти горизонты.)

Максимум шума ниже критической глубины. Это вызвано тем, что углы водных лучей на данной глубине ближе всего к горизонтали. (Водные лучи как бы больше «находятся» на этих горизонтах.)

Интенсивность шума убывает к дну, так как, чем ближе к дну, тем меньше водных лучей туда доходит.

Это очень похоже на океаническую глубинную зависимость интенсивности шума [1]. Отличия:

1. Разброс значений скорости звука в озере меньше, чем в океане. И разброс значений интенсивности шума в озере также меньше, чем в океане. Так ослабление шума на оси подводного канала в озере не такое большое, как соответствующее ослабление в океане.

2. Вертикальный градиент скорости звука у озера, напротив, больше, чем в океане. И вертикальный градиент интенсивности шума у озера больше.

3. Область ниже критической глубины занимает существенно больший объем озера (1/2), чем аналогичная область в океане (1/5).

Итак, низкочастотное шумовое поле озера Байкал в разные сезоны похоже на поле шумов глубокого океана, хотя и обладает некоторой спецификой. По-видимому, Байкал – единственное озеро с таким низкочастотным шумом.

## ЛИТЕРАТУРА

1. Клячин Б.И. Эффект усиления собственного шума океана над разломом дна.// Доклады XII школы семинара им. Акад. Л.М. Бреховских, М.: ИОРАН, 2009, с. 268-271.

2. Макаров М.М, Ченский А.Г. Изучение дальнего распространения звука на озере Байкал: оборудование, экспериментальные данные.// Там же, с.119-122.

3. Исимару А. Распространение и рассеяние волн в случайно-неоднородных средах. М.: Мир. 1981, т.1, 280 с

УДК 534.23

**А.В. Кошелева, Р.А. Коротченко, А.А. Пивоваров, А.Н. Самченко, А.Н. Швырев, И.О. Ярошук**

**ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ НИЗКОЧАСТОТНЫЕ  
ГИДРОАКУСТИЧЕСКИЕ ИССЛЕДОВАНИЯ В ЗАЛИВЕ ПЕТРА  
ВЕЛИКОГО ЯПОНСКОГО МОРЯ**

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки, Тихоокеанский океанологический институт им. В.И. Ильичева ДВО РАН  
Россия, 690041 Владивосток, ул. Балтийская, 43  
Тел.: (423)231-26-17; Факс: (423)231-25-73,  
E-mail: kosheleva@poi.dvo.ru

*Доклад посвящен обсуждению результатов гидроакустических экспериментальных работ в заливе Петра Великого Японского моря, проведенных в мае и октябре 2016 г. В эксперименте использовались низкочастотные гидроакустические излучатели с несущей частотой 22 и 33 Гц, прием сигналов осуществлялся на автономные гидроакустические станции (АГС), синхронизированные по времени. Полученные в результате измерений групповые скорости различных мод позволяют провести оценки геоакустических свойств дна.*

Как известно, на океаническом шельфе формирование звукового поля для достаточно низких частот в большей степени определяется свойствами донных осадков, нежели скоростью звука в воде. Разработка геоакустических моделей дна на основе геологических и геофизических данных позволяет лишь приблизительно описать акустические свойства среды [1]. Корректировка и количественное уточнение таких моделей возможно только на основе совместного проведения натуральных акустических экспериментов и последующего математического моделирования звукового поля.

В мае и в октябре 2016 г. на гидрофизическом полигоне ТОИ ДВО РАН в заливе Посьета Японского моря были проведены низкочастотные гидроакустические эксперименты. Излучение низкочастотных сигналов осуществлялось вдоль акустической трассы при помощи двух излучателей с основными частотами 22 Гц и 33 Гц [2]. На рис.1 показаны схемы экспериментов, проведенных в мае (верхний рисунок) и в октябре (нижний рисунок) 2016 г. В мае 2016 г. излучение на частоте 33 Гц было выполнено в пяти точках, а прием осуществлялся в четырех точках, где были расположены донные станции, снаряженные автономными гидроакустическими реги-

страторами (A3,A5,A7,A8) [3]. Расстояние между точками излучения и приема варьировались от 2 до 14 км. В ходе эксперимента излучались как тональные сигналы, так и фазоманипулированные М-последовательностью длиной 255 символов, с 20 периодами несущей частоты на символ (длительность сигнала 155 с). Конструктивные особенности излучателя обеспечивали заметный уровень излучения третьей гармоники (99 Гц, мощность излучаемого сигнала примерно на 30 дБ ниже, чем на частоте 33 Гц), также фазоманипулированной. На частоте 33 Гц излучатель создавал эффективное звуковое давление примерно 1 кПа.

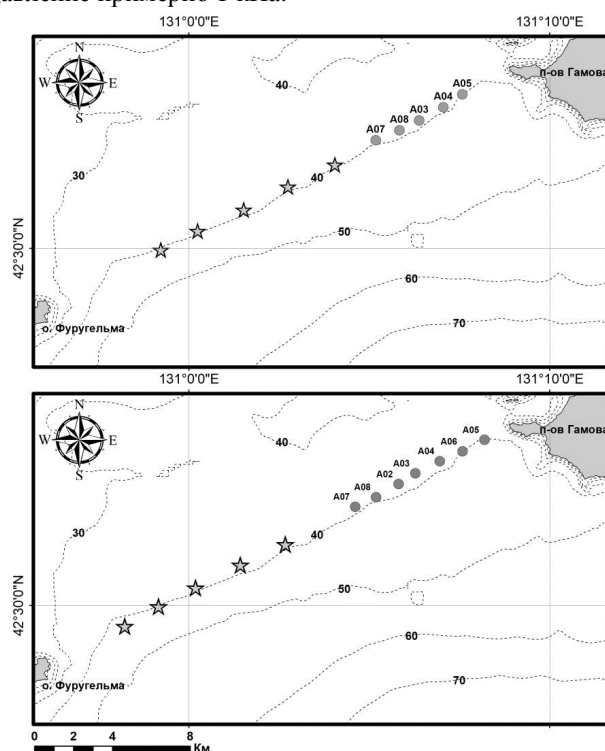


Рис.1. Схемы экспериментов в мае (33 Гц) и в октябре (22 Гц) 2016 г.  
Звездочки - точки излучения, кружки - постановки донных автономных гидроакустических станций.

По этой же трассе в октябре 2016 г. был проведен подобный эксперимент с излучателем 22 Гц (рис.1). Здесь было выбрано пять точек излучения, семь точек приема (A2 – A8), расстояния между точками излучения и приема изменялось от 3 до 17 км. Излучались как тональные сигналы с несущей частотой 22 Гц, так и фазоманипулированные М-последовательностями длиной 63 и 255 символов, с 20 периодами несущей частоты на символ (длительность сигналов 57 и 232 с). Конструктивные особенности данного излучателя обеспечивали заметный уровень излучения

третьей и пятой гармоник (66 Гц, мощность излучаемого сигнала примерно на 40 дБ ниже, чем на частоте 22 Гц; 110 Гц, мощность излучаемого сигнала примерно на 45 дБ ниже, чем на частоте 22 Гц), также фазоманипулированных. На частоте 22 Гц излучатель создавал эффективное звуковое давление примерно 6 кПа. Во всех экспериментах частота дискретизации принимаемых сигналов была выбрана 3255 Гц.

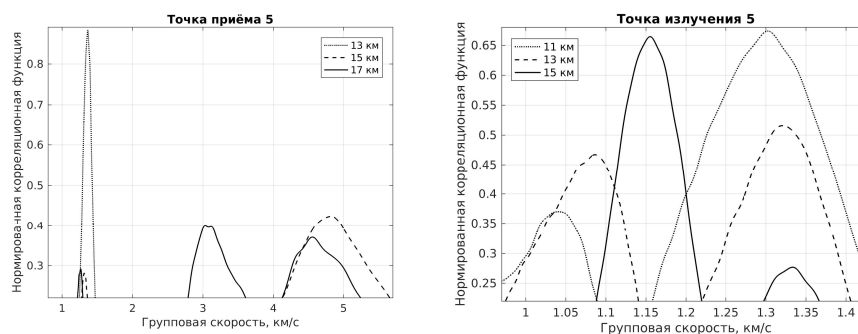


Рис.2. Нормированная корреляционная функция для фазоманипулированного сигнала с несущей частотой 22 Гц

Фазоманипулированные сигналы имеют ширину около 12 Гц, поэтому данные, полученные на приемных станциях, пропускались через линейные полосовые фильтры с шириной полосы пропускания 12 Гц и центральными частотами 22, 33, 66, 99 и 110 Гц. Далее вычислялись нормированные взаимно корреляционные (далее – корреляционные) функции между ними и «эталонными» сигналами, сформированными из исходных М- последовательностей с учетом доплеровского сдвига частоты. Эти функции могут быть интерпретированы как распределение энергии звукового сигнала по отдельным нормальным модам, различающимся по групповой скорости.

На рис.2 для примера представлены такие нормированные корреляционные функции, когда излучатель работал в самой дальней точке трассы (точка излучения № 5), а сигнал регистрировался по всем приемным системам. Как видно из рисунка, в разных точках приема регистрируются различные наборы мод. Такое положение дел связано с тем, что в данном случае модовая структура поля формируется в основном осадками, изменяющимися по трассе. Из геологических данных авторами ранее было установлено, что вдоль данной трассы залегает мощный слой осадков (500-800 метров) [4], а водный слой здесь практически не меняется (вариации менее 2 метров) и равен всего 40 метров.

Проведенные эксперименты и детальная обработка их результатов позволили установить принципиальную возможность решения обратных задач определения числа и мощности осадочных слоев по положению главного максимума корреляционной функции и по скорости распространения отраженных волн [5]. При проведении измерений на более мелкой сетке (поряд-

ка нескольких сот метров) возможно создание методики более детального восстановления структуры осадочных слоев.

## ЛИТЕРАТУРА

1. Акустика дна океана/ Под ред. Купермана У. и Енсена Ф. – М.: Мир, 1984. – 454 с.
2. Долгих Г.И., Долгих С.Г., Пивоваров А.А., Самченко А.Н., Швырев А.Н., Чупин В.А., Яковенко С.В., Ярощук И.О. Излучающая гидроакустическая система на частотах 19-26 Гц// ПТЭ. 2017. № 4. С.137-141.
3. Автономный регистратор гидрофизических полей. Патент № 171967 U1. Российская Федерация. МПК G01V 1/38 / Пивоваров А.Н., Ярощук И.О., Швырев А.Н., Леонтьев А.П.; Владивосток ТОИ ДВО РАН - № 2017109315/28; заявл. 20.03.2017; опубл. 22.06.2017, бюлл. № 18. – 2 с.
4. Самченко А.Н., Ярощук И.О. Акустические параметры рыхлых донных отложений залива Петра Великого (Японское море)// Вестник ДВО. 2017. № 5. С.130-136.
5. Долгих Г.И., Долгих С.Г., Пивоваров А.А., Самченко А.Н., Чупин В.А., Швырёв А.Н., Ярощук И.О. О перспективах применения лазерных деформографов для диагностики морского дна // ДАН. 2013. Т.452. №3. С. 321-325.

УДК 551.463.21: 534

**О.С. Красулин, А.С. Шуруп**

**ФУНКЦИОНАЛЬНОЕ РЕШЕНИЕ ЗАДАЧИ ТОМОГРАФИИ  
ОКЕАНА С УЧЕТОМ НЕАДИАБАТИЧЕСКОГО  
ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ МОДОВЫХ СИГНАЛОВ**

МГУ им. М.В. Ломоносова, физический факультет, кафедра акустики  
Россия, 119992 ГСП-2 Москва, Ленинские горы, д.1, стр.2  
Тел. (495) 939-3081, e-mail: shurup@physics.msu.ru

*Рассматривается решение задачи неадиабатической модовой томографии океана на основе функционально-аналитического алгоритма Новикова-Сантацесариа. Обсуждаемый подход не требует ни линеаризации модели и построения матриц возмущений, ни итераций и привлечения дополнительных процедур регуляризации, что делает перспективным исследование его возможностей в задачах акустической томографии. Алгоритм основан на использовании достаточно строгих интегральных уравнений, позволяющих пересчитать данные рассеяния, измеренные на границе области томографирования, в оценки характеристик среды с учетом эффектов неадиабатического распространения модовых сигналов. Приводятся результаты численного моделирования.*

Акустическая томография океана [1] позволяет получить информацию о пространственных распределениях различных характеристик акваторий с размерами в десятки, сотни и даже тысячи километров, что делает этот подход незаменимым при проведении океанографических исследований на региональном уровне, а также в рамках глобального мониторинга состояния Мирового океана. С математической точки зрения, томография океана является частным случаем более обширного класса обратных задач рассеяния (ОЗР). По-видимому, наибольшего прогресса в решении ОЗР, удалось достичь в квантовой механике, где были предложены математически строгие, так называемые функционально-аналитические алгоритмы (см. работу [2] и ссылки в ней). В виду того, что уравнение Шредингера в изоэнергетическом случае с точностью до обозначений совпадает с уравнением Гельмгольца, исследование возможностей этих алгоритмов в акустических задачах также представляется перспективным. Достаточно подробный список публикаций, посвященных исследованию возможностей функционально-аналитических методов в задачах акустической томографии, можно найти в [3]. Впервые возможность применения этих методов в задачах модовой томографии океана рассматривалась в [4], где предполагалось, что выполнено адиабатическое приближение. В настоящей работе рассматривается модель неадиабатической томографии океана.

тической модовой томографии, основанная на математических результатах работы [2].

Предполагается, что исследуемая акватория окружена по периметру вертикальными антеннами, излучающими и принимающими поля мод заданных номеров. Для простоты предполагается, что влиянием течений можно пренебречь и условия распространения в акватории определяются только неизвестным распределением скорости звука  $c(\mathbf{r})$ , где  $\mathbf{r} = \{x, y, z\}$  – пространственный радиус-вектор в системе координат с началом на поверхности акватории и осью  $Oz$ , направленной вертикально вниз. На фиксированной циклической частоте  $\omega$  акустическое поле  $p(\mathbf{r})$  внутри рассматриваемой акватории удовлетворяет уравнению Гельмгольца:

$$\nabla^2 p(\mathbf{r}) + k_0^2 p(\mathbf{r}) = v(\mathbf{r}, \omega) p(\mathbf{r})$$

где функция рассеивателя  $v(\mathbf{r}, \omega) = \omega^2 \left( \frac{1}{c_0^2} - \frac{1}{c^2(\mathbf{r})} \right)$  описывает возмущение скорости звука  $c(\mathbf{r})$  относительно известного фонового значения  $c_0$ ;  $k_0 = \omega/c_0$ . Представление поля в океаническом волноводе в виде суммы мод  $p(\mathbf{r}) = \sum_m \varphi_m(x, y) \psi_m(z)$  (здесь  $\varphi_m(x, y)$  – поле  $m$ -ой моды в горизонтальной плоскости  $(x, y)$ ,  $\psi_m(z)$  – профиль  $m$ -ой моды) приводит к системе уравнений [5]:

$$\nabla_{x,y}^2 \varphi_m(x, y) + k_{0m}^2 \varphi_m(x, y) = \left[ \int_0^H \psi_m(z) v(\mathbf{r}, \omega) \psi_m(z) dz \right] \varphi_m(x, y)$$

которое, в свою очередь, может быть переписано в виде

$$\nabla_{x,y}^2 \varphi_m(x, y) + k_{0m}^2 \varphi_m(x, y) = V_{mm}(x, y, \omega) \varphi_m(x, y) \quad (1)$$

где матричный оператор

$$V_{mm}(x, y, \omega) = \left[ k_0^2 - k_{0m}^2 \right] \delta_{mm} + \int_0^H \psi_m(z) v(\mathbf{r}, \omega) \psi_m(z) dz \quad (2)$$

описывает взаимодействие мод, вызванное присутствием неоднородности  $v(\mathbf{r}, \omega)$ ;  $k_{0m}$  – горизонтальное волновое число  $m$ -ой моды в фоновом волноводе глубины  $H$ ;  $\delta_{mm}$  – символ Кронекера. Полученные уравнения (1), (2) с точностью до обозначений совпадают с уравнениями (1.4), (1.5) из [2], где предложен алгоритм нахождения  $V_{mm}$  по данным рассеяния в виде так называемого оператора Дирихле-Неймана  $\hat{F}_{mm}$ , переводящего поля  $\varphi_n|_Y$ , измеренные на границе  $Y$  области томографирования в нормальные производные (внешние по отношению к границе) этих полей:  $\partial \varphi_m / \partial v|_Y = \hat{F}_{mm}(\varphi_n|_Y)$ . В итоге, решение задачи восстановления неизвестного распределения скорости звука  $c(\mathbf{r})$  на основе полей мод  $\varphi_m(x, y)$ , измеренных на границе исследу-



двумерной акватории, можно условно разбить на несколько этапов. На первом этапе находятся элементы оператора  $\hat{F}_{mn} - \hat{F}_{0mn}$ , где оператор  $\hat{F}_{0mn}$  определяется аналогично  $\hat{F}_{mn}$ , но для полей в отсутствие рассеивателя. Далее,  $\hat{F}_{mn} - \hat{F}_{0mn}$  используется для определения значения классической амплитуды рассеяния, что позволяет на следующем этапе восстановить неоднородность в виде  $V_{mn}$ . На последнем этапе функция рассеивателя  $v(\mathbf{r}, \omega)$ , а вместе с ней и искомая скорость  $c(\mathbf{r})$  находится из (2) на основе восстановленных значений  $V_{mn}$ . Удобство проводимого рассмотрения состоит в том, что все упомянутые этапы восстановления, за исключением последнего, совпадают с точностью до обозначений с уже численно реализованным и исследованным в [3] алгоритмом реконструкции двумерных неоднородностей. Главное отличие заключается в том, что теперь рассматриваются блочные матрицы. Так, например, на первом шаге в двумерном случае [3] рассчитывается оператор  $\hat{F} - \hat{F}_0$ , матрица которого имеет размерность  $Z \times Z$ , где  $Z$  – количество приемопередатчиков преобразователей (антенн) на границе акватории. В рассматриваемом же случае матрица оператора  $\hat{F}_{mn} - \hat{F}_{0mn}$  состоит из блоков, каждый из которых имеет размерность  $Z \times Z$ , а количество таких блоков определяется количеством излучаемых  $m$ -ых и принимаемых  $n$ -ых мод; недиагональные блоки характеризуют взаимодействие модовых сигналов. При этом все основные интегральные соотношения двумерного алгоритма [3] остаются прежними. Следует также отметить, что обобщение рассматриваемого трехмерного алгоритма восстановления на случай учета океанических течений возможно, но не тривиально.

При численном моделировании рассматривался изоскоростной волновод с абсолютно жестким дном, со скоростью звука в водном слое  $c_0=1500$  м/с, глубины  $H_0 = 3\lambda$ , где  $\lambda$  – длина волны. Используемые параметры модели носят сугубо иллюстративный характер. Неоднородность представляла собой возмущение рельефа Гауссовой формы  $H(x, y)$ , смещенное из центра области томографирования. В такой упрощенной постановке задачи значения  $k_{0m}^2$  и  $\psi_m(z)$ , рассчитываются аналитически, что полезно при проверке работоспособности модели. В качестве примера, на рис. 1а изображена истинная функция  $V_{11}(x, y)$ , а на рис. 1б – результаты ее восстановления  $\hat{V}_{11}(x, y)$ . Как видно на рис. 1б, амплитуда, характерные пространственные размеры, а также расположение  $V_{11}(x, y)$  восстановлены с высокой точностью. Использование оценок  $\hat{V}_{mn}(x, y)$ , полученных для всех распространяющихся мод, позволяет восстановить функцию  $v(\mathbf{r}, \omega)$  из (2), которая в рассматриваемой модели дает оценку рельефа  $\hat{H}(x, y)$ .

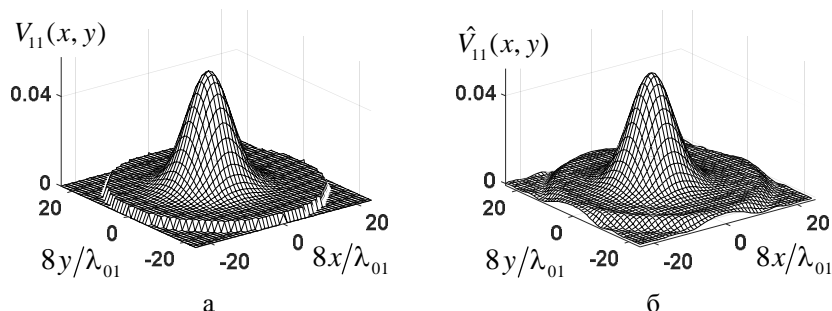


Рис. 1. Истинное распределение по акватории неоднородности в виде  $V_{11}$  (а) и результата восстановления  $\hat{V}_{11}$  (б), полученного с помощью функционального алгоритма Новикова-Сантацесариа.

Предложенная в работе численная модель позволяет получить самые первые результаты восстановления характеристик океанического волновода с учетом неадиабатического взаимодействия мод. Это открывает перспективы дальнейшего более детального исследования возможностей функционально-аналитического алгоритма Новикова-Сантацесариа в задачах акустической томографии океана. В первую очередь, стоит вопрос о помехоустойчивости получаемых оценок характеристик среды, а также о реализуемости такого подхода при конечном и весьма ограниченном количестве источников и приемников в гидроакустическом эксперименте.

Работа выполнена при финансовой поддержке грантов РФФИ №16-29-02097офи\_м, №16-02-00680.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Гончаров В.В., Зайцев В.Ю., Куртепов В.М., Нечаев А.Г., Хилько А.И. Акустическая томография океана. Н. Новгород: ИПФРАН, 1997. 255 с.
2. Novikov R.G., Santacesaria M. Monochromatic reconstruction algorithms for two-dimensional multi-channel inverse problems // International Mathematics Research Notices, 2013, v.2013, №6, p.1205-1229.
3. Буров В.А., Шуруп А.С., Зотов Д.И., Румянцева О.Д. Моделирование функционального решения задачи акустической томографии по данным от квазиточечных преобразователей// Акуст. ж., 2013, т.59, №3, с.391-407.
4. Burov V.A., Sergeev S.N., Shurup A.S., Rumyantseva O.D. Application-offunctional-analyticalNovikovalgorithmforthepurposesofoceantomography // Proc. of 11thEuropeanConferenceonUnderwaterAcoustics. Edinburgh, 2012, p.317-322.
5. Бреховских Л.М., Лысанов Ю.П. Теоретические основы акустики океана. М.: Наука. 2007. 369 с.

УДК 534.34

**Г.Н. Кузнецов**

**ОЦЕНКА ПРИВЕДЕННОЙ ШУМНОСТИ  
ДВИЖУЩИХСЯ ИСТОЧНИКОВ НА ОСНОВЕ ИДЕНТИФИКАЦИИ  
АКУСТИЧЕСКОЙ МОДЕЛИ МОРСКОГО ДНА**

Институт общей физики им. А.М. Прохорова РАН  
Россия, 119991 Москва, ул. Вавилова, д. 38  
Тел.: (495) 941-0193; Факс: (499) 256-1790, E-mail: skbmortex@mail.ru.

*С использованием разработанной модели грунта и абсолютно калиброванных излучателей выполнен прогноз звукового давления, пересчитанного в точку излучения, с погрешностью не более 2–2.5 дБ. Точность прогноза пересчитанного к свободному пространству звукового давления увеличивается при выполнении измерений в зонах интерференционных максимумов.*

Оценка приведенных к свободному пространству значений шумности источников должна производиться с использованием передаточной функции волновода (ПФВ), полученной на основе идентификации модели грунта. Это устраняет смещения оценок при пересчете из точек приема в точку излучения, обеспечивает накопление мощности сигнала с учетом интерференции и повышает помехоустойчивость измерений. Но для реализации таких алгоритмов необходимо обеспечивать: высокоточное позиционирование и абсолютную калибровку приемных каналов измерительной антенны; выполнять оценку координат буксируемого или самодвижущегося источника; использовать для пересчета в точку излучения адекватную акустическую модель источника – его направленность в горизонтальной и вертикальной плоскости. Ниже эти задачи решаются с использованием идентификации моделей многослойного дна и аттестованной модели абсолютно калиброванного излучателя. Для этого предварительно выполнены абсолютная калибровка излучателя и акустическая калибровка (АК) волновода. В результате удалось добиться высокой точности описания ПФВ: коэффициент корреляции между экспериментальными и расчетными интерференционными зависимостями для низких частот (48 Гц) находится в пределах 0.98–0.99, а для 117 Гц – 0.87–0.96.

Будем различать АК района установки антенн, АК трасс распространения сигналов и АК района установки или буксировки излучателей. Для выполнения АК применялись различные приемные и излучающие средства и методики: скалярные и векторные антенны, импульсные и узкополосные излучатели, донные и вертикально ориентированные системы. Как правило, приемное судно стояло на двух якорях с выпущенной за борт вертикальной

антенной (ВА) или антенной, установленной на дне. Второе судно буксировало по различным траекториям тональные излучатели или пневмоисточник (ПИ), который периодически излучал широкополосные импульсы. Импульсные или когерентные сигналы вводились в ЭВМ. Расстояние между судами определялось с использованием двух систем спутниковой навигации GPS. Глубины моря под днищем каждого судна измерялись в реальном времени эхолотами. Измерялось также вертикальное распределение температуры.

Для оценки параметров модели грунта на первом этапе использовался "метод согласованного поля", основанный на минимизации функционала невязки между измеренными и рассчитанными в рамках выбранной модели ПФВ значениями звукового давления (ЗД). Для поиска минимума функционала выполнялась экспертная (предварительная) оценка параметров модели дна с использованием результатов прямых измерений групповых или фазовых скоростей нормальных волн, возбуждаемых ПИ. Продольные волновые числа мод определялись непосредственно в месте установки вертикальной приемной антенны (ВА), так как они, в основном, определяются свойствами грунта в точке приема. На рис. 1 для частоты 100 Гц показаны моды, выделенные после фильтрации импульсов от ПИ, принятых с расстояния 10 км на 11 разнесенных по вертикали ГФ. На рис. 2 представлены распределения трех мод, возбуждаемых на глубинах излучения 30 м (а) и 20 м (б). Видно, что для каждой глубины излучения в принятых сигналах уверенно выделяются приходы только двух мод. Для глубины излучения 20 м распределение по глубине амплитуды и фазы второго прихода соответствуют второй моде. Для глубины излучения 30 м эти распределения соответствуют третьей моде. Расчеты подтвердили (рис. 2), что при излучении на глубинах 20 и 30 м формируются "нули" вертикального распределения амплитуд, соответствующие третьей и второй модам.

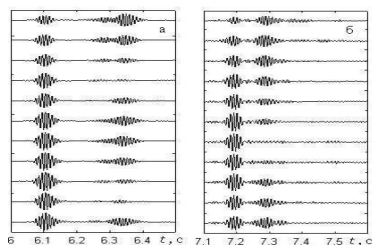


Рис. 1. Приходы мод, выделенные на частоте 100 Гц: а – глубина излучения 30 м, б – глубина излучения 20 м.

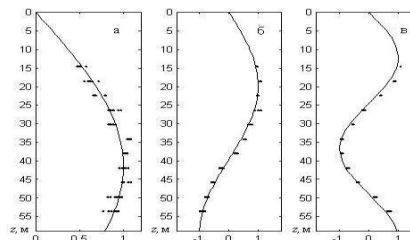


Рис. 2. Экспериментальные и теоретические зависимости от глубины амплитуд трех мод для частоты 100 Гц: а – 1-я мода, б – 2-я мода, в – 3-я мода.

Полученные на первом этапе характеристики грунта использовались на втором этапе в качестве нулевого приближения для уточнения параметров модели грунта в зоне установки ВА. Применялись импульсные сигналы от ПИ, буксируемые тональные излучатели и обобщенная физическая модель морского дна в виде системы из  $M$  однородных жидких поглощающих сло-

ев, лежащих на жидком или упругом поглощающем полупространстве. Поиск оптимизированных значений параметров модели грунта, а также уточнение толщины водного слоя  $H$  выполнялись с использованием многомерной оптимизационной процедуры, основанной на методе "направленного отжига". В качестве подлежащего минимизации функционала использовалось известное нижнее граничное условие краевой задачи Штурма.

В табл.1 сравниваются результаты АК, выполненной с использованием ПИ (левые значения дроби), с АК, выполненной по сигналам от буксируемых тональных источников, работающих на частотах 48, 117, 320 Гц (правые значения). Анализ табл.1 позволяет сделать вывод, что различие параметров модели грунта, полученных в одном районе с использованием импульсных или тональных источников и различных методов обработки, невелико, что позволяет их использовать для построения реальной модели ПФВ.

Таблица 1.

Параметры грунта	Жидкие слои на жидком полупространстве		
	1 (вода)	2 (грунт)	3
Номер слоя	1 (вода)	2 (грунт)	3
Толщина, м	63.1/63.2	9.7/7.7	полупространство/-
Плотность, кг/м <sup>3</sup>	1000/1000	1409/1520	1978/1970
Скорость продольных волн, м/с	1502/1502	1602.1/1608.4	1712.3/1698.4
Скорость поперечных волн, м/с	-/-	-/-	-/-

На рис. 3 сравниваются экспериментальные зависимости (сплошные линии) и величины ЗД, вычисленные с использованием разработанной модели ПФВ (пунктирные линии) при двух моделях грунта.

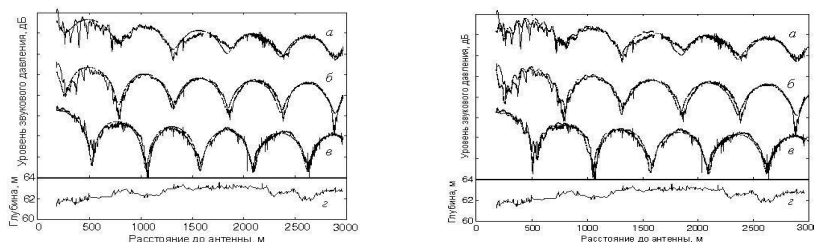


Рис. 3. Зависимости уровня относительной интенсивности звукового поля от расстояния:  $a - z = 12$  м,  $b - 31.5$  м,  $v - 51$  м,  $z$  - показания эхолота вдоль измерительной трассы. Слева - модель ПФВ с жидким, справа - с упругим полупространством.

В табл. 1 и на рис. 3 (слева) представлены результаты оптимизации интерференционных картин на частоте 48 Гц для модели с жидким полупространством. Прогноз в рамках полученной модели ПФВ на расстояниях свыше 500 м хорошо согласуется с экспериментальными данными. Но вблизи приемной системы хорошо видна высокочастотная пространственная вариация уровня ЗД, которая в расчетных зависимостях при жидком грунте отсутствует. В результате оптимизации модели в виде трех жидких слоев, лежащих на упругом полупространстве были получены следующие параметры модели дна: все характеристики первых двух слоев сохраняются прежними, толщина третьего слоя 152.2 м, плотности третьего слоя и полупространства 1970 и 2410 кг/м<sup>3</sup>, скорости продольных волн в третьем слое и

полупространстве 1698.4 и 2890.2 м/с, скорость поперечных волн в полупространстве 1447.6 м/с. Как показал расчет волновых спектров, выполненный с использованием этой модели, количество мод возросло, но затухание мод высоких номеров превышает 2–5 дБ/км. Видно, что при использовании модели с упругим дном в расчетной зависимости также появились высокочастотные вариации, вызванные интерференцией сильно затухающих мод.

Для подтверждения этого вывода – возможности применения разработанной модели на частотах до 300–400 Гц рассмотрим частотные зависимости фазовых скоростей первых трех мод. На рис. 4 показаны измеренные по импульсным сигналам от ПИ оценки фазовых скоростей мод и их среднеквадратичные отклонения. Сплошными линиями на рисунке изображены зависимости фазовых скоростей мод от частоты, вычисленные для модели

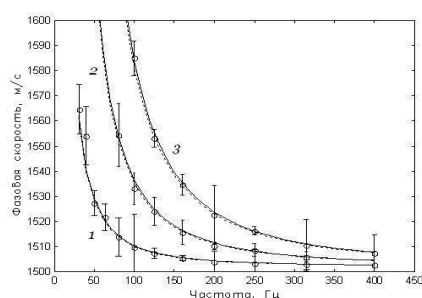


Рис. 4. Зависимости фазовых скоростей первых трех мод от частоты.

волновода, параметры которой приведены в табл. 1, а пунктиром – для модели с упругим полупространством. Цифры у кривых обозначают номер моды.

Из рис. 4 следует, что зависимости от частоты фазовых скоростей первых трех мод, рассчитанные с использованием двух моделей, почти не различаются и хорошо описывают экспериментальные данные в широкой полосе частот.

Хорошее согласие расчетных и экспериментальных данных позволяет использовать разработанную модель ПФВ для пересчета измеренных величин звукового давления в точку излучения. По итогам абсолютной калибровки излучателей в ближней зоне (на расстояниях не более 5-6м) при выбранных режимах излучения установлено что средние значения и среднеквадратические отклонения ЗД, приведенные к расстоянию 1 м от фазового центра излучателей, равны: для частоты 48 Гц –  $P_1=1101\pm 178$  Па, для частоты 117 Гц –  $P_1=2778\pm 320$  Па. Путем усреднения законов спадаения сигналов от буксируемых в волноводе излучателей (с учетом интерференции и расхождения) на интервале расстояний от 200 до 3000 м (для частоты 48 Гц) и от 200 до 1450 м (для частоты 117 Гц) установлено, что пересчитанные из каждой точки к 1 м величины ЗД равны: для частоты 48 Гц –  $P_1=1004\pm 201$  Па, для частоты 117 Гц –  $P_1=2587\pm 353$  Па.

Если использовать для пересчета звукового давления точки, выбранные только в зонах интерференционных максимумов, то различие средних значений практически сохраняется, но среднеквадратические отклонения (вариации приведенного значения ЗД) уменьшаются почти в два раза. Это позволяет рекомендовать проводить измерения в зонах максимумов поля.

УДК 534.87:551.463.2

**М.С. Лабутина<sup>1</sup>, А.И. Малеханов<sup>2</sup>, А.В. Смирнов<sup>2,а</sup>**

**ВЛИЯНИЕ КОГЕРЕНТНЫХ СВОЙСТВ ПРИНИМАЕМОГО СИГНАЛА НА ВЫБОР КВАЗИОПТИМАЛЬНОГО МЕТОДА ЕГО ПРОСТРАНСТВЕННОЙ ОБРАБОТКИ**

<sup>1</sup>ННГУ им. Н.И. Лобачевского

Россия, 603950 Нижний Новгород, пр. Гагарина, д.23

<sup>2</sup>Институт прикладной физики Российской академии наук

Россия, 603950 Нижний Новгород, ул. Ульянова, д.46

<sup>а</sup>Тел.: (831) 416-4742; E-mail: lexsmial@ipfran.ru

*Исследуется влияние ослабления пространственной когерентности сигнала, распространяющегося в случайно-неоднородном канале, на коэффициент усиления приемной антенной решетки при различных методах его пространственной обработки сигнала на фоне изотропного шума. Основное внимание уделено сравнению эффективности квазиоптимальных методов в широкой области параметров, характеризующих когерентные свойства сигнала на входе решетки, и анализу тех ситуаций, в которых эти методы оказываются наиболее близкими к оптимальной обработке.*

**Введение.** Известно, что эффективность приемной антенной решетки (АР) как пространственного фильтра входных сигналов зависит от их спектральных и корреляционных свойств. При работе АР в случайно-неоднородной среде и при достаточно больших расстояниях от источников сигналов второй аспект становится принципиальным, поскольку масштаб пространственной когерентности волнового поля отдельного источника может быть меньше размера АР. Оптимальные методы обработки, использующие полную информацию относительно функции пространственных корреляций (ФПК) сигнала на входе АР, способны обеспечить рост коэффициента усиления с увеличением размеров АР даже в таких условиях [1-3]. При этом практически важным становится вопрос количественной оценки возможностей тех методов, которые обеспечивают достаточно высокую эффективность при значительном упрощении своей реализации, т.е. квазиоптимальных методов. Исходя из эвристических соображений относительно вида ФПК и задавая ее в параметрическом виде, можно поставить задачу определения области параметров, в которых те или иные методы обработки оказываются квазиоптимальными.

Представляется очевидным, что ключевыми параметрами подобного анализа становятся два – относительный масштаб когерентности сигнала,

т.е. отношение масштаба когерентности к размерам АР, и относительная величина (уровень) когерентной компоненты в поле сигнала, которая сохраняет полную корреляцию по всей АР. Физически, это означает предположение двухмасштабной модели ФПК сигнала, в которой один масштаб (конечный) отвечает присутствию рассеянной компоненты в поле сигнала, а другой (бесконечный) – когерентной компоненты. Отметим, что результаты ряда работ указывают на реалистичность общих предположений о том, что монотонно спадающая ФПК сигнала удаленного источника, обусловленная статистическими эффектами распространения, может иметь «пьедестал» когерентной компоненты, уровень которого зависит, естественно, от расстояния до источника. В частности, ФПК такого вида может реализоваться в канале мелкого моря в условиях рассеяния звука на ветровом волнении и взаимодействия звука с дном [4].

**Постановка задачи и основные выражения.** Предполагается, что линейная эквидистантная АР, состоящая из  $N$  элементов (расположенных через полдлины волны), принимает частично-когерентный сигнал, источник которого расположен под нулевым углом (относительно нормали к АР). Нормированная ФПК узкополосного (на некоторой частоте) сигнала задается в параметрическом виде как функция экспоненциального типа с произвольным показателем степени  $\alpha \geq 1$ , находящаяся на некотором ненулевом уровне  $\delta$ :

$$R_S(m, n) = \delta + (1 - \delta) \exp\left\{-|(m - n)/N_{\text{cor}}|^\alpha\right\} \quad (1)$$

где  $N_{\text{cor}}$  – безразмерная длина когерентности рассеянной компоненты в числе элементов АР,  $\delta$  – относительный уровень (по мощности) когерентной компоненты,  $m, n$  – номера элементов АР. Модели ФПК в трех случаях ( $\alpha=1, 2, \infty$ ) назовем экспоненциальной, гауссовой и «ступенчатой» моделями, соответственно. Шум предполагается изотропным и единичной мощности.

Рассматриваются следующие методы пространственной обработки в АР: (1) синфазная АР, фазированная в направлении на источник сигнала; (2) оптимальная линейная обработка [3], которая в случае ФПК вида (1) отвечает аподизированной синфазной АР; 3) АР с квадратичным накоплением выходных сигналов отдельных последовательных подрешеток (субапертур) равной длины  $N_{\text{sub}}$ , в каждой из которых происходит синфазное накопление сигнала [1, 2]; 4) оптимальная квадратичная обработка [1-3]. Эффективность метода обработки характеризуется величиной  $G$  коэффициента усиления (выигрыша) АР, который определяется как отношение выходного отношения сигнал/шум (ОСШ) АР к входному ОСШ на отдельном ее элементе:

$$G_{\text{PH}} = \frac{\mathbf{W}^+ \mathbf{R}_S \mathbf{W}}{\sigma_S^2 \sigma_N^{-2} \mathbf{W}^+ \mathbf{W}}, G_{\text{LIN}} = \frac{N \lambda_1}{\sum_i \lambda_i}, G_{\text{SUB}} = \frac{\text{Sp}(\mathbf{A} \mathbf{R}_S)}{\sigma_S^2 \sigma_N^{-2} \text{Sp}^{1/2}(\mathbf{A}^2)}, G_{\text{QUA}} = \frac{\text{Sp}^{1/2}(\mathbf{R}_S^2)}{\sigma_S^2 \sigma_N^{-2}}, \quad (2)$$

где  $\mathbf{R}_S$  – матрица пространственных корреляций сигнала на входе АР;  $\mathbf{W}$  – весовой вектор синфазной АР;  $\sigma_S^2 \sigma_N^{-2}$  – входное ОСШ,  $\lambda_i$  – собственные



значения матрицы  $\mathbf{R}_S$  (в порядке убывания с ростом  $i$ );  $\mathbf{A}$  – матрица обработки на основе подрешеток [2];  $\text{Sp}(\dots)$  – след матрицы.

Для «ступенчатой» модели ФПК получаются следующие аналитические выражения для выигрыша АР при указанных выше методах обработки (кроме метода 2), требующего расчета старшего собственного вектора матрицы корреляций):

$$\begin{aligned} G_{\text{PH}} &\approx N^{-1} \left( \delta N^2 + (1 - \delta)(2N - N_{\text{cor}})N_{\text{cor}} \right), N \geq N_{\text{cor}} \\ G_{\text{SUB}} &\approx \sqrt{NN_{\text{sub}}^{-3}} \left( \delta N_{\text{sub}}^2 + (1 - \delta)(2N_{\text{sub}} - N_{\text{cor}})N_{\text{cor}} \right), N_{\text{sub}} \geq N_{\text{cor}} \\ G_{\text{QUA}} &\approx \sqrt{(N - N_{\text{cor}})^2 \delta^2 + (2N - N_{\text{cor}})N_{\text{cor}}}, N \geq N_{\text{cor}} \\ G_{\text{PH}}, G_{\text{QUA}} &= N, N < N_{\text{cor}}, \quad G_{\text{SUB}} = \sqrt{NN_{\text{sub}}}, N_{\text{sub}} < N_{\text{cor}} \end{aligned} \quad (3)$$

Расчеты для других моделей ФПК проводятся численно, включая выигрыш аподизированной АР с оптимальным весовым вектором.

**Результаты и выводы.** Анализ выражений (3) позволил установить, что выбор метода квазиоптимальной обработки зависит от уровня когерентной компоненты. При относительно малых его значениях ( $\delta \leq 0.25$ ) таковым является метод подрешеток, при этом их оптимальный размер существенно зависит от величины  $\delta$ :  $N_{\text{sub}} \approx 3N_{\text{cor}}$  (при  $\delta = 0.25$ ) и  $N_{\text{sub}} \approx 1.5N_{\text{cor}}$  (при  $\delta = 0$ , что сходится с результатами [2]). При более высоких значениях  $\delta$  квазиоптимальным методом становится синфазное накопление сигнала по всей апертуре АР. Численное моделирование показало, что точность модели рассеянной компоненты (выбор параметра  $\alpha$ ) не столь важна с точки зрения расчетов выигрыша АР, поэтому простые аналитические оценки на основе выражений (3) представляются вполне оправданными. В численных расчетах используется гауссова модель для рассеянной компоненты как наиболее используемая.

На рис. 1 показан выигрыш АР для заданных параметров ФПК (1), «регулирующих» когерентные свойства сигнала, как функция размеров АР. Видно, что «иерархия» методов обработки существенно зависит от этих параметров. Важно, что метод подрешеток с ростом величины  $\delta$  быстро теряет свою эффективность по отношению к синфазной АР.

На рис. 2 показан выигрыш  $G_{\text{SUB}}$  в сравнении с другими методами в зависимости от длины подрешеток. Здесь также хорошо видно, что при малых величинах  $\delta$  квазиоптимизация обработки обеспечивается методом подрешеток (с учетом выбора их размера), а с ростом уровня когерентной компоненты – простейшим методом компенсации АР на источник сигнала. Видно также, что оптимизация весового вектора синфазной АР (аподизация антенны) не дает заметного выигрыша, т.е. оптимизация в классе линейной обработки в рамках модели ФПК (1) является «избыточной». Подобные расчеты важны с точки зрения оценки эффективности использования в конкретных ситуациях методов обработки, требующих полного объема информации относительно ФПК принимаемых сигналов.

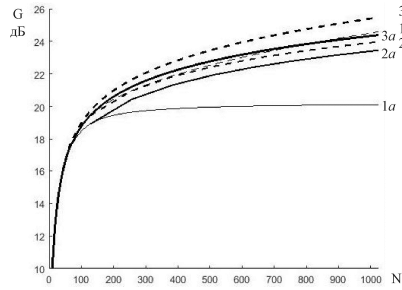


Рис.1. Выигрыш АР при разных методах обработки (1 –  $G_{PH}$ , 2 –  $G_{SUB}$  при  $N_{sub}=128$ , 3 –  $G_{QUA}$ ) как функция длины  $N$ :  $N_{cor}=60$ ,  $\delta=0$  (а),  $\delta=0.2$  (б).

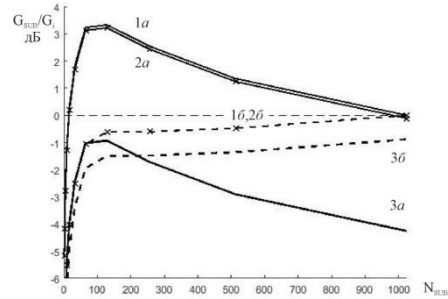


Рис.2. Выигрыш  $G_{SUB}$ , отнесенный к выигрышу при других методах (1 –  $G_{PH}$ , 2 –  $G_{LIN}$ , 3 –  $G_{QUA}$ ), как функция длины подрешетки  $N_{sub}$  при  $\delta=0$  (а) и  $\delta=0.2$  (б):  $N=1024$ ,  $N_{cor}=60$ .

Таким образом, в зависимости от вида ФПК принимаемого сигнала квазиоптимальный метод его обработки может быть обеспечен либо с помощью АР, фазированной в направлении на источник, либо с помощью АР с делением ее на фазированные подрешетки с размером порядка масштаба когерентности сигнала. Следовательно, выбор квазиоптимального метода обработки определяется относительным масштабом когерентности рассеянной компоненты и величиной уровня «остаточной» корреляции, т.е. относительной мощностью когерентной компоненты. При этом конкретный вид зависимости основного максимума ФПК не оказывает значительного влияния на величину выигрыша АР и сравнительную оценку эффективности методов обработки.

Работа выполнена при поддержке РФФИ по гранту № 16-02-00929.

## ЛИТЕРАТУРА

1. Cox H. Line array performance when the signal coherence is spatially dependent // J. Acoust. Soc. Am. 1973. V. 54. № 6. P. 1743-1746.
2. Morgan D.R., Smith T.M. Coherence effects on the detection performance of quadratic array processors, with applications to large-array matched-field beamforming // J. Acoust. Soc. Am. 1990. V. 87. № 2. P. 737-747.
3. Малеханов А.И., Таланов В.И. Об оптимальном приеме сигналов в многомодовых волноводах // Акуст. журн. 1990. Т. 36. № 5. С. 891-897.
4. Завольский Н.А., Малеханов А.И., Раевский М.А., Смирнов А.В. Влияние ветрового волнения на характеристики горизонтальной антенны в условиях мелкого моря // Акуст. журн. 2017. Т. 63. № 5. С. 501-512.

УДК 534.231

**В.А. Лисиутин**

**О АКУСТИЧЕСКИХ ХАРАКТЕРИСТИКАХ МОРСКИХ ОСАДКОВ.  
ПОДКЛЮЧЕНИЕ ТЕЧЕНИЙ К GS ТЕОРИИ МЕЖГРАНУЛЯРНОГО  
ТРЕНИЯ**

Севастопольский государственный университет  
ул. Университетская 33, г. Севастополь, Россия, 299053,  
e-mail: vlisiutin@mail.ru

*В слое неконсолидированных морских осадков могут распространяться упругие волны двух типов: компрессионная и сдвиговая. Акустическими характеристиками этих волн являются фазовые скорости, коэффициенты затухания и их частотные зависимости. М. Букингом разработана GS теория, объясняющая распространение и затухание упругих волн в осадках трением между частицами. В GS теории осадки рассматриваются как однофазная среда, и учитывается только «внутреннее трение». Представляется модификация GS теории, заключающаяся в подключении возможности движения флюида, т.е. вязкого трения. Выводится новое уравнение состояния двухфазной неконсолидированной среды. Подстановка этого уравнения состояния в дисперсионное уравнение GS теории приводит к квадратному уравнению, корни которого дают волновые числа двух типов волн – быстрой и медленной компрессионных волн в неконсолидированной среде с внутренним трением. Представленная теория названа GS+F.*

Важнейший объект, изучаемый в акустике мелкого моря – дно и морские осадки. В настоящее время в акустике морских осадков конкурируют две теории – межгранулярного трения М. Букингема [1] и Био-Столла, расширенная Н. Чотиросом и М. Кимурой (BICSQS, BIMGS). Теория Био-Столла основана на представлении о «упругом скелете» в неконсолидированных осадках, что противоречит фактам. Линейные теории показывают на высоких частотах затухание  $\sim \omega^{1/2}$ , что не соответствует измерениям.

Эксперименты показывают, что в сухих гранулированных средах коэффициент затухания  $\sim \omega^1$ . Измерения в водонасыщенных средах обнаруживают отклонения от  $\sim \omega^1$  [2], что предполагает как минимум два механизма потерь. Основной, присущий как сухим, так и насыщенным средам – «внутреннее трение», второй – вязкая диссипация при движении флюида.

GS теория объясняет распространение и затухание гармонических волн в осадках межгранулярным трением, которое придает материалу продольную и поперечную жесткость, но и в тоже время вызывает потери энергии [1]. В GS теории осадки рассматриваются как однофазная среда, и вязкие

потери не учитываются. Центральная идея GS теории – деформационное упрочнение гранул – нелинейное на микроскопическом уровне явление. Частотная зависимость затухания оказывается  $\sim \omega^1$ , что соответствует экспериментам только на высоких частотах. В VGS теории учитываются эффекты, связанные с заполнением пор жидкостью. Дисперсионные кривые VGS теории показывают хорошее совпадение с экспериментом в случаях, когда вязкость жидкости невелика, а гранулы имеют простую форму и плотную упаковку [1].

Комплексные фазовые скорости продольной и поперечной волн  $\tilde{c}_{p,s} = \omega / k_{p,s}$  согласно GS теории можно представить в виде:

$$\tilde{c}_p = \sqrt{\frac{K_m + \gamma(i\omega)^n}{\rho_m}}, \quad \tilde{c}_s = \sqrt{\frac{\gamma_s(i\omega)^m}{\rho_m}}, \quad (1, 2)$$

где  $K_m$  – объемный модуль упругости суспензии  $\frac{1}{K_m(ean)} = \frac{P}{K_f} + \frac{1-P}{K_g}$ , (3)

$P$  – пористость,  $\rho_{f,g}$ ,  $K_{f,g}$  – плотности и упругости флюида и твердой фазы,

$$\rho_m = P\rho_f + (1-P)\rho_g \quad (4)$$

– равновесная плотность среды,  $\gamma = \gamma_p + 4/3\gamma_s$ , Па,  $\gamma_p$ ,  $\gamma_s$  – модули продольной и сдвиговой межгранулярной жесткости,  $n$ ,  $m$  – показатели стресс-релаксации. Эти параметры могут быть определены только путем инверсии экспериментальных данных.

Вещественные фазовые скорости  $c_{p,s}$  и коэффициенты затухания  $\alpha_{p,s}$  могут быть получены из комплексных фазовых скоростей как  $c_{p,s} = \text{Re}(\tilde{c}_{p,s})$ ,  $\alpha_{p,s} = -\omega \text{Im}(\tilde{c}_{p,s}^{-1})$ , Нп/м.

#### ПОДКЛЮЧЕНИЕ ТЕЧЕНИЙ ФЛЮИДА К G-S ТЕОРИИ

При выводе уравнений GS теории использовалось уравнение состояния в виде  $c_0^2 = K_m / \rho_m$ . Выведем новое уравнение состояния, допуская, что жидкость может двигаться. Следуя вначале [3], будем рассматривать плоскую волну  $p = p_0 \exp(i\omega t - ikx)$ . Выделим кубический объем  $V_u$  среды с линейным размером  $l$ . Поскольку жидкость подвижна, часть жидкости ( $=\Delta V_f$ ) будет выжиматься из выделенного объема ( $=V_u$ ) среды и обратный объемный модуль упругости (модуль плоской волны) будет иметь вид:

$$K_u^{-1} = \frac{1}{p} \frac{\Delta V_u}{V_u} = \left( \frac{P}{K_f} + \frac{1-P}{K_g} \right) + \frac{1}{p} \frac{\Delta V_f}{V_u}. \quad (5)$$

Вычислим объем выжатой жидкости  $\Delta V_f$ , предполагая пока, что поры не пересекаются и имеют цилиндрическое сечение. Решая уравнение Навье-Стокса [3], можно получить формулу для средней по сечению поры относительной скорости течения:

$$u_{av} = \frac{p_0 k (\rho_g - \rho_f)}{\omega \rho_g \rho_f} \left( 1 - \frac{2J_1(i^{3/2} w)}{i^{3/2} w J_0(i^{3/2} w)} \right), \quad w = \sqrt{\frac{a^2 \rho_f}{\eta}} \omega, \quad (6, 7)$$

где  $J_{0,1}$  – функции Бесселя,  $a$  – радиус пор. Обозначим функцию частотной

$$\text{коррекции в (6) через} \quad F_C(w) = 1 - \frac{2J_1(i^{3/2} w)}{i^{3/2} w J_0(i^{3/2} w)}. \quad (8)$$

Вычислим объем флюида, протекающий по одной из пор:

$$\Delta V_0 = \pi a^2 u_{av} T = \pi a^2 u_{av} \frac{l}{c_p} = \frac{\pi a^2 u_{av} l k_p}{\omega}. \text{ Тогда, считая, что в выделенном}$$

объеме заключено  $N$  пор, последнее слагаемое в (5) можно записать как

$$\frac{1}{p} \frac{\Delta V_f}{V_u} = - \frac{k_p^2 (\rho_g - \rho_f)}{\omega^2 \rho_g \rho_f} \frac{\pi a^2 l N}{V_u} F_C. \text{ Подставляя это выражение в (5), получаем}$$

ем сжимаемость неконсолидированной среды в виде

$$K_u^{-1}(\omega) = \frac{1}{K_m} - \frac{k_p^2 (\rho_g - \rho_f)}{\omega^2 \rho_g \rho_f} \frac{\pi a^2 l N}{V_u} F_C(w) \quad (9)$$

Величина  $P^* = \pi a^2 l N / V_u$  составляет геометрическую пористость среды.

Однако, с точки зрения рассматриваемой динамической задачи о течении флюида, пористость  $P$ , входящая в формулу для  $K_m$  и  $P^*$  различаются. Пористость  $P$  измеряется в соответствии с определением ( $P = V_f / V_{\text{media}}$ ), как объем жидкости, который вмещает единичный объем среды. В реальной среде часть общего объема пор может не входить в лабиринт взаимосвязанных пор, образуя изолированные полости, в которых течение отсутствует. Долю общего объема среды, образуемую порами в которых возможно течение Био, будем называть перколяционной пористостью, и обозначать  $\phi$ . Перколяционную пористость надо определять через проницаемость среды.

В первом приближении связать перколяционную пористость с проницаемостью, размером пор и извилистостью  $\xi$  можно, сравнивая закон Дарси с формулой Пуазейля, что дает

$$\phi = s \xi \kappa / a^2, \quad (10)$$

где  $s$  – структурный коэффициент, зависящий от геометрии порового пространства, для круглых труб  $s=8$ , для плоских пор  $s \approx 3 \div 5$ , для сферических гранул  $s \xi \approx 15 \div 20$ .

При выводе (9) предполагалось, что все поры ориентированы вдоль направления распространения плоской волны. На самом деле ориентация пор равновероятна в трех направлениях, поэтому второе слагаемое в (9) дополним коэффициентом  $S_v = 1/3$ .

Заменяя в (9) геометрическую пористость на перколяционную,

получаем: 
$$K_u^{-1} = \frac{1}{K_m} - S_v \phi \frac{(\rho_g - \rho_f) k_p^2}{\rho_g \rho_f \omega^2} F_C(w). \quad (13)$$

Вводя в (13) обозначение:  $A = (\rho_g - \rho_f) / (\rho_g \rho_f)$ , заменяя волновое число

на комплексную фазовую скорость, найдем: 
$$K_u = \frac{K_m c_p^2}{c_p^2 - S_v \phi K_m A F_C(w)}. \quad (14)$$

Заменяя в (1)  $K_m$  (3) на  $K_u$  (14), после преобразований получаем квадратное уравнение:

$$\rho_m \tilde{c}_p^4 - (K_m + \gamma D + S_v \phi \rho_m K_m A F_C) \tilde{c}_p^2 + S_v \phi K_m \gamma D A F_C = 0, \quad (15)$$

где  $D = (i\omega)^n$  – дисперсионный член. Корни (15) дают квадраты комплексных фазовых скоростей двух типов волн – быстрой и медленной.

Чтобы получить дисперсионное уравнение для сдвиговой волны, запишем уравнение движения с временным оригиналом  $\mu(t) = F^{-1}[\gamma_s(i\omega)^m]$ :

$$\mu(t) \Delta u_g = \rho_m \ddot{u}_g - \phi \rho_f (\ddot{u}_g - \ddot{u}_f), \quad \text{где } u - \text{поперечные смещения} \quad (16)$$

гранул и флюида. Второе слагаемое правой части (16) отражает инерционное воздействие увлеченного флюида на колеблющиеся гранулы. Перенос

(16) в частотную область дает 
$$c_s^2 = \frac{\gamma_s(i\omega)^m}{\rho_m - \phi \rho_f (1 - U_f)}, \quad (17)$$

где  $U$  – комплексные амплитуды смещений гранул (=1) и флюида. Вычисляя далее  $(1 - U_f)$ , получаем [4]:  $1 - U_f = F_C(w)$ , что с условием возможности

«наклонной» ориентации пор дает 
$$\tilde{c}_s = \sqrt{\gamma_s(i\omega)^m / \rho_{eff}}, \quad (18)$$

где  $\rho_{seff} = \rho_m - \phi \rho_f F_C(w) / \xi$ .

Представленную теорию будем далее называть GS+F.

## ЛИТЕРАТУРА

1. Buckingham M.J. On pore-fluid viscosity and the wave properties of saturated granular materials including marine sediments // J. Acoust. Soc. Am. 2007. V. 122. N 3. P. 1486 – 1501.
2. Kibblewhite A. Attenuation of sound in marine sediments: a review with emphasis on new low frequency data // J. Acoust. Soc. Am. 1989. V. 86, N. 4. P. 716 – 738.
3. Чабан И.А. Затухание звука в грунтах и горных породах // Акуст. журн. 1993. Т.39. № 2. С. 362 – 369.
4. Bedford A., Costley R.D., Stern M. On the drag and virtual mass coefficients in Biot's equations // J. Acoust. Soc. Am. 1984. V. 76, N. 6. P. 1804 – 1809.

УДК 534.231

**В.А. Лисютин**

**О АКУСТИЧЕСКИХ ХАРАКТЕРИСТИКАХ МОРСКИХ ОСАДКОВ.  
ПОДКЛЮЧЕНИЕ МЕЖГРАНУЛЯРНОГО ТРЕНИЯ К ТЕОРИИ БИО-  
СТОЛЛА**

Севастопольский государственный университет  
ул. Университетская 33, г. Севастополь, Россия, 299053,  
e-mail: vlisiutin@mail.ru

*Наиболее известная теория распространения упругих волн в морских осадках – теория Био-Столла. Теория Био-Столла является двухфазной, но рассматривает морские осадки как упругую, консолидированную скелетом среду. Из этих положений вытекают и недостатки - несоответствие между частотной зависимостью затухания, даваемой теорией и результатами экспериментов. Предлагается реновация теории Био-Столла, основанная на двух положениях о среде: неконсолидированная среда предполагается микронелинейной, что приводит к новым выражениям для макрокоэффициентов Био; предполагается, что не вся жидкость движется отдельно от твердой фазы, а часть ее оказывается запертой в несообщающихся порах. На основе этих положений выводятся новые выражения для макрокоэффициентов Био и для волновых чисел продольных волн 1-го и 2-го рода и поперечной волны. Представленная теория называется Biot+GS.*

Наиболее известная теория распространения упругих волн в морских осадках – теория Био-Столла [1], согласно которой осадки рассматриваются как двухфазная среда, в которой зерна минералов консолидированы упругим скелетом и насыщены поровой жидкостью, способной двигаться относительно скелета. Затухание в среде объясняется вязкостью порового флюида и внутренним трением, для чего к упругим коэффициентам Био в частотной области приписывается малая комплексная часть. В этом случае затухание будет зависеть  $\sim \omega^2$  ниже переходной частоты, когда в порах паузейлевское течение и доминируют вязкие силы, и  $\sim \omega^{1/2}$  выше переходной частоты, когда доминируют инерционные силы. Такая частотная зависимость затухания противоречит результатам измерений, которые на высоких частотах показывают  $\sim \omega^1$ .

Согласно теории Био-Столла, дисперсионные уравнения для фазовых скоростей продольной и поперечной волн имеют вид:

$$\tilde{c}_p^2 = \frac{-b \pm \sqrt{b^2 - 4ac}}{2a}, \quad \tilde{c}_s^2 = \frac{\mu}{\rho_m - \rho_f^2/m(\omega)}, \quad a = \rho_m - \frac{\rho_f^2}{m(\omega)}, \quad (1-3)$$

$$b = -\left( H + \frac{\rho_m M - 2\rho_f C}{m(\omega)} \right), \quad c = \frac{HM - C^2}{m(\omega)}, \quad (4, 5)$$

$$\text{где} \quad H \approx K_m + K_b \left( 1 - \frac{2K_m}{K_g} \right) + \frac{4}{3} \mu, \quad C \approx K_m \left( 1 - \frac{K_b}{K_g} \right), \quad (6, 7)$$

$M \approx K_m$  – макрокоэффициенты Био;  $K_b, \mu$  – объемный и сдвиговый модули

$$\text{упругости скелета;} \quad m(\omega) = \frac{\xi \rho_f}{P} - \frac{i \eta F_B(\omega)}{\kappa \omega} - \text{присоединенная} \quad (8)$$

в результате инерционного взаимодействия масса;  $\xi$  – извилистость;  $\eta$  – динамическая вязкость жидкости, Па·с;  $\kappa$  – проницаемость среды, м<sup>2</sup>;

$$F_B(\omega) = \frac{wT(w)}{4(1 + 2iT(w)/w)}, \quad w = \sqrt{\frac{a^2 \rho_f}{\eta}} \omega. \quad \text{Здесь } F_B - \quad (9, 10)$$

функция частотной коррекции, где  $T(w) = -i^{3/2} J_1(i^{3/2}w)/J_0(i^{3/2}w)$ ;

$J_{0,1}$  – функции Бесселя,  $a$  – радиус цилиндрической поры. Приведенные здесь формулы для макрокоэффициентов справедливы при условии  $K_g \gg K_m$ , что всегда выполняется для морских осадков.

Связь между макрокоэффициентами  $H, C, M$  и  $K_f, K_g, K_b, \mu$  установлена Био с помощью мысленных экспериментов “сжатие среды в рубашке” и “без рубашки”. Эти эксперименты являются статическими, предполагается, что флюид не влияет на упругость скелета, свободно вытекает из среды, внутривязкое давление не меняется ни при какой скорости истечения. В этом случае  $H$  не зависит от частоты, т.е. флюид представляется невязким. Взаимодействие между флюидом и скелетом обусловлено не вязкостью жидкости, а инерционными силами, действующими на ускоренно колеблющийся скелет со стороны колеблющегося флюида и наоборот.

Поскольку в неконсолидированной среде упругий скелет отсутствует, параметры  $K_b$  и  $\mu$  являются надуманными.

#### ПОДКЛЮЧЕНИЕ МЕЖГРАНУЛЯРНОГО ТРЕНИЯ К ТЕОРИИ БИО

Повторяя мысленные эксперименты М. Био «чистый сдвиг» и «сжатие среды в рубашке», вместо  $\mu$  и  $K_b$  – сдвиговой и объемной упругости скелета, для неконсолидированной среды эти модули следует заменить на соответствующие эквиваленты:  $\gamma_s$  и  $\gamma_p$  – модули сдвиговой и продольной межгранулярной жесткости.

М. Био [2] был развит “принцип соответствия”, согласно которому уравнения, описывающие механику пористых сред, будут формально таки-



ми же, как и для упругих или вязкоупругих систем, при условии, что упругие коэффициенты заменены соответствующими интегродифференциальными операторами.

М. Букингом в [3] показал, что межгранулярное трение вместе с деформационным упрочнением гранул приводит к специфичной дисперсии. Поэтому, модули межгранулярной жесткости должны подставляться в исходные уравнения Био вместе со своими дисперсионными элементами. Дисперсионные элементы для продольной и поперечной волн в частотной области имеют компактный вид:  $(i\omega)^n$ ,  $(i\omega)^m$ , где  $n$ ,  $m$  – показатели стресс релаксации для продольной и поперечной волн соответственно. Соответствующие им оригиналы во временной области известны, однако громоздки, и здесь не приводятся.

Согласно уравнениям движения Био, вся жидкость движется отдельно от твердой фазы. Предположим теперь, что массовая доля жидкости равная  $(P - \phi)\rho_f$  движется вместе с долей твердой фазы, равной  $(1 - P)\rho_g$ , и только доля жидкости  $\phi\rho_f$  движется отдельно. Подставив эти новые выражения для трехкомпонентной двухфазной среды в уравнения движения Био [1], получим точно такие же, но вместо  $P$  в (8) теперь будет перколяционная пористость  $\phi$ .

В первом приближении связать перколяционную пористость с проницаемостью, размером пор и извилистостью можно, сравнивая закон Дарси с формулой Пуазейля, что дает  $\phi = \frac{s\xi\kappa}{a^2}$ , где  $s$  – структурный

коэффициент, зависящий от геометрии порового пространства.

С помощью (11), и учитывая связь  $F_B(\omega) = \frac{i\omega^2(1 - F_C(i^{3/2}\omega))}{8F_C(i^{3/2}\omega)}$ , где

$F_C(\omega) = 1 - \frac{2J_1(i^{3/2}\omega)}{i^{3/2}\omega J_0(i^{3/2}\omega)}$ , формулу (8) для  $m(\omega)$  можно преобразовать к

$$\text{виду} \quad m(\omega) = \frac{\xi\rho_f}{\phi F_C(\omega)}. \quad (12)$$

Тогда, заменяя в (1)  $\mu$  на  $\gamma_s(i\omega)^m$ , получаем

$$\tilde{c}_s^2 = \frac{\gamma_s(i\omega)^m}{\rho_{seff}}, \quad (13)$$

$$\text{где} \quad \rho_{seff} = \rho_m - S_s \frac{\phi\rho_f}{\xi} F_C(\omega) - \quad (14)$$

сдвиговая эффективная плотность. Простая формула (14) дает ясное физическое истолкование для сдвиговой эффективной плотности. На низких частотах флюид полностью увлекается гранулами,  $\rho_{seff} = \rho_m$ , на высоких частотах – проскальзывает, на промежуточных – увлекается частично, что и при-

водит к уменьшению плотности среды. Чем больше извилистость, тем больше увлекаемость и тем меньше отличие эффективной плотности от суспензионной.

Следуя далее принципу соответствия Био для неконсолидированной среды с межгранулярным взаимодействием, в уравнениях движения Био-Столла [1] макрокоэффициент  $H$  следует заменить на временной оригинал

от  $K_m + \gamma(i\omega t_0)^n$ ,  $K_b$  на оригинал  $\frac{\gamma_p(i\omega t_0)^n}{1 - 2K_m/K_g}$ ,  $C$  на оригинал

$K_m \left( 1 - \frac{\gamma_p(i\omega t_0)^n}{K_g - 2K_m} \right)$ . Таким образом, в частотной области в коэффициенты

квадратного уравнения  $b$  (4) и  $c$  (5) макрокоэффициенты  $H$ ,  $C$  следует под-

ставлять в виде:  $H = K_m + \gamma D$ ,  $C \approx K_m \left( 1 - \frac{\gamma_p D}{K_g - 2K_m} \right)$ . (15, 16)

Развивая эту идею, предположим далее, что не вся жидкость движется отдельно, а часть ее связана с твердой фазой, заперта в несообщающихся порах. Заменяем в (3), (4), (5) присоединенную массу (8) на (12). После преобразований и упрощений, коэффициенты  $b$  (4) и  $c$  (5) принимают вид:

$$a = \rho_m - \frac{\phi \rho_f}{\xi} F_C(w), \quad c \approx \frac{\phi K_m}{\xi \rho_f} \left( \gamma + \frac{2\gamma_p K_m}{K_g - 2K_m} \right) D F_C,$$

$$b \approx - \left\{ K_m \left[ 1 + \frac{\phi}{\xi} \left( \frac{\rho_m}{\rho_f} - 2 \left( 1 - \frac{\gamma_p D}{K_g - 2K_m} \right) \right) F_C \right] + \gamma D \right\}.$$

Будем называть этот вариант теории Biot+GS.

Сравнение с результатами измерений показывают, что теория Biot+GS дает вычислительный результат, совпадающий с теорией GS+F.

## ЛИТЕРАТУРА

1. Stoll R.D. Sediment Acoustics. New York: Springer, 1989.
2. Biot M.A. Mechanics of deformation and acoustic propagation in porous media // J. Appl. Phys. 1962. V. 33. № 4. P. 1482 – 1498.
3. Buckingham M.J. Wave propagation, stress relaxation, and grain-to-grain shearing in saturated, unconsolidated marine sediments // J. Acoust. Soc. Am. 2000. V. 108. № 6. P. 2796 – 2815.

УДК 534.231

**В.А. Лисиутин, О.Р. Ластовенко, А.А. Ярошенко**

**ОЦЕНКА ВКЛАДА ИНЕРЦИОННОГО ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ ФАЗ В НЕКОНСОЛИДИРОВАННЫХ МОРСКИХ ОСАДКАХ**

Севастопольский государственный университет  
ул. Университетская 33, г. Севастополь, Россия, 299053,  
e-mail: vlisiutin@mail.ru

*В докладе приводятся результаты сопоставления модифицированной теории Biot+GS с данными измерений частотной зависимости затухания сдвиговой волны, из которого следует, что инерционное взаимодействие фаз в неконсолидированной среде либо отсутствует совсем, либо не превышает 10% от предсказываемого теорией Био-Столла.*

Согласно уравнениям движения Био-Столла [1], **вся** жидкость двигается отдельно от твердой фазы. Предположим, что массовая доля жидкости равная  $(P - \phi)\rho_f$  двигается вместе с долей твердой фазы, равной  $(1 - P)\rho_g$ , и только доля жидкости  $\phi\rho_f$  двигается отдельно. Тогда, уравнения движения для сдвиговой волны могут быть записаны в виде:

$$\mu(t)\nabla^2 \text{rot}\bar{u} = \frac{\partial^2}{\partial t^2} \left[ ((1 - P)\rho_g + (P - \phi)\rho_f) \text{rot}\bar{u} + \phi\rho_f \text{rot}\bar{U} \right], \quad (1)$$

$$\frac{\partial^2}{\partial t^2} \left[ \xi\rho_f \text{rot}\bar{U} - (\xi - 1)\rho_f \text{rot}\bar{u} \right] = \frac{\eta}{\kappa} \phi \frac{\partial}{\partial t} \text{rot}(\bar{u} - \bar{U}). \quad (2)$$

В (1), (2)  $\mu(t)$  – временной оригинал оператора межгранулярного взаимодействия,  $\xi \geq 1$  – извилистость,  $\mathbf{u}$ ,  $\mathbf{U}$  – смещения скелета и флюида. Физический смысл (1) – межгранулярное взаимодействие (или скелет) вызывает ускоренную ротацию твердой и связанной с ней жидкой части и меньшую ротацию несвязанной жидкой фазы. Смысл (2) – разность в ускорениях при ротации несвязанной и связанной с твердой фазой долей флюида равна диссипативной вязкой силе, пропорциональной разности в скоростях ротации между долями флюида. Если ротации несвязной доли флюида нет ( $\text{rot}\bar{U}=0$  в (1)), то диссипация возможна только за счет ротации малой доли флюида, захваченной «извилистостями» твердой фазы. Если извилистости нет ( $\xi=1$ ), то и диссипации нет. Уравнение (2) представляет 2-й закон Ньютона, записанный в виде  $m\mathbf{a} = \mathbf{F}$ , где левая часть ( $m\mathbf{a}$ ) ассоциируется с (фиктивными) инерционными силами взаимодействия связанной и несвязанной жидкой

фаз, а правая – с (реальной) силой вязкого трения. По величине силы вязкого трения можно оценить и интенсивность инерционных сил.

Компактифицируя далее (1), (2), и определяя  $\omega = \text{rot}(\mathbf{u})$ ,  $\theta = \text{rot}(\mathbf{u} - \mathbf{U})$  получаем обычные уравнения движения в виде

$$\mu(t)\nabla^2 \vec{\omega} = \frac{\partial^2}{\partial t^2} (\rho_m \vec{\omega} - \rho_f \vec{\theta}), \quad \frac{\partial^2}{\partial t^2} \left( \rho_f \vec{\omega} - \frac{\xi \rho_f}{\phi} \vec{\theta} \right) = \frac{\eta}{\kappa} \phi \frac{\partial}{\partial t} \vec{\theta}, \quad (3, 4)$$

Подставив  $\omega$  и  $\theta$  в виде гармонических функций, а  $\mu(\omega) = \gamma_s(i\omega)^m$ , вычислив определитель получим дисперсионное уравнение для фазовой скорости поперечной волны  $\tilde{c}_s^2 = \frac{\mu}{\rho_m - \rho_f^2/m(\omega)}$ ,  $m(\omega) = \frac{\xi \rho_f}{\phi} - \frac{i\eta F_b(\omega)}{\kappa \omega}$ . (5, 6)

Это сложное уравнение можно упростить, используя связь  $\phi = s\xi\kappa/a^2$ ,

$$\text{где } s=8. \text{ Тогда получаем } \tilde{c}_s^2 = \frac{\gamma_s(i\omega)^m}{\rho_{seff}}, \text{ где } \rho_{seff} = \rho_m - S \frac{\phi \rho_f}{\xi} F_C(\omega) - (7, 8)$$

сдвиговая эффективная плотность,  $S$  – эвристический коэффициент, характеризующий «интенсивность» инерционного взаимодействия фаз.

Для оценки вклада инерционных сил будем исходить из (2), согласно которому инерционные силы равны вязким. Действие вязких сил обязано дать отклонения частотной зависимости затухания от закона  $\sim \omega^1$ . Перколяционную пористость будем восстанавливать, используя формулу:

$$\phi = s\xi\kappa/\chi a^2, \text{ где } 3 \leq s \leq 12, \chi \geq 1, 1 < \xi < 2.$$

Рассмотрим результаты измерений частотных зависимостей фазовой скорости и затухания для сдвиговой волны, приведенные в [2]. Объект исследования – насыщенный песок с гранулами четырех размеров:  $d = \{0.917, 0.545, 0.324, 0.193\}$  мм. Графики и точки приведены на рис. 1. Остальные входные параметры следующие:  $\rho_g = 2656$  кг/м<sup>3</sup>;  $K_g = 3.6 \cdot 10^{10}$  Па;  $K_f = 2.19 \cdot 10^9$  Па;  $P = \{0.389, 0.383, 0.38, 0.378\}$ ;  $\kappa = \{26.7, 14.6, 6.1, 1.94\} \cdot 10^{-11}$  м<sup>2</sup>;  $\xi = 1.8$ . Следует обратить внимание на незначительные различия в пористостях, и большое – больше чем на порядок различие в проницаемостях.

Сплошная линия на рис.1 – теоретические кривые по формуле (7), пунктирная – результаты инверсии М. Кимуры (BIMGS). Анализируя расположение экспериментальных точек  $\alpha_s(f)$  видно, что они все следуют закону  $\sim f^{-1}$  (нет оснований думать иначе). Учитывая, что проницаемости сред различаются больше чем на порядок, можно сделать вывод, что единственный механизм затухания в данном диапазоне частот – внутреннее трение, вязкого трения нет. Приведение экспериментальных  $\alpha_s(f)$  к виду  $\alpha_s(f) = \alpha_0 \cdot f^{-1}$ , дает  $\alpha_0 = \{13.7 \pm 3.1, 13.7 \pm 2.7, 17.7 \pm 4.5, 20.5 \pm 4.2\}$  дБ/м/кГц. Неожиданно, точки  $c_s(f)$  обнаруживают значительную дисперсию. Потому «неожиданно», что  $c_s(f)$  и  $\alpha_s(f)$  не соответствуют друг другу как действительная и мнимая части комплексной фазовой скорости. Можно предположить, что увеличен-

ная дисперсия  $c_s(f)$  либо артефакт процесса измерений, либо напрямую не связана с внутренним трением.

Вопреки заявлениям [2], результаты инверсии  $\alpha_s(f)$  согласно BIMGS неудовлетворительны, затухание типично вязкого характера. Не многим лучше выглядят и BIMGS кривые  $c_s(f)$ . Нетрудно видеть, что GS+F прямые лучше вписываются в границы доверительного интервала.

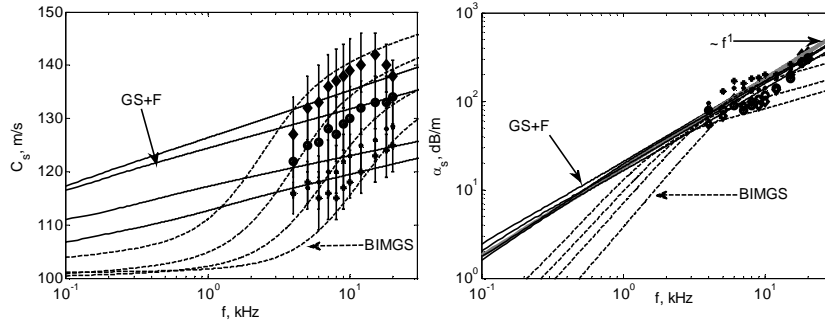


Рис.1. Частотные зависимости фазовой скорости и коэффициента затухания по экспериментам М. Кимуры.

Входные параметры для нашей инверсии:  $a = a_0$ ;  $\{s, \chi\} = \{10, 3.3\}$ ,  $S=1$ . Результаты инверсии согласно (7) дают:  $\phi = 0.147$  – везде;  $\gamma_s = \{1.73, 1.85, 1.84, 1.76\} \cdot 10^7 \text{ Па}$ ;  $m = \{0.05, 0.047, 0.035, 0.04\}$ . Отсутствие систематической связи между диаметром гранул  $d$ , соответственно  $c_s(f)$  и  $\gamma_s$ , то объясняется тем, что для наилучшего «вписывания»  $c_s(f)$  в доверительный интервал при инверсии были выбраны различные спот-частоты (может быть это неверно) – угол наклона  $c_s(f)$  разный. Таким образом, по результатам рассмотренного эксперимента можно сделать единственный вывод – действия вязких сил, равных инерционным не обнаружено.

Для объяснения дисперсии  $c_s(f)$  можно предположить, что при относительном сдвиге гранулы совершают не только поступательное, но и вращательное движение. Инициализация вращательного движения приводит к увеличению вещественной части эффективной плотности и (8) приобретает вид:  $\rho_{\text{eff}} = (1 - P)\rho_g k(f) + P\rho_f - \frac{\phi\rho_f}{\xi} F_C(w)$ ,  $k(f) \geq 1$  – добавка, возникающая вследствие увеличения консервативных затрат энергии на сдвиг.

Проанализируем результаты измерений затухания, выполненные Б. Брунсоном, приведенные в [3]. Объект исследования – стеклянные шарики в воде. Общие входные параметры следующие:  $d = 0.385 \text{ мм}$ ;  $\rho_g = 2500 \text{ кг/м}^3$ ;  $K_g = 7 \cdot 10^{10} \text{ Па}$ ;  $K_f = 2.23 \cdot 10^9 \text{ Па}$ ;  $P = 0.355$ ;  $\kappa = 11.43 \cdot 10^{-11} \text{ м}^2$ ;  $\xi = 1.65$ . Расчетное значение  $a_0 = 6.52 \cdot 10^{-5} \text{ м}$ . Графики коэффициента затухания  $\alpha_s$  показаны на рис. 2.

В границах доверительного интервала все экспериментальные точки соответствуют линии  $\sim f^{-1}$  с минимальной *угадываемой* тенденцией откло-

нения вниз. Инверсия выявила существование двух наборов параметров, при двух значениях  $a$ , назовем их "стандартный 1" и "наилучший 2". В случае

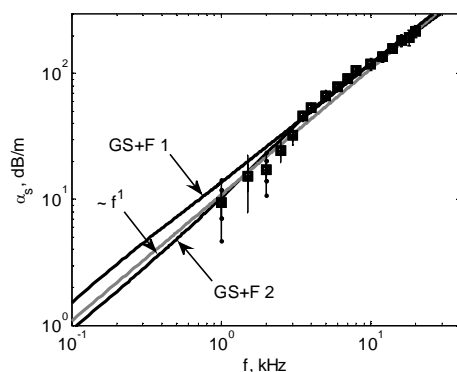


Рис.2. Частотная зависимость затухания. Данные Б. Брунсона

"стандартного" набора использовалось  $a = a_0$ ,  $s\xi \approx 16$  с вариацией  $\chi$ . Соответствие оказывается тем лучше, чем ближе  $\alpha(f)$  к GS прямой сверху, что возможно при уменьшении перколяционной пористости – т.е. возрастании  $\chi$ . Отсюда можно сделать вывод, что при  $a=a_0$  в рамках GS+F теории имеется систематическое отклонение дисперсионных кривых от экспериментального тренда вверх. Наилучшее

совпадение будет при сочетании параметров  $s$ ,  $\chi$ ,  $S=1$ , приводящем к уменьшению перколяционной пористости (здесь  $\phi = 0.13$ ), т.е. отсутствию инерционного взаимодействия.

В случае "наилучшего" набора предварительно подбиралось  $a(=0.21a_0=1.37 \cdot 10^{-5} \text{ м})$ , затем  $\chi$ . Чтобы ограничить рост  $\phi$  (здесь  $\phi=0.302$ ) при уменьшении  $a$  приходится положить  $\chi=33.3$ . Однако, если взять  $S=0.1$ , то отношение  $S/\chi = 1/33.3 = 0.1/33.3$  оказывается одинаковым – т.е. оба набора параметров, "стандартный" и "наилучший" дают низкое значение произведения  $S \cdot \phi$ . Кривая  $\alpha(f)$  проходит снизу GS прямой и хорошо следует за экспериментальной частотной зависимостью затухания. Понимая под  $S$  «коэффициент инерционного взаимодействия», в этом случае он не превышает 0.1.

## ЛИТЕРАТУРА

1. Stoll R.D. Sediment Acoustics. New York: Springer, 1989.
2. Kimura M. Grain-size dependence of shear wave speed dispersion and attenuation in granular marine sediments // J. Acoust. Soc. Am. 2014. V. 136. N.1. P. EL53 – EL59.
3. Buckingham M.J. Analysis of shear-wave attenuation in unconsolidated sands and glass beads // J. Acoust. Soc. Am. 2014. V. 136. № 5. P. 2478 – 2488.

УДК 534.231

**В.А. Лисиутин, О.Р. Ластовенко, А.А. Ярошенко**

**РЕОЛОГИЧЕСКИЕ МОДЕЛИ МЕЖГРАНУЛЯРНОГО КОНТАКТА В НЕКОНСОЛИДИРОВАННЫХ МОРСКИХ ОСАДКАХ**

Севастопольский государственный университет  
ул. Университетская 33, г. Севастополь, Россия, 299053,  
e-mail: vlisiutin@mail.ru

*В настоящее время в акустике морских осадков конкурируют две теории – расширенная Н. Чотирасом и М. Кимурой теория Био-Столла и VGS теория М. Букингема. Теория Био-Столла основана на упругой модели межгранулярного контакта. VGS теория предполагает нелинейную модель контакта. В докладе рассматривается альтернативная использованной в GS теории модель контакта (обобщенная модель Кельвина-Фойгта), основанная на математическом аппарате дробных производных. Предлагается улучшенная модель (обобщенная модель Зенера), где влияние вязкого флюида, заполняющего поры учитывается в рамках концепции частотно зависимой объемной упругости среды.*

Построение адекватной реологической модели межгранулярного контакта зерен в флюидонасыщенных неконсолидированных морских осадках является важной проблемой акустики морских осадков.

Известные модели можно подразделить на две категории: линейные, основанные на законе Гука и микронелинейные, основанные на феноменологическом соотношении между напряжением и деформацией. Ниже будет рассматриваться контакт только двух зерен, поскольку среда в целом составлена зернами разнообразных размеров, что в конечном итоге приводит к значительному усложнению модели всей среды, требующему каскадного последовательно-параллельного соединения элементарных контактов.

Наиболее разработанной **линейной** является модель теории BIMGS [1]. Особенностью этой модели является то, что модуль упругости скелета принимается возрастающим с увеличением частоты за счет реакции флюида, заключенного в щели между гранулами. Эта модель дает хорошее соответствие с измерениями дисперсии скорости, но плохое с измерениями затухания, показывая на высоких частотах  $\sim \omega^{1/2}$ .

**Микронелинейная** модель контакта положена в основу GS теории межгранулярного трения [2], центральная идея которой – деформационное упрочнение гранул и не экспоненциальный процесс релаксации механиче-

ского напряжения. Модель межгранулярного контакта без учета вязкости воды – последовательно соединенные пружина с модулем упругости  $E_0$  и

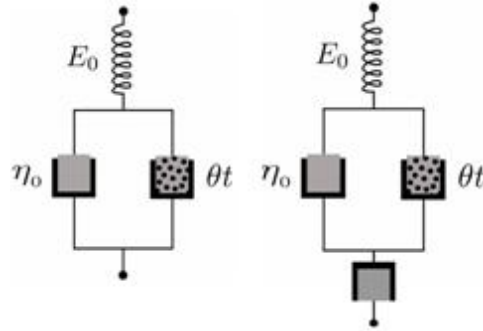


Рис.1. Реологические модели контакта GSiVGS теорий

демпфер (элемент Максвелла), сопротивление которого возрастает в процессе деформации по закону  $\eta_d = \eta_{d0} + \theta t$ , где  $\eta_{d0}$  – начальная вязкость демпфера,  $\theta$  – быстрота возрастания сопротивления с течением времени – рис.1. Уравнение состояния пружины:  $\sigma = E_0 \varepsilon_s$ , демпфера:  $\sigma(t) = (\eta_{d0} + \theta t) d\varepsilon_d/dt$ , что приводит к уравнению состояния элемента:

$$\frac{d\varepsilon}{dt} = \frac{d}{dt}(\varepsilon_s + \varepsilon_d) = \frac{1}{E} \frac{d\sigma}{dt} + \frac{\sigma}{\eta_{d0} + \theta t}, \text{ решением которого является}$$

$$\sigma = \sigma_0 \left(1 + \frac{\theta t}{\eta_{d0}}\right)^{-E/\theta}, \text{ где } \sigma_0 = \varepsilon_0 E \text{ – начальное напряжение.} \quad (1)$$

Процесс релаксации напряжения соответствует зависящей от времени части (1) и дает импульсную характеристику среды (MIRF):

$$h_p(t) = t_p^{-1} \left(1 + \frac{t}{t_p}\right)^{-n}, \text{ где } n = E/\theta, 0 < n < 1 \text{ – показатель стресс-релаксации.} \quad (2)$$

В 3-D случае уравнение состояния среды (без учета сдвига) имеет вид:  $-\sigma = p - \left(\lambda_p + \frac{4}{3}\eta_g\right) \left(\nabla, [h_p \otimes \vec{v}_x]\right)$ ,  $\lambda, \eta$  – объемная и сдвиговая «вязкости» («вязкостью» будем называть диссипативные силы внутреннего трения, возникающие в процессе упрочнения демпфера). Используя уравнения движения и состояния в виде  $\rho_m \frac{\partial^2 \vec{u}}{\partial t^2} = \nabla \sigma$ ,  $p = -K_m(\nabla, \vec{u})$ , получаем (3,4)

волновое уравнение относительно продольного смещения  $u$  частиц среды:

$$\frac{\partial^2}{\partial x^2} u_x - \frac{\rho_m}{K_m} \frac{\partial^2 u_x}{\partial t^2} + \frac{\lambda_p + 4/3\eta_g}{K_m} \frac{\partial^2}{\partial x^2} \left[ h_p \otimes \frac{\partial u_x}{\partial t} \right] = 0. \quad (5)$$

Переход в частотную область, считая  $u = U_{0x} \exp(i\omega t - ikx)$  дает

$$\frac{\omega^2}{k_p^2} = \tilde{c}_p^2 = \frac{K_m + (\lambda_p + 4/3\eta_g) i\omega H(i\omega)}{\rho_m}, \quad H(i\omega) \approx \Gamma(1-n)/(i\omega)^{1-n} \quad (6, 7)$$



фурье-образ MIRF. Подставляя (7) в (6), получаем  $\tilde{c}_p = \sqrt{\frac{K_m + \gamma(i\omega)^n}{\rho_m}}$ , (8)

$\gamma = \gamma_p + 4/3\eta_s = \Gamma(1-n)(\lambda_p + 4/3\eta_g)$  – объединенный модуль межгранулярной жесткости.

Позднее GS модель была усовершенствована [3]. Для имитации вязких диссипативных свойств жидкости добавлен второй, обычный демпфер, так что  $\eta_e = (1/\eta_w + 1/\theta t)^{-1}$ . Согласно М. Букингему, процесс компрессии контакта происходит так: сначала сжимается более слабый нелинейный демпфер, затем он «зависает», и работает только линейный демпфер.

Аппарат **дробных производных** дает возможность построения модели межгранулярного контакта, представляющей нелинейный элемент, сочетающий консервативные свойства пружины и диссипативные демпфера – «прумпфер» [4]. Уравнение состояния прумпфера:  $\sigma(t) = E_0\tau^n d^n \varepsilon_d / dt^n$ , где  $\tau$  - константа, отражающая баланс между накоплением и диссипацией энергии.

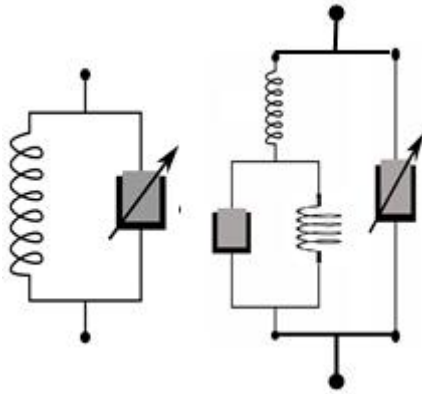


Рис.2 Реологические дробные модели простого нелинейного контакта и контакта, заполненного флюидом

Составим элемент Кельвина-Фойгта из упругости среды  $E_0 = K_m$  и прумпфера – рис. 2.

Тогда уравнение состояния контакта (или в 3D элементарного объема) имеет вид

$$\sigma(t) = E_0\varepsilon(t) + E_0\tau^n \frac{d^n \varepsilon(t)}{dt^n}. \quad (9)$$

Для 3D случая заменим одномерное уравнение состояния пружины  $\sigma = E_0\varepsilon$  на трехмерное (4), где  $\varepsilon = \Delta V / V$  – относительная объемная деформация,

$$\text{учтем что } \varepsilon = \frac{\Delta V}{V} = \nabla \vec{u} \quad (10)$$

и применим уравнение движения в виде (3). Тогда, заменив в (9)  $\varepsilon$  на  $\nabla \vec{u}$ , взяв  $div$  от получившегося выражения и подставив в него (3), возвращаясь к плоской волне, имеем дробное волновое уравнение для вектора смещения:

$$\frac{\partial^2}{\partial x^2} u_x - \frac{\rho_m}{K_m} \frac{\partial^2 u_x}{\partial t^2} + \tau^n \frac{\partial^n}{\partial t^n} \frac{\partial^2}{\partial x^2} u_x = 0. \quad (11)$$

Подставляя  $u = U_{0x} \exp(i\omega t - ikx)$ , получаем дисперсионное уравнение для комплексной фазовой скорости  $\tilde{c}_p = \sqrt{(K_m + \gamma(i\omega)^n) / \rho_m}$ , (12)

где  $\gamma = \tau^n K_m$ . Уравнение (12) совпадает с (8) GS теории.

Выше предполагалось, что упругость среды  $K_m$  от частоты не зависит, т.е. движения флюида в среде нет. Заменяем чистую упругость  $K_m$  на элемент Зенера – рис. 2, в котором «мягкая» пружина с демпфером отражают часть жидкости ( $=\Delta V_f$ ) выжимаемую из выделенного объема ( $=V_u$ ) среды по действием акустического давления. Тогда, связывая новым уравнением состояния давление и сжимаемость среды получаем обратный объемный модуль упругости среды в виде:  $K_u^{-1} = \frac{1}{p} \frac{\Delta V_u}{V_u} = \left( \frac{P}{K_f} + \frac{1-P}{K_g} \right) + \frac{1}{p} \frac{\Delta V_f}{V_u}$ . Вычисляя далее объем выжатой жидкости и подставляя в (9) получаем дисперсионное уравнение GS+F теории.

Для случая сдвиговой волны, т.к. скелета нет, чисто консервативную часть контакта следует удалить, оставив только консервативно-

диссипативный прумпфер. Тогда 
$$\sigma(t) = E_0 \tau^n \frac{d^n \varepsilon(t)}{dt^n}. \quad (13)$$

Подставляя (10), взяв соответствующую компоненту *div*, подставляя (3), имеем «диффузионное» уравнение для сдвиговой волны

$$\rho_m \frac{\partial^2 u_z}{\partial t^2} = E_0 \tau^n \frac{d^n}{dt^n} \frac{\partial^2}{\partial z^2} u_z. \quad (14)$$

Подставив в (14) гармоническую сдвиговую компоненту **u**, получаем дис-

персионное уравнение  $\tilde{c}_s = \sqrt{\gamma_s (i\omega)^n / \rho_m}$ , где  $\gamma_s = E_0 \tau^n$ . (15)

Уравнение (15) совпадает с соответствующим уравнением GS теории.

## ЛИТЕРАТУРА

1. Kimura M. Frame bulk modulus of porous granular marine sediments // J. Acoust. Soc. Am. 2006. Vol. 120. No. 2. P. 699–710.
2. Buckingham M.J. Wave propagation, stress relaxation, and grain-to-grain shearing in saturated, unconsolidated marine sediments // J. Acoust. Soc. Am. 2000. V. 108. № 6. P. 2796 – 2815.
3. Buckingham M.J. On pore-fluid viscosity and the wave properties of saturated granular materials including marine sediments // J. Acoust. Soc. Am. 2007. V. 122, N 3. P. 1486 – 1501.
4. Holm S., Näsholm S.P. A causal and fractional all-frequency wave equation for lossy media // J. Acoust. Soc. Am. 2011. Vol. 130. No. 4. P. 2195–2202.

УДК 534.231

**В.А. Лисиутин, О.Р. Ластовенко, А.А. Ярошенко**

**СОПОСТАВЛЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ СОВРЕМЕННЫХ ТЕОРИЙ  
РАСПРОСТРАНЕНИЯ УПРУГИХ ВОЛН В МОРСКИХ ОСАДКАХ С  
ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫМИ ДАННЫМИ**

Севастопольский государственный университет  
ул. Университетская 33, г. Севастополь, Россия, 299053,  
e-mail: vlisiutin@mail.ru

*Рассматриваются результаты сопоставления GS, VGS, GS+F и Biot+GS теорий с данными измерений, взятыми из открытой печати.*

Входными параметрами VGS теории для продольной волны являются:  $\gamma, n, \tau_p$ ; для GS+F теории:  $\gamma, n, \phi(\kappa, a, \xi)$ . Общие параметры:  $P$  – статическая пористость, измеряется в лаборатории или на месте;  $\rho_g, \rho_f$  – измеряются. Остальные величины:  $K_g, K_f, \eta$  – извлекаются из справочников.

Важнейшим входным параметром GS+F и Biot+GS теории является перколяционная пористость, зависящая от проницаемости  $\kappa$  и размера пор  $a$ . Будем считать, что  $a_0$  – это радиус трубчатых пор, соответствующий измеренным пористости  $P$  и проницаемости  $\kappa$ . Тогда  $a_0 = \sqrt{8\xi\kappa/P}$ . (1)

Это значение будет служить начальным приближением. Наилучшая величина  $a$  может быть определена по частоте перегиба дисперсионных кривых.

А. Тургут и Т. Ямамото [1] для случая непересекающихся пор с различными размерами дают обобщенную форму соотношения (1):

$$s\xi\kappa/(\phi a^2) = \chi = \exp(\sigma^2), \text{ где } \sigma - \text{среднеквадратичное} \quad (2)$$

отклонение размера пор. Тогда, зная  $a$ , инвертируя (2), можно восстановить перколяционную пористость:  $\phi = s\xi\kappa/(\chi a^2)$ , где  $3 \leq s \leq 12, \chi \geq 1, 1 < \xi < 2$ .

Проанализируем результаты эксперимента 1 “**стеклянные шарики в силиконовом масле**”. Данные из [2]. Этот эксперимент был задуман для проверки и сопоставления GS и Био-Столла теорий. Поскольку вязкость силиконового масла в 100 раз больше чем воды, ожидалось, что переходная область, где зависимость затухания меняется с  $\sim f^2$  на  $\sim f^{1/2}$  сдвинется в сторону более высоких частот и окажется внутри диапазона измерений. Общие входные параметры:  $d = 0.4$  мм;  $\rho_g = 2500$  кг/м<sup>3</sup>;  $K_g = 7 \cdot 10^{10}$  Па;  $\rho_f = 968$  кг/м<sup>3</sup>;  $K_f = 9.68 \cdot 10^8$  Па;  $\eta = 98 \cdot 10^{-3}$  Па·с;  $P = 0.36$ ;  $\kappa = 8.3 \cdot 10^{-11}$  м<sup>2</sup>;  $\xi = 1.47$ ;  $a_0 = 5.25 \cdot 10^{-5}$  м.

Графики приведены на рис. 1. Здесь же показаны и дисперсионные кривые теории Био-Столла (штрих-пунктир, B-S). Результаты инверсии следующие. GS параметры:  $\gamma = 1.83 \cdot 10^6$  Па,  $n = 0.376$ . GS+F параметры:  $\gamma = 9030$  Па,  $n = 0.68$ ,  $\tau = 27$  мкс,  $s = 14$ ,  $\chi = 2.3$ ,  $\phi = 0.27$ .

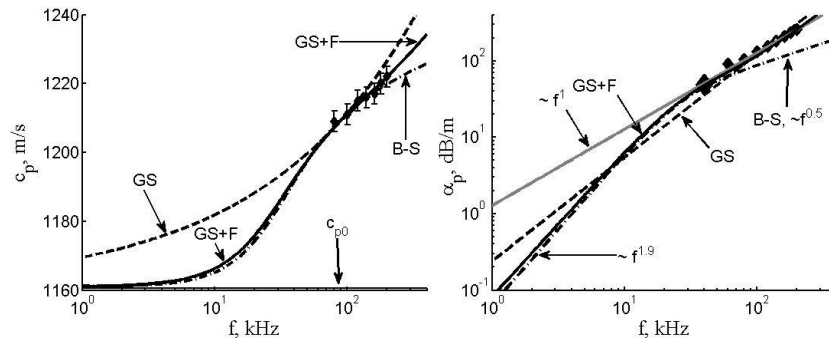


Рис. 1. Дисперсионные кривые эксперимента “стеклянные шарики в масле”

Если справедлива теория Био-Столла, ниже релаксационной частоты (36.7 кГц) затухание должно быть  $\sim f^2$ , выше  $\sim f^{1/2}$ . Изменения частотной зависимости затухания обнаружено не было, из чего был сделан вывод, что теория Био-Столла не подтверждается, и внутреннее трение в данном случае вносит определяющий вклад. С другой стороны, не подтверждается и GS теория (пунктирная линия пересекает экспериментальные тренды  $c_p(f)$  и  $\alpha_p(f)$ ), т.е. только внутренним трением объяснить экспериментальные дисперсионные кривые невозможно. Графики GS+F теории показывают очень хорошее соответствие, плавно следуя за экспериментальными точками.

Инверсия возвращает низкое значение межгранулярной жесткости и высокое значение показателя стресс-релаксации. Физически это можно объяснить смазкой поверхности гранул вязким маслом, которое хотя способствует относительному скольжению на низких частотах, но препятствует вытеснению этого флюида из межгранулярной щели на высоких частотах.

Проанализируем результаты измерений, полученных в ходе эксперимента SAX-99. Входные параметры следующие [3]:  $d = 0.379$  мм;  $\rho_g = 2690$  кг/м<sup>3</sup>;  $K_g = 3.2 \cdot 10^{10}$  Па;  $\rho_f = 1023$  кг/м<sup>3</sup>;  $K_f = 2.395 \cdot 10^9$  Па;  $\eta = 1 \cdot 10^{-3}$  Па·с;  $P = 0.385$ ;  $\kappa = 2.5 \cdot 10^{-11}$  м<sup>2</sup>;  $\xi = 1.35$ ;  $a_0 = 2.65 \cdot 10^{-5}$  м.

Алгоритм инверсии был несколько изменен. Теперь цель инверсии – не наилучшее соответствие графиков  $c_p(f)$  и  $\alpha_p(f)$  с экспериментальными точками, а наилучшее соответствие между точками и графиком тангенса потерь  $\beta_p = \alpha_p c_p / \omega$ . Графики приведены на рис. 2. Результаты инверсии следующие. VGS параметры:  $\gamma = 3.08 \cdot 10^8$  Па,  $n = 0.084$ ,  $\tau_p = 0.12$  мс. GS+F параметры:  $a = 0.95 a_0$ ,  $\gamma = 1.05 \cdot 10^8$  Па,  $n = 0.114$ ,  $\tau = 0.65$  мс,  $s = 15$ ,  $\chi = 3.3$ ,  $\phi = 0.24$ . Инвертированные параметры согласно Вiot+GS теории практически такие же, дисперсионные кривые почти сливаются.

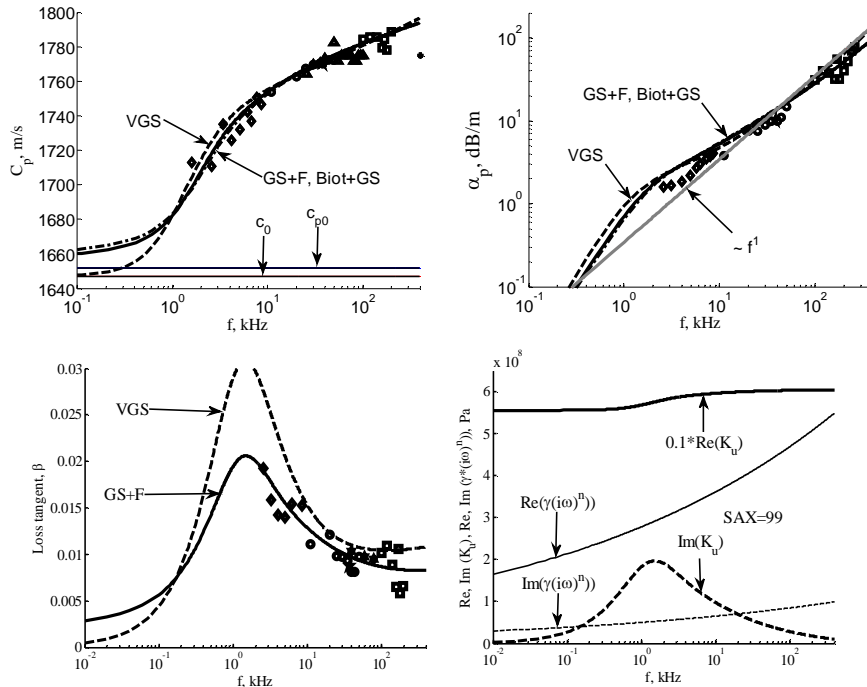


Рис.2. Дисперсионные кривые по данным эксперимента SAX-99 (верхняя панель и нижняя панель, слева). Консервативная и диссипативная части модуля упругости среды и модуля межгранулярного взаимодействия (нижняя панель, справа).

На нижней панели рис. 2, справа, показаны частотные зависимости консервативной и диссипативной частей модуля упругости среды  $\text{Re}(K_u)$ ,  $\text{Im}(K_u)$  и модуля межгранулярного взаимодействия  $\text{Re}(\gamma D)$ ,  $\text{Im}(\gamma D)$ . Консервативная часть управляет дисперсией скорости, диссипативная – затуханием. Можно по соотношению между силами внутреннего и вязкого трения выделить пять диапазонов частот.

1) Очень низкие частоты.  $\text{Re}(K_u) \approx \text{const}$ ,  $\text{Re}(K_u) \gg \text{Re}(\gamma D)$ ,  $\text{Im}(K_u) < \text{Im}(\gamma D)$ . Слабая дисперсия за счет роста  $\text{Re}(\gamma D)$ , затухание  $\alpha_p \sim f^1$ , определяется  $\text{Im}(\gamma D)$ . Мягкая среда вследствие легкого вытеснения флюида, действуют силы внутреннего трения.

2) Частоты ниже релаксационной. Этот участок – в окрестности первой точки пересечения графиков  $\text{Im}(K_u)$  и  $\text{Im}(\gamma D)$  – рис. 2. Здесь  $\text{Re}(K_u)$  возрастает,  $\text{Re}(K_u) \gg \text{Re}(\gamma D)$ ,  $\text{Im}(K_u) \approx \text{Im}(\gamma D)$ . Фазовая скорость начинает возрастать, характер затухания меняет зависимость от  $\alpha_p \sim f^1$  к  $\alpha_p \sim f^2$ . Отметим, что  $\text{Im}(K_u)$  начинает возрастать раньше, чем  $\text{Re}(K_u)$  – рис. 2, поэтому характер затухания меняется раньше, чем начинает увеличиваться фазовая скорость. Силы вязкого и внутреннего трения примерно равны.

3) Частота в окрестности релаксационной (максимум  $\text{Im}(K_u)$ ). Здесь величина дисперсии  $\partial c_p / \partial f$  максимальна,  $\text{Im}(K_u) > \text{Im}(\gamma D)$ ,  $\alpha_p \sim f^2$ , вязкие силы превышают внутреннее трение.

4) Частота выше релаксационной. Этот участок – в окрестности второй точки пересечения графиков  $\text{Im}(K_u)$  и  $\text{Im}(\gamma D)$  – рис. 2. Здесь  $\text{Re}(K_u)$  уже почти постоянно,  $\text{Re}(K_u) \gg \text{Re}(\gamma D)$ ,  $\text{Im}(K_u) \approx \text{Im}(\gamma D)$ . Величина дисперсии фазовой скорости  $\partial c_p / \partial f$  резко уменьшается, характер затухания меняет зависимость от  $\alpha_p \sim f^2$  к  $\alpha_p \sim f^{0.5}$  и затем к  $\alpha_p \sim f^1$ . Этот самый интересный участок GS+F теории. Вязкие силы быстро уменьшаются и становятся меньше сил внутреннего трения.

5) Высокие частоты, верхняя граница области интересов акустики даже “очень мелкого” моря. Здесь  $\text{Re}(K_u) \approx \text{const}$ ,  $\text{Re}(K_u) > \text{Re}(\gamma D)$ ,  $\text{Im}(K_u) \ll \text{Im}(\gamma D)$ . Слабая дисперсия, затухание  $\alpha_p \sim f^1$ . В этой области обе фазы среды, твердая и жидкая колеблются вместе. В этом смысле, представление о “медленной волне” с точки зрения теории Био и GS+F принципиально различно. Медленная волна в неконсолидированной среде на высоких частотах не станет распространяющейся, а наоборот, исчезнет.

Представленные в настоящем сборнике GS+F и Biot+GS теории показывают одинаковый вычислительный результат.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Yamamoto T., Turgut A. Acoustic wave propagation through media with arbitrary pore size distributions // J. Acoust. Soc. Am. 1988. V. 83. № 5. P. 1744 – 1750.
2. Hefner B.T., Williams K.L. Sound speed and attenuation measurements in unconsolidated glass-bead sediments saturated with viscous pore fluids // J. Acoust. Soc. Am. 2006. V. 120. № 5. P. 2538 – 2548.
3. Buckingham M.J. On pore-fluid viscosity and the wave properties of saturated granular materials including marine sediments // J. Acoust. Soc. Am. 2007. V. 122. №. 3. P. 1486 – 1501.

УДК 534.231

**В.А. Лисютин, Д.Б. Татарков**

**ПИОНЕР-М – МАЛОТОННАЖНОЕ СУДНО ДЛЯ ИССЛЕДОВАНИЯ  
РЕСУРСОВ МЕЛКОГО МОРЯ**

Севастопольский государственный университет  
ул. Университетская 33, г. Севастополь, Россия, 299053,  
e-mail: vlisiutin@mail.ru

*Доклад посвящен презентации проекта малотоннажного судна для исследования ресурсов мелкого моря.*

Одним из векторов развития Севастопольского государственного университета выбрано морское направление. Это неудивительно. Севастополь, Крым, теплое мелкое море, уникальные природные ресурсы, корпуса университета, база отдыха, гостиница, расположенные на берегу моря, создают комфортные условия для работы в области акустических методов исследования ресурсов мелкого моря – рис 1.



Рис. 1. Морской центр СевГУ и учебный корпус «Голландия»

Ресурсы мелкого моря можно подразделить на природные, экологические, культурные, рекреационные и информационные.

Природные ресурсы мелкого моря – это прежде всего песок, строительный материал, хищническая добыча которого наносит непоправимый вред пляжам Крыма и вызывает эрозию береговой линии. Быстрая оценка запасов песка, выявление динамики ее изменения возможна только акустическими методами.

Экологические ресурсы. Переходный слой осадков является аккумулятором загрязнений. Выявление газонасыщенности слоя, признаков загряз-

нения продуктами распада углеводородов, поиск похороненных объектов, утечек систем глубоководного выпуска сточных вод, уровня подводных антропогенных шумов – все это возможно акустическими методами. Культурный ресурс - поиск объектов подводной археологии. Рекреационные ресурсы – обследование дна с целью обнаружения представляющих отсроченную опасность объектов.

В Севастопольском госуниверситете, в рамках развития центра по исследованию и эксплуатации ресурсов мелкого моря реализуется проект строительства специализированного НИС «Пионер-М» - малотоннажного судна катамаранного типа, предназначенного для изучения шельфа южных морей. Концепция проекта одобрена на самом высоком уровне, проект судна разрабатывается в кооперации с рядом ведущих университетов России.

Для исследования этих ресурсов необходимо небольшое, устойчивое, быстроходное судно с ограниченным экипажем и сменным оборудованием – рис.2.

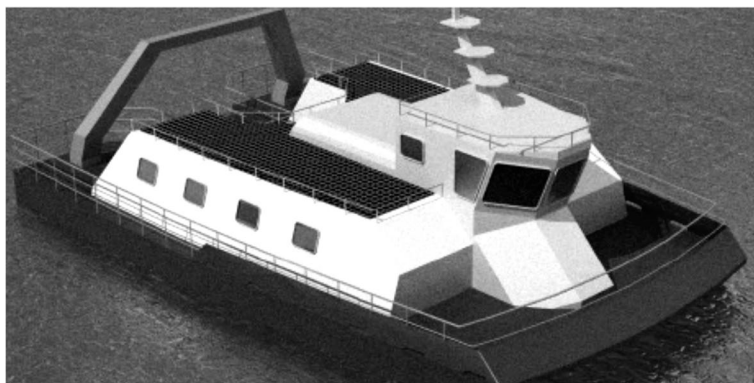


Рис.2. НИС «Пионер – М»

Технические характеристики судна: экипаж, включая научную команду – 10 чел.; автономность – 10 сут; грузоподъемность – 35 тонн; максимальная дальность 1500 миль; скорость – 10 узлов; мореходность – до 4 баллов; грузоподъемное оборудование – до 2.5 тонн.

#### **Заключение**

Севастопольский госуниверситет ([www.sevsu.ru](http://www.sevsu.ru)) заинтересован в создании кооперации организаций, заинтересованных в результатах научной эксплуатации НИС «Пионер-М», и располагающих необходимыми для этого компетенциями и научным оборудованием.



УДК 551.463.21: 534

**П.Ю. Муханов<sup>1</sup>, И.Р. Сабиров<sup>1</sup>, С.Н. Сергеев<sup>1,2</sup>, А.С. Шуруп<sup>1,2</sup>**

**МОДЕЛИРОВАНИЕ ТОМОГРАФИЧЕСКОЙ ИНВЕРСИИ ФУНКЦИЙ  
ВЗАИМНОЙ КОРРЕЛЯЦИИ ШУМОВ МЕЛКОГО МОРЯ**

<sup>1</sup> МГУ имени М.В. Ломоносова, физический факультет, кафедра акустики. Россия, 119992 ГСП-2 Москва, Ленинские горы, д.1, стр.2

Тел. (495) 939-3081, e-mail: shurup@physics.msu.ru

<sup>2</sup> Институт океанологии им. П.П. Ширшова РАН.

Россия, 117218, Москва, Нахимовский пр. 36

Тел. (495) 380-4150, e-mail: sergeev@aesc.msu.ru

*В работе представлены результаты численного моделирования решения томографической задачи по данным корреляции шумовых сигналов, принятых одиночными гидрофонами, расположенными на небольшом (порядка 1 км) расстоянии друг от друга. Используется модель волновода Пекериса для моделирования процесса распространения звука. Полученные результаты сопоставляются с экспериментальными данными.*

Шумовая томография океана представляет собой перспективный метод мониторинга морских акваторий. Её основной принцип – накопление с течением времени сигнала, в роли которого выступают естественные шумы моря, позволяет перейти к полностью пассивной схеме и отказаться от использования низкочастотных излучателей, установленных по периметру акватории, то есть от одного из факторов, сдерживающих развитие классической [1] схемы. Ещё одной причиной возрождения интереса к использованию томографических схем является перспективная возможность использования в качестве элементов приёмной системы одиночных гидрофонов, а не систем вертикальных антенн. Эти два аспекта комбинированной пассивной томографической схемы, которые, на первый взгляд, решают совершенно разные проблемы единой задачи разработки системы с минимальными требованиями на условия развёртывания и обслуживания аппаратуры, как показано в работе [2], оказались завязанными через важнейшую проблему рассматриваемой схемы, известной также под названием «шумовой интерферометрии», а именно: время накопления шумового сигнала. Оценки разных авторов дают величины приемлемого времени накопления порядка суток, что превышает время динамических изменений океана, могущих представлять интерес. Однако при использовании модового подхода время накопления может уменьшиться до порядка часа [2]. По этой причине для

использования шумовой томографической схемы нужно решить задачу выделения отдельных мод, что в случае использования одиночных гидрофонов затруднительно.

Представляется целесообразным при использовании одиночных гидрофонов осуществить выделение отдельных мод, используя дисперсию волновода, особенно в мелком море, где её влияние на низких частотах может быть заметным. Поскольку для всех распространяющихся мод расстояние между двумя гидрофонами в данный момент фиксировано (заметим, что точное положение каждого гидрофона при этом может быть неизвестно), то моды разных номеров в каждой узкой частотной полосе приёма распространяются с разными скоростями, что приводит к уширению и, в лучшем для анализа случае, к расщеплению пиков взаимной корреляционной функции сигналов, накапливаемых данной парой гидрофонов.

На малых же расстояниях между парой гидрофонов дисперсия заведомо не может привести к измеряемым расщеплениям пиков взаимной корреляционной функции и, для использования модового описания в томографической задаче, в данном случае необходимо использовать другой подход.

В настоящее время можно считать доказанной принципиальную возможность шумовой томографии, более того, удалось сделать несколько удачных восстановлений параметров водной среды по экспериментальным данным [3,4]. Однако для оценки возможностей применения метода в различных условиях имеющихся экспериментальных данных недостаточно (собственно, специально экспериментов по шумовой интерферометрии, насколько известно авторам, не проводилось, и обрабатывать приходится данные экспериментов, ставившихся под совершенно иные задачи). По этой причине авторы провели численное моделирование, сопоставив его результаты с имеющимися в их распоряжении экспериментальными данными.

При численном моделировании рассматривалась модель волновода Пекериса для акватории со следующими априорными параметрами, соответствующими данным натурального эксперимента, проведенного в Баренцевом море: скорость звука 1450 м/с и глубина водного слоя 209 м, а также скорость звука в дне 2770 м/с и отношение плотностей водного слоя и дна 2.8. Как известно [2], пассивная акустическая томография устанавливает связь функции Грина двух разнесенных в пространстве точек с функцией взаимной корреляции шумовых сигналов, зарегистрированных в этих точках. Поэтому при моделировании производился расчет спектра акустического поля, порожденного дельтаобразным импульсом точечного источника, с использованием модели волновода Пекериса. Далее вычислялась спектрограмма оцененной таким образом корреляционной функции, а полученные результаты сравнивались с аналогичными результатами, полученные при корреляционной обработке экспериментально измеренных шумов.

Сопоставление экспериментальных данных с результатами численного моделирования показало, что локализованные максимумы, наблюдаемые в спектрограмме взаимной функции корреляции шумов, обусловлены не

только наличием точки стационарной фазы вблизи минимума групповых скоростей, но и влиянием интерференции мод, что в большей мере проявляется при небольших расстояниях между гидрофонами, на которых влияние дисперсии несущественно. В то же время анализ экспериментальных данных показал, что работа с сигналом в полосе частот, где заведомо возбуждена только низшая гидроакустическая мода, дает существенное преимущество в необходимой длительности накопления сигнала, что также может быть объяснено отсутствием межмодового взаимодействия.

Необходимо также отметить, что одним из результатов моделирования является идентификация выраженных скачков фазы построенного акустического поля на критических частотах первой и второй гидроакустических мод, что в полной мере соответствует экспериментальным данным, представленным на рис.1, и является как аргументом в пользу предположения об определяющем вкладе межмодовой интерференции при формировании акустического поля, так и дополнительным источником информации.

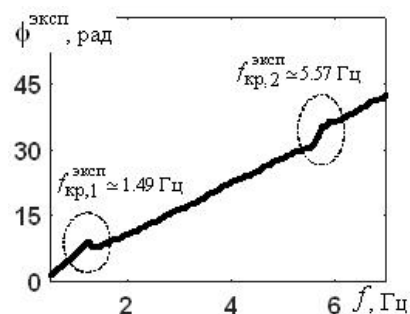


Рис.1. Скачки фазы (выделены штрихпунктирными линиями) экспериментальной функции взаимной корреляции шумов моря дают оценки критических частот низших гидроакустических мод.

При моделировании решения задачи шумовой томографии, использовался алгоритм, в основе которого лежал процесс минимизации функционала невязки  $\eta(c, c_1, \rho / \rho_1, H) = \|\phi^{\text{эксп}} - \phi^{\text{теор}}(c, c_1, \rho / \rho_1, H)\|$ , определяющего близость фазы  $\phi^{\text{эксп}}$  акустического поля, оцененной из эксперимента, и фазы  $\phi^{\text{теор}}$  поля, рассчитанного для волновода с варьируемыми параметрами задачи:  $c, c_1$  – скорость звука в водном слое и в дне, соответственно;  $\rho / \rho_1$  – отношение плотностей водного слоя и дна;  $H$  – толщина водного слоя. В ходе исследования было обнаружено, что невязка, определяемая разностью упомянутых выше функций, может обладать большим числом локальных минимумов (рис.2), что ограничивает возможности рассматриваемого подхода. В итоге, по данным проведенного численного моделирования удалось показать, что на малых расстояниях в схеме пассивной томографии наиболее эффективна работа в частотном диапазоне, где определены лишь несколько гидроакустических мод низших номеров. Также было подтверждено наличие скачков фазы акустического поля, что может быть использовано в качестве дополнительного источника информации при решении томографической задачи, когда уже в случае простейшей модели волновода Пекариса при варьировании более одного параметра наблюдается множество локальных минимумов функционала невязки.

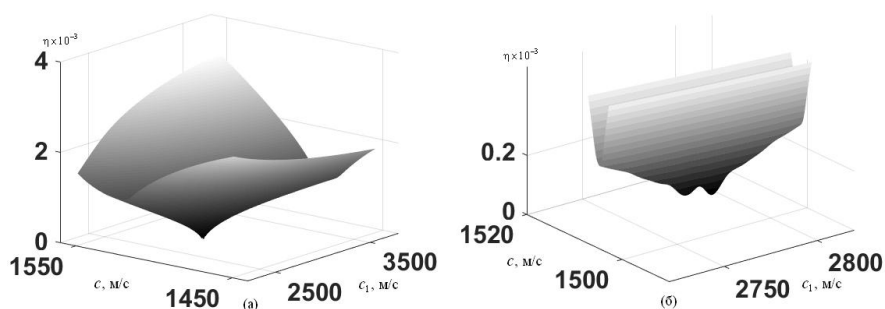


Рис. 2. Пример поведения рассматриваемого функционала невязки  $\eta(c, c_1, \rho / \rho_1, H)$  при варьировании значений скорости звука  $c$  в водном слое и  $c_1$  в дне в диапазоне ожидаемых значений этих параметров (а) и увеличенная вблизи минимума версия этой зависимости (б).

Авторы благодарят НИИ «Атолл» и лично В.Н. Кравченко за предоставленные экспериментальные данные.

Работа выполнена при финансовой поддержке грантов РФФИ №16-29-02097 офи\_м, № 18-05-00737.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Munk W., Worcester P., Wunsch C. Ocean Acoustic Tomography. Cambridge University Press, 1995, 433 p.
2. Буров В.А., Сергеев С.Н., Шуруп А.С. Использование в пассивной томографии океана низкочастотных шумов. // Акуст. ж., 2008, т.51, с.51-61.
3. Гончаров В.В., Шуруп А.С., Годин О.А., Заботин Н.А., Веденев А.И., Сергеев С.Н., Brown M.G., Шатравин А.В. Томографическая инверсия измеренных функций взаимной корреляции шумов океана в мелкой воде с использованием лучевой теории // Акуст. ж., 2016, т.62, № 4, с. 431–411.
4. Сергеев С.Н., Шуруп А.С., Годин О.А., Веденев А.И., Гончаров В.В., Муханов П.Ю., Заботин Н.А., Brown M.G. Выделение акустических мод во Флоридском проливе методом шумовой интерферометрии // Акуст. ж., 2017, т. 63, № 1, с. 73–83.

УДК534.612

**В. Е. Нечаюк<sup>1</sup>, Д.С. Манульчев<sup>2</sup>, А.Н. Рутенко<sup>2</sup>**

**ИЗУЧЕНИЕ ГОРИЗОНТАЛЬНОЙ ДИАГРАММЫ  
НАПРАВЛЕННОСТИ ТИПОВОГО СЕЙСМОРАЗВЕДОЧНОГО  
ИЗЛУЧАЮЩЕГО КОМПЛЕКСА ПО ПРОСТРАНСТВЕННЫМ  
ИЗМЕРЕНИЯМ НА ШЕЛЬФЕ**

<sup>1</sup> ExxonMobil Exploration Company, Хьюстон, США

<sup>2</sup> Тихоокеанский океанологический институт им. В.И. Ильичева

ДВО РАН. Россия, 690041 Владивосток, ул. Балтийская, 43

Тел.: (423) 231-1400; Факс: (423) 231-2573, E-mail: rutenko@poi.dvo.ru

*В докладе приведен анализ зависимости уровня акустического воздействия SEL сейсмоакустических импульсных сигналов, генерируемых комплексом пневмопушек сейсмозведочного судна на шельфе, от угла положения судна по отношению к точке приема. По результатам анализа построена диаграмма направленности излучающего комплекса сейсмозведочного судна в горизонтальной плоскости водного слоя.*

Освоение углеводородных месторождений на шельфе требует проведения периодических сейсмозведочных работ. Морская сейсмозведка на шельфе проводится с помощью специализированного судна, которое буксирует акустический источник – массив пространственно-разнесенных пневматических источников, излучающих короткие импульсные низкочастотные сигналы [1]. В 2015 году при проведении сейсмозведочных работ компанией *Эксон Нефтегаз Лимитед* использовались два массива пневмоисточников, каждый из которых состоял из 24 элементов (14 активных, 10 запасных), общим объемом 39,2 л (2400 дм<sup>3</sup>).

Для увеличения амплитуды звукового давления в импульсе, снижения частоты, подавления вторичных пульсаций, а также увеличения направленности излучения в сторону дна, отдельные пневмоисточники объединялись в кластеры и массивы. В 2015 году элементы были организованы в кластеры по два пневмоисточника, а кластеры в свою очередь располагались на двух линиях длиной 15 м, буксируемых с интервалом 10 м. Рабочее давление пневмоисточников составляло 137,9 бар. Источники инициировались с шагом 18,75 м в заранее запланированных точках (пунктах возбуждения – ПВ), расположенных на сейсмических профилях.

Пневмоисточники представляли собой контейнеры объемом от 1,15 л до 4,75 л литров, куда компрессором нагнетался воздух до рабочего давления, а затем в ПВ происходил резкий выхлоп сжатого воздуха в воду. Из-за резкого роста воздушного пузыря и его последующих пульсаций в водной

среде образуется упругая волна сжатия, а затем разряжения в виде короткого импульса. Среднеквадратичные уровни звукового давления массива пневмоисточников, приведенные к расстоянию 1 м от эквивалентного точечного источника, составляли около 250 дБ отн. 1 мкПа.

Часть энергии импульса, генерируемого массивом пневмоисточников распространяется в направлениях, отличных от вертикального. Это приводит к акустическому освещению прилегающей акватории, которая может быть местом обитания или нагула морских животных пользующихся подводной акустикой. Для проведения оценки акустической экспозиции в заданном районе от сейсморазведочных сигналов необходимо учитывать не только особенности распространения их энергии на шельфе со сложным профилем дна, но и характеристики диаграммы направленности сейсморазведочного излучающего комплекса в горизонтальной плоскости. В 2015 г. на северо-восточном шельфе о. Сахалин в районе *Одопту-4* в течение одного месяца проводились 3-D сейсморазведочные работы двумя судами, которые ходили вдоль профилей, ориентированных параллельно береговой линии. Расстояние между профилями составляло около 200 м. На рис. 1а приведена карта, на которой показаны параллельные линии, представляющие собой треки судов во время проведения обсуждаемой ниже морской сейсморазведки. На рис. 1б представлены графики вариаций акустического давления –  $p(t)$  измеренные у дна гидрофоном АПАР [2] в точке акустического мониторинга *Одопту-4*. Эти вариации соответствуют акустическим импульсам сформированным сейсморазведочными сигналами, излученными во время прохождения судном траверза по отношению к этой точке на дистанциях  $r = 1.2$  км и  $r = 4.6$  км. На рис. 1б, также представлены оценки спектров –  $G(f)$  этих импульсов, согласно которым при расчете уровня экспозиции от них можно ограничиться частотным диапазоном 10-350 Гц.

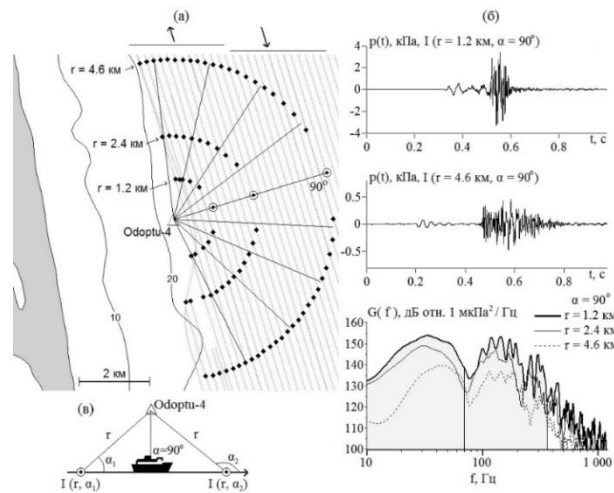


Рис. 1.

Сейсморазведочные суда двигались как в южном, так и в северном направлениях, поочередно генерируя импульсные сейсморазведочные сигналы левого и правого борта. На рис. 2 представлены экспериментальные диаграммы направленности, построенные по измерениям в точке *Одонту-4* для значений уровней энергии или уровня акустической экспозиции –  $SEL(Af, r, \alpha)$  в разных частотных диапазонах в зависимости от дистанции –  $r$  и угла –  $\alpha$  между курсом судна и линией соединяющей точку излучения с точкой приема – *Одонту-4*.

Согласно рис. 2 в графиках  $SEL(10-350\text{Гц}, \alpha)$  для  $r = 1.2$  км угловая зависимость слабо выражена. Она практически отсутствует в энергии приносимой донными и донно-водными модами (10-70 Гц), но заметна для энергии приносимой водными модами с частотами 70-350 Гц. Примерно, такая же картина на дистанции  $r = 2.4$  км, а для  $r = 4.6$  км ярко выражено влияние пространственных неоднородностей пород, слагающих дно на распространение донных мод.

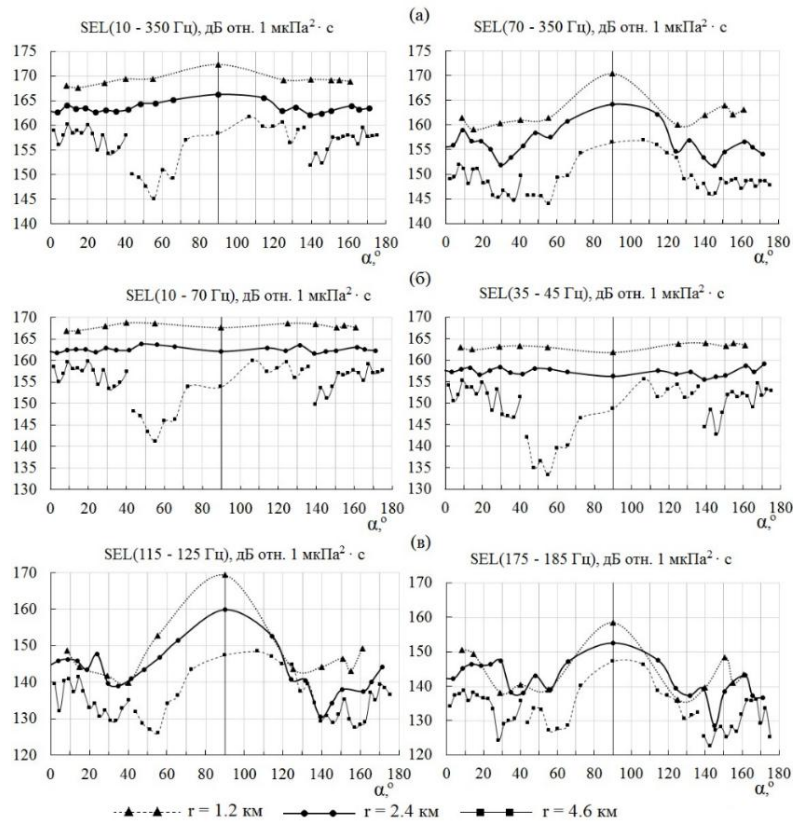


Рис. 2.

На рис. 2 видно, что на дистанциях до 2 км экспериментальная диаграмма направленности в горизонтальной плоскости близка к теоретической, показанной на рис. 3. На больших дистанциях влияние пород, слагающих дно, ее искажают на частотах меньше 70 Гц, но для водных мод она остается приемлемой для практики.

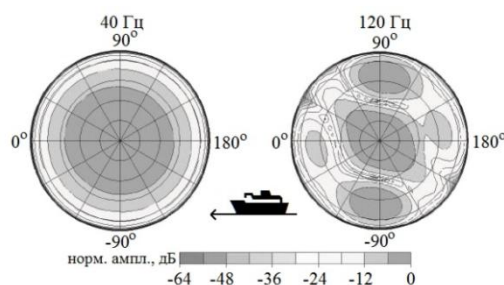


Рис. 3. Модельные диаграммы направленности массива пневмоисточников, использованного в 2015 году, для частот 40 Гц и 120 Гц.

Таким образом, согласно измерениям, проведенным на шельфе горизонтальная диаграмма направленности не имеет выраженной направленности на частотах меньше 70 Гц, для которых энергия переносится преимущественно донными модами, но имеет хорошо выраженную направленность для частот выше 70 Гц, которые распространяются в основном в виде водных мод. Дополнительно продемонстрировано, что восстановление диаграммы направленности по данным, записанным на больших удалениях от источника, может быть осложнено влиянием неоднородностей геоакустического волновода на распространение водно-донных и донных мод. Данный результат согласуется с результатами численного моделирования.

Работа выполнена при поддержке компании *Эксон Нефтегаз Лимитед*.

## ЛИТЕРАТУРА

1. 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.
2. Рутенко А.Н., Борисов С.В., Ковзель Д.Г., Гриценко В.А. Радиогидроакустическая станция для мониторинга параметров антропогенных импульсных и шумовых сигналов на шельфе // *Акуст. журнал*. 2015. Том. 61. №4. С. 500-511.



УДК551.46.06

**А.Н. Серебряный<sup>1,2</sup>, Б.Г. Кацнельсон<sup>3</sup>, Л.Л. Тарасов<sup>2</sup>,  
Э.Ужанский<sup>3</sup>, И. Островский<sup>4</sup>**

**НОВЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ ИЗМЕРЕНИЙ СИСТЕМЫ ТЕЧЕНИЙ И  
ВНУТРЕННИХ ВОЛН В ГАЛИЛЕЙСКОМ МОРЕ**

<sup>1</sup> Институт океанологии им. П.П. Ширшова РАН  
Россия, 117997 Москва, ул. Нахимовский проспект, д.36  
Тел.: (499) 124-5996; Факс: (499) 124-5983,  
E-mail: serebryany@hotmail.com

<sup>2</sup> АО "Акустический институт им. акад. Н.Н.Андреева"  
Россия, 117036 Москва, ул. Шверника, д. 4  
Тел.: (499) 723-6300; Факс: (499) 126-8411

<sup>3</sup>University of Haifa, Haifa, Israel

<sup>4</sup>Oceanographic and Limnological Research, Haifa, Israel

*В докладе представлены результаты измерений течений и внутренних волн в озере Киннерет, проведенных в ноябре 2016 г. Съёмкой с помощью ADCP по всей акватории озера выявлена система течений в виде циклонического вихря. В период усиления восточного ветра произошла интенсификация внутренних волн в озере.*

Галилейское море (озеро Киннерет), имеющее всемирную известность своей библейской историей, представляет собой также научный интерес с точки зрения проходящих в нем комплексных гидродинамических и биологических процессов. Научные исследования озера насчитывают почти 50-летнюю историю [1,2]. Недавно в нем стали проводиться гидроакустические эксперименты [3]. В ноябре 2016 г. в Галилейском море нами проводились эксперименты по исследованию течений и внутренних волн. Измерения течений велись с малого судна-катамарана в режиме буксировки на борту которого был установлен ADCP "Rio Grande 600 kHz", измеряющий распределение течений по глубине на пространственных разрезах. В период с 15 по 18 ноября было сделано 3 выхода продолжительностью до 8 ч каждый в результате которых было проведено крестообразное маневрирование по акватории всего озера, выявившее циклонический характер переноса вод в озере, а также наличие резкого термоклина на глубинах более 20 м (рис. 1). В конце цикла измерений течений в точке А, расположенной в центре озера, где глубина около 33 м, была выставлена гирлянда из 10 датчиков температуры, которая проработала затем в течение месяца.

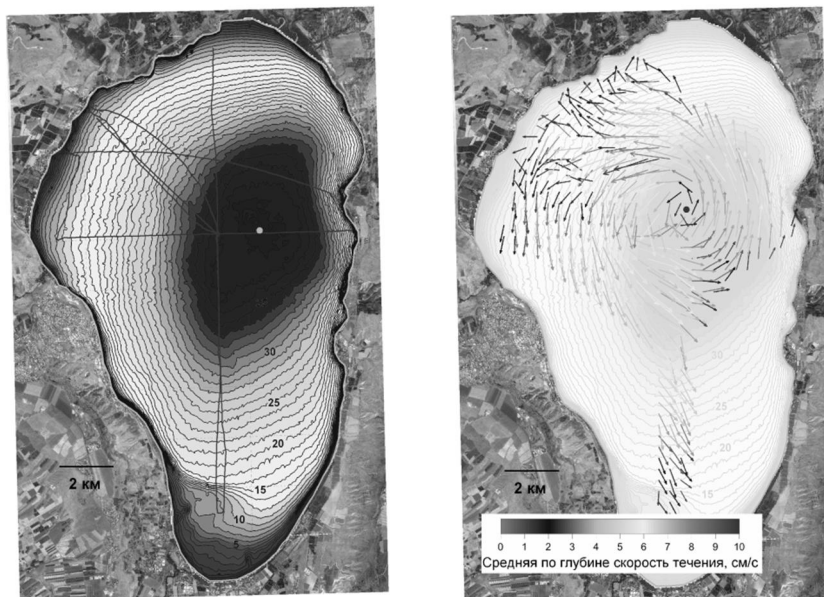


Рис.1.Топография дна и траектория движения судна во время съемки 15-18 ноября (слева), картина течений (слой 0-20 м), полученная в результате съемки (справа).

**Результаты съемки ADCP.** Картина течений (рис.1) была получена усреднением данных по всем трем рабочим дням (15, 17 и 18 ноября). Рассматривать ее можно скорее, как иллюстрацию общего характера течений в конкретных условиях эксперимента: низкая вода, наблюдавшаяся система ветров слабой и умеренной силы и температурная стратификация без признаков существенного внутреннего волнения. Для таких условий характерна циркуляция вод против часовой стрелки (циклонический круговорот) со скоростями течений 1 – 10 см/с по всей толще глубин с изменчивостью направлений в пределах нескольких десятков градусов. Большие скорости течения наблюдаются скорее в глубоководных частях озера. Большая изменчивость направлений характерна для мелководья.

Возможность измерения столь малых скоростей течения, практически недоступных для стандартных гидрологических вертушек, обеспечивается усреднением как по глубине, так и вдоль трассы зондирования тысяч одиночных измерений с помощью ADCP. При этом погрешности таких измерений обычно не превышают нескольких мм/с.

Временная изменчивость течений наблюдалась даже в пределах одного прохода по галсу от одного берега к другому. При наличии стабильной картины течений проход поперек озера в любом направлении должен давать нулевой суммарный расход воды (в отсутствие существенного стока - притока). В реальности получались суммарные величины расходов, достигав-

шие 1500 – 2000 м<sup>3</sup>/с, что примерно на два-три порядка больше возможного стока р. Иордан (перекрытого при низкой воде) или забора воды для хозяйственных нужд. Так как подобные расходы слишком велики, чтобы объяснить их ошибками измерений, этот факт говорит об изменении структуры потоков в течение 1 – 2 часов проведения эксперимента. Максимальные промежуточные величины расходов, измеренные на отрезке от берега примерно до середины озера, достигали значений около 8000 м<sup>3</sup>/с.

Измерения коэффициента обратного рассеяния звука и сравнение полученных данных с глубинным распределением температуры воды в районе станции А показали, что уровень сигнала рассеяния, относительно высокий до глубины около 20 м, резко падает на 10 и более дБ (до уровня шумов) ниже слоя скачка температуры (см. рис. 2). Причем в ряде случаев наблюдается небольшое повышение уровня рассеяния непосредственно над термоклином, что характерно для повышенной концентрации рассеивателей, лежащих на слое с повышенной плотностью. Резкое падение коэффициента рассеяния наблюдалось на всей обследованной акватории и, по-видимому, небольшая изменчивость глубины его расположения может служить индикатором колебания уровня слоя температурного скачка.

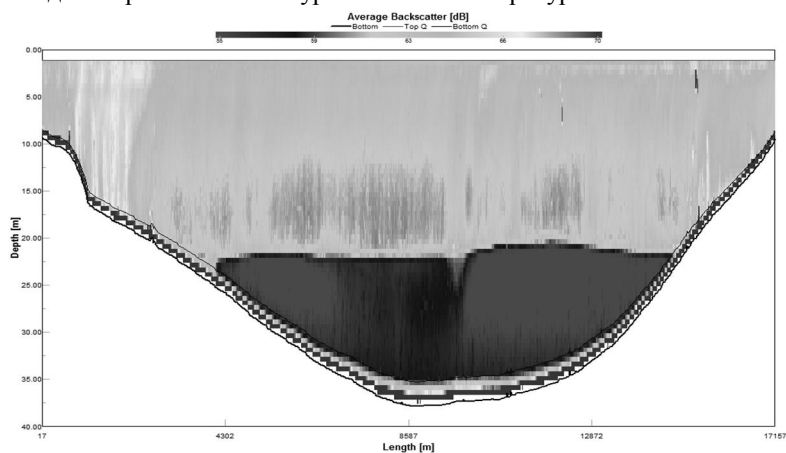


Рис. 2. Картина обратного рассеяния на сечении озера с севера на юг.

Сколь-нибудь заметной вертикальной стратификации коэффициента обратного объемного рассеяния звука до глубины 20 м на акватории озера Кинерет не наблюдалось. Временами были заметны районы с повышенным по всей толще воды рассеянием, возможно связанные с выходами минеральных вод на дне озера.

**Внутренние волны.** В период проведения съемки течений термоклин не был подвержен сколько-нибудь значительным колебаниям, но после 18 ноября, когда стал дуть продолжительный сильный восточный ветер, на термоклине возникли внутренние волны. На рис. 3 виден цуг короткопериодных волн высотами 1-2 м и периодом около 30 м.

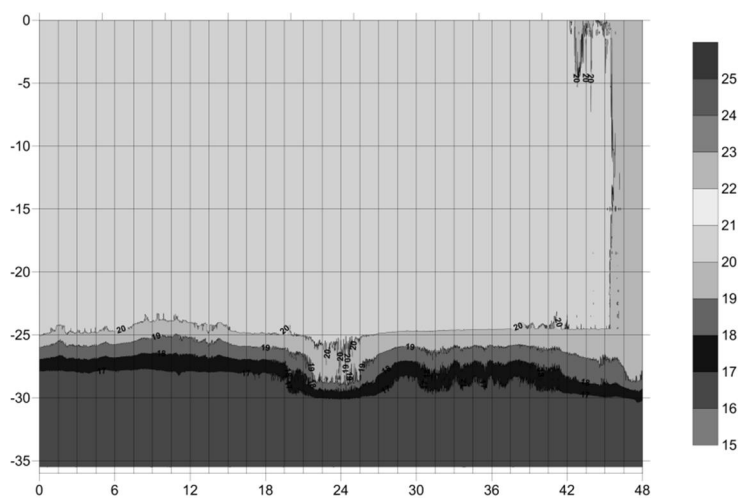


Рис. 3. Ход температуры водной толщи с 25 по 26 ноября по данным гирлянды, установленной на станции А.

**Заключение.** На данный момент проделанные работы с одной стороны следует рассматривать, как «пристрелочные», позволяющие разработать адекватную методику для дальнейших гидроакустических исследований озера Кинерет при любых возможных природных условиях. С другой стороны получены новые интересные факты. Такие как смещение центра круговорота течений в верхних слоях относительно центра круговорота более глубоких слоев; обнаружение на глубинах озера 20 м и мельче областей повышенного обратного рассеяния, происхождение которых, по-видимому, связаны с выходом метана и др.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Boegman L, Imberger J., Ivey G.N., Antenucci J.P. High-frequency internal waves in large stratified lakes//Limnology and Oceanography. 2003.V.48. №2. P. 895-919.
2. Pan H., Avissar R., Heidvogel D.B. Summer circulation and temperature structure of Lake Kinneret//Journal of Phys. Oceanography. 2002. V32. №1. P. 295-313.
3. B. Katsnelson, R. Katsman, A. Lunkov, I. Ostrovsky. Acoustical methodology for determination of gas content in aquatic sediments, with application to Lake Kinneret, Israel, as a case study//Limnol. Oceanogr.: Methods, 2017, v.15, №6, pp.531-541, doi: 10.1002/lom3.10178.

УДК 551.46.06

**А.Н. Серебряный<sup>1,2</sup>, Г.В. Кенигсбергер<sup>3</sup>, В.П. Елистратов<sup>3</sup>,  
Е.Е. Химченко<sup>1</sup>, О.Е. Попов<sup>4</sup>, Л.Л. Тарасов<sup>2</sup>**

**ОСОБЕННОСТИ ГИДРОФИЗИЧЕСКИХ ЯВЛЕНИЙ НА ШЕЛЬФЕ  
АБХАЗИИ: РЕЗУЛЬТАТЫ НАБЛЮДЕНИЙ ПОСЛЕДНИХ ЛЕТ**

- <sup>1</sup> Институт океанологии им. П.П. Ширшова РАН  
Россия, 117997, г. Москва, ул. Нахимовский проспект, д.36  
Тел.: (499) 124-5996; Факс: (499) 124-5983, E-mail: ekhum@ocean.ru
- <sup>2</sup> АО "Акустический институт им. акад. Н.Н. Андреева"  
Россия, 117036, г. Москва, ул. Шверника, д. 4  
Тел.: (499) 723-6300; Факс: (499) 126-8411
- <sup>3</sup> Институт экологии Академии Наук Абхазии  
Республика Абхазия, г. Сухум, ул. Красномаяцкая, 67
- <sup>4</sup> Институт физики атмосферы имени А.М. Обухова РАН,  
Россия, г. Москва, Пыжевский пер., 3.

*В докладе обобщены результаты продолжительных наблюдений за изменчивостью параметров морской среды, которые в течение нескольких весенне-летних сезонов велись на абхазском шельфе Черного моря. Наибольшее внимание уделялось особенностям процессов прибрежной зоны моря, обусловленных большой крутизной склона.*

Начиная с 2013 г по настоящее время при поддержке РФФИ нами проводятся исследования на акватории шельфа Абхазии с целью изучения структуры вод и течений, а также внутреннего волнения с применением традиционных и акустических методов. В летне-осенний период ежегодно ведутся длительные измерения со стационарной эстакады на м. Сухумский, принадлежащей Гидрофизическому институту (теперь Институту экологии) Академии Наук Абхазии (ИЭ АНА), а также в прилегающей акватории. Кроме того нами проводятся пространственные съемки течений и распределения водных масс на шельфе в районах впадения в море рек Гумиста и Кодор. Эти измерения осуществляются с помощью акустического профилометра (ADCP) на моторной лодке. В экспериментах применяются STD и SVP-зонды, ADCP "Rio Grande 600 kHz", а также термогирлянды. Проводятся исследования на экспериментальной стационарной акустической трассе по методу автогенератора (метод Фурдуева). Всего с 2013г. нами было проведено 6 экспедиций, общей продолжительностью около полугода. Это достаточно длительный срок чтобы делать репрезентативные оценки

таких важных величин как повторяемость в прибрежной зоне восточных и западных течений или средние характеристики температуры водной толщи моря в осенний и весенние периоды. Результаты этих исследований будут представлены в докладе. Мы также уделим внимание гидрофизическим процессам и явлениям в шельфовой зоне этого района, выделив их особенности. Спецификой абхазского шельфа является его узость и крутизна наклона дна. В акватории м. Сухумского, где проведена большая часть наших измерений, средний уклон дна составляет  $23^\circ$  (рис. 1). Эта особенность накладывает отпечаток на все процессы происходящие в прибрежной зоне моря, к рассмотрению которых мы переходим далее.

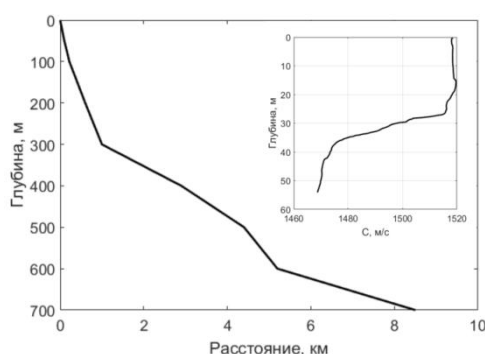


Рис. 1. Профиль рельефа дна у эстакады и типичный летне-осенний вертикальный профиль скорости звука в районе наблюдений.

**Сильные течения у берега.** В районе часто наблюдается усиление вдольбереговых С-З течений из-за приближения к берегу Основного Черноморского течения (ОЧТ). На рис. 2 представлено течение в пределах верхних 10 метров в прибрежной зоне с 18 по 20 сентября 2016г. Видно, что С-З течение однородно по глубине и, что с интервалом около 17ч. происходит его усиление до 0.8 м/с. Интенсификация вдоль берегового течения связана с действием инерционных течений, которые прижимают струю течения к берегу. Пример, подтверждающий присутствие инерционных внутренних волн, зарегистрированный в колебаниях температуры в период 18-20 сентября, представлен на рис.3.

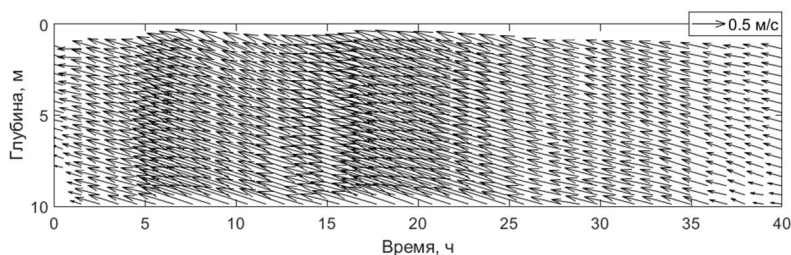


Рис. 2. Данные о течении у эстакады 18–20 сентября 2016 г.

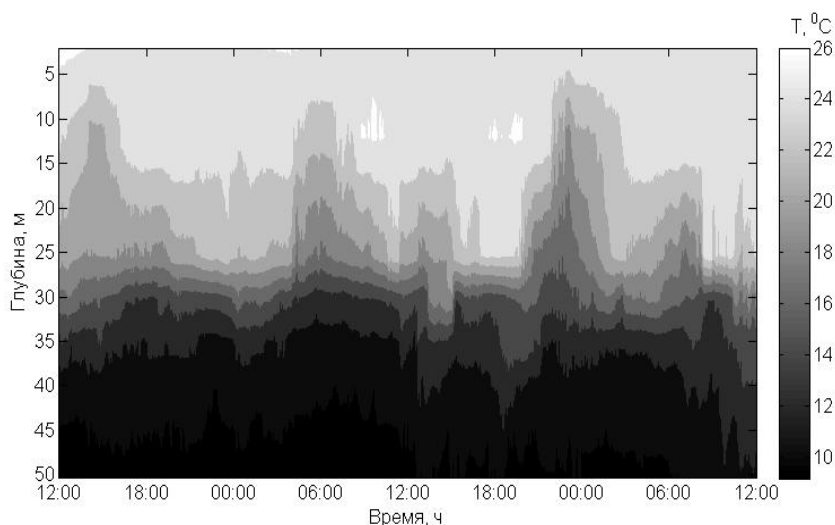


Рис. 3. Инерционные внутренние волны 17 – 19 сентября 2016 г. видны в колебаниях температуры на записи термогирлянды.

**Подход в прибрежную зону гидрологических фронтов.** Напрямую с меандрированием ОЧТ связаны фронты в прибрежной зоне. Рассмотрим пример наблюдения этого явления 18 сентября 2016 г, когда приближение ОЧТ сопровождалось появлением фронта холодных вод, движущегося из открытого моря к берегу. Резкая граница фронта проявила себя на поверхности моря узкой полосой пены, образованной зоной конвергенции течений на фронте (рис.4). В толще моря движущаяся граница фронта породила цуг



Рис. 4. Подход к берегу гидрологического фронта со стороны глубокого моря 18.09.2016. Резкая граница фронта очерчена полосой пены.

внутренних волн 2-ой моды с высотами 5-7 м (рис. 5), который двигаясь к берегу, быстро трансформировался в волны 1-ой моды. Перед подходом фронта в поверхностных слоях стали появляться порции холодной соленой воды в виде конусообразных включений, распространяющихся вниз ко дну. Эти области имели пониженный коэффициент рассеяния (рис. 6) по сравне-

нию с окружающей средой и были проявлением филаментов, источником которых являлась фронтальная зона.

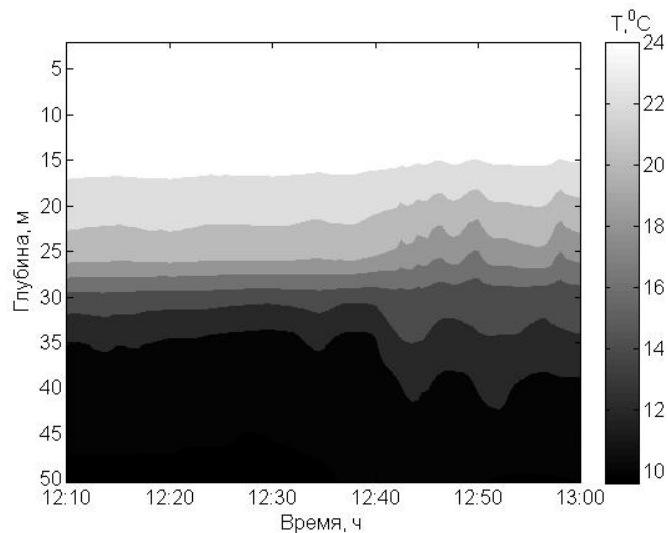


Рис. 5. Цуг внутренних волн 2-ой моды, сгенерированный движущимся фронтом.

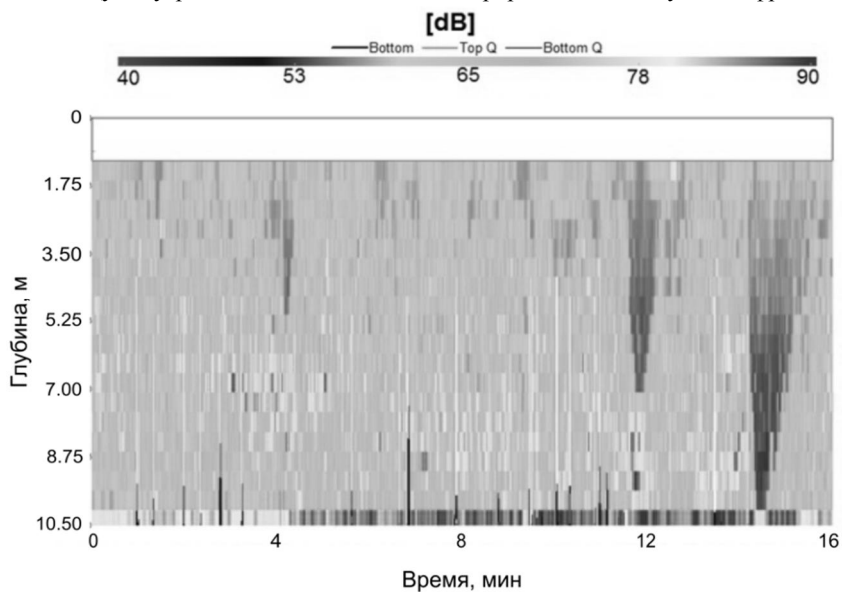


Рис.6. Клинообразные включения (области anomalно пониженного рассеяния) на записи обратно рассеянного сигнала ADCP.



**Выход в прибрежную зону холодных вод после землетрясения в море.** 21 сентября 2016г. в Черном море произошло землетрясение. Его эпицентр находился на расстоянии 49 км от мыса Сухумский, где нами проводились морские эксперименты. Сопоставление записей термоксы до землетрясения с записями после выявило аномальный подъем холодных вод спустя сутки после землетрясения (рис.7). Подъем холодных вод совпал со временем резкого изменения характера течений (смена направления и усиление течения). Было показано, что время выхода холодных вод в прибрежную зону соответствует расчетному времени подхода туда внутренней волны, распространявшейся из эпицентра землетрясения.

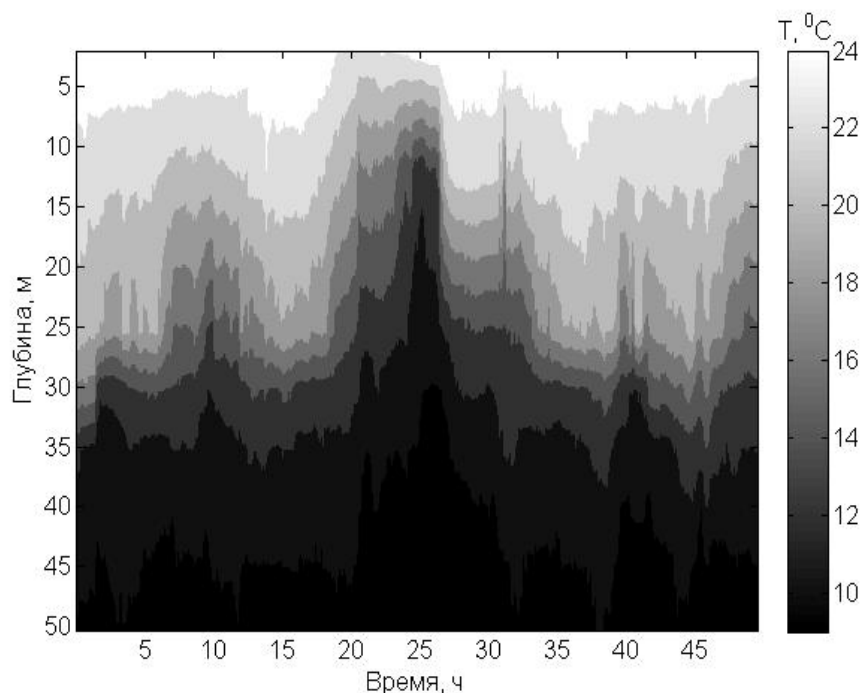


Рис.7. Изменчивость температурной структуры водной толщи в период с 22:21 21 сентября по 00:00 24 сентября 2016 г.

**Резкая смена направления течений в прибрежной зоне.** В прибрежной зоне нередко происходит смена вдольберегового С-З течения на противоположное. На рис. 8 показан пример такой смены направления течения весной 2014 г. Причины этого явления связаны с прохождением на шельфе субмезомасштабных антициклонических вихрей.

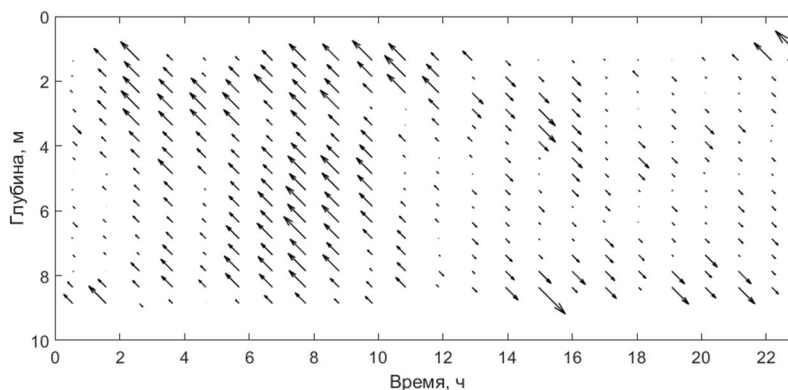


Рис. 8. Смена направления течений у эстакады 25 мая 2014 г.

**Внутренние волны.** На абхазском шельфе внутренние волны также типичны, как и в других районах Черного моря [1]. Но в то же время они имеют свои специфические черты. Так длиннопериодные внутренние инерционные волны здесь отличаются большими амплитудами, что естественно объясняется большими глубинами прибрежной зоны. На рис.3 представлена запись последовательно идущих внутренних инерционных волн, полученная с помощью заякоренной термогирлянды в период с 17 по 19 сентября 2016 г. На записи хорошо видны внутренние волны с периодом близким к локальному инерционному (17.3 ч) и высотами до 10-15 м.

Крутой шельф привносит свои особенности в поле короткопериодных внутренних волн. В большинстве случаев интенсивные волны движущиеся с открытого моря в виде волн-углублений из-за удаленности термоклина от дна на протяжении всего пути до берега не проходят «точку переворота», в отличие от того, что имеет место для обычных шельфов [2]. По этой же причине выходящие к берегу внутренние боры имеют необычные формы. В то же время осенью, когда термоклин максимально заглублен эффект смены полярности амплитуд в прибрежной зоне возможен. На рис. 9 показан пример цуга волн-возвышения. Цуг состоял из 4 волн с высотами 5–7 м и периодом 6–9 минут. Зародившись в районе с большими глубинами в виде цуга волн-углублений, приблизившись к берегу, он полностью трансформировался в цуг волн-возвышений.

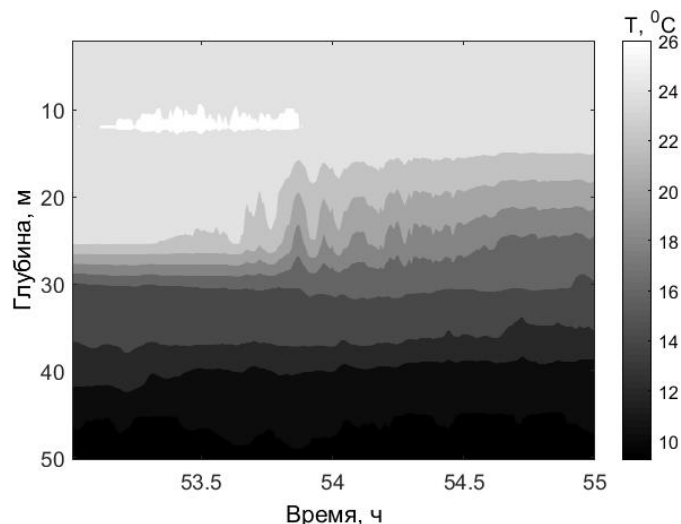


Рис. 9. Цуг внутренних волн-возвышений (19-21 ч, 18.09 2016 г).

**Шельф у мест впадения крупных рек.** На абхазском шельфе отдельный интерес представляет мониторинг прибрежной зоны близ устьев рек Кодор и Гумиста, которые выносят в море большую массу пресной воды и взвешенного вещества [3].

**Заключение.** Как видно за 4 года продолжительных наблюдений на абхазском шельфе накоплен обширный материал об изменчивости гидрофизических параметров среды и особенностях процессов, ее вызывающих.

Работа выполнена в рамках государственного задания ФАНО России (тема № 0149-2018-0010) и при частичной поддержке РФФИ (проекты № 16-35-00454 мол\_а и № 17-52-40016 Абх\_а).

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Серебряный, А. Н., Химченко, Е. Е. Исследования внутренних волн на кавказском и крымском шельфах Черного моря летом 2013 г // Современные проблемы дистанционного зондирования Земли из космоса. 2014. Т.11. №3. С.88-104.
2. Серебряный А.Н., Пао Кс. Прохождение нелинейной внутренней волны через точку переворота на шельфе//Доклады АН, 2008. Т.420. №4. С. 543-547.
3. Серебряный А.Н., Кенигсбергер Г.В., Елистратов В.П., Сабинин К.Д., Попов О.Е., Сवादковский А.Н., Тарасов Л.Л., Денисов Д.М., Химченко Е.Е., Чекайда В.Н. Акустическая диагностика гидрофизической изменчивости на абхазском шельфе Черного моря//Ученые записки физического факультета Московского университета. 2017. Т. 5. 1750130.

УДК551.466.8

**Е.Е. Химченко<sup>1</sup>, А.Н. Серебряный<sup>1,2</sup>**

**НАБЛЮДЕНИЯ ВНУТРЕННИХ ВОЛН И ВНУТРЕННИХ БОРОВ НА  
ШЕЛЬФЕ ЧЕРНОГО МОРЯ**

<sup>1</sup> Институт океанологии им. П.П. Ширшова РАН  
Россия, 117997 Москва, ул. Нахимовский проспект, д.36  
Тел.: (499) 124-5996; Факс: (499) 124-5983

<sup>2</sup> АО "Акустический институт им. акад. Н.Н.Андреева"  
Россия, 117036 Москва, ул. Шверника, д. 4  
Тел.: (499) 723-6300; Факс: (499) 126-8411  
E-mail: ekhym@ocean.ru

*Анализируются и обобщаются результаты многолетних наблюдений за внутренними волнами на крымском и кавказском шельфах Черного моря, проведенных со стационарных платформ за период с 2011 по 2016 гг.*

Измерения внутренних волн в шельфовой зоне Черного моря проводятся уже на протяжении более 50 лет [1–3]. Спецификой Черного моря является отсутствие в нем сколько-нибудь значимых приливов. Такая особенность позволяет здесь регистрировать внутренние волны, генерируемые различными механизмами, отличными от приливного. В работе [4] приведены данные о некоторых основных механизмах их генерации в Черном море.

В данной работе мы обобщаем результаты наблюдений за внутренними волнами, которые проводились нами на кавказском и крымском шельфах Черного моря за последние годы (2011–2016 гг.). Измерения проводились в трех районах: на шельфе в окрестностях г. Геленджик, на шельфе Абхазии около г. Сухум и на шельфе ЮБК близ п. Кацивели. В последних двух районах проводились длительные исследования со стационарных платформ (эстакада Гидрофизического института АН Абхазии и платформа МГИ РАН). Измерения включали в себя ежечасные вертикальные профилирование водной толщи зондом mini SVP, который позволяет проводить прямые измерения скорости звука с точностью до 0.02 м/с. Кроме того велись длительная регистрация температуры водной среды с помощью заякоренных станций, оснащенных термисторными цепочками и наблюдения за течениями с помощью ADCP "RioGrande 600 kHz". На геленджикском шельфе устанавливались заякоренные цепочки термодатчиков, а также осуществлялись выходы на маломерных судах с ADCP для сбора информации на пространственных разрезах.

**Внутренние волны на кавказском шельфе.** К данному географическому району мы относим шельф у побережья Геленджика и Сухума. Не

смотря на принадлежность к общему типу географического районирования, шельфовые зоны в данных регионах имеют существенные отличия. Шельф Черного моря в районе Геленджика является преимущественно неглубоким, причем в месте работ увеличение глубины моря по мере отдаления от берега происходит постепенно. Период наблюдаемых здесь квазиинерционных внутренних волн около 17 ч. На рис. 1 представлена запись изменчивости температурной структуры водной толщи по данным термисторной цепочки на геленджикском шельфе летом 2013 г. На записи просматриваются почти регулярные 17-часовые колебания, вызванные проходящими по шельфу квазиинерционными внутренними волнами высотами 5–6 м. Для 2013 г временная перемежаемость квазиинерционных внутренних волн на геленджикском шельфе составила 40%. При работе в режиме буксировки ADCP, удастся регистрировать проходящие по шельфу короткопериодные внутренние волны, в режиме on-line. Чаще всего это волны с высотами от 0.5 до 1.5–2 м, но встречаются и цуги интенсивных волн высотами 10 м и более. В 2016 г. на геленджикском шельфе был зарегистрирован цуг рекордных для Черного моря солитоноподобных внутренних волн с высотами до 16 м [5].

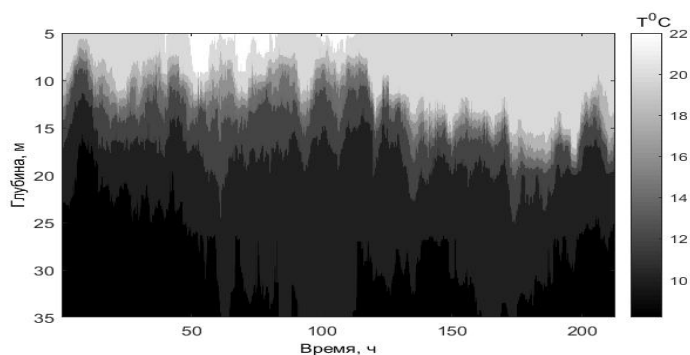


Рис.1. Изменчивость температурной структуры моря на геленджикском шельфе с 29.05 (11:00) по 7.06 (9:00) 2013 г. Просматриваются 17-часовые колебания термоклина, обусловленные инерционными волнами.

Абхазский шельф характеризуется резким уклоном дна, что вносит свои особенности в гидродинамику, наблюдаемых прибрежных процессов. Внутренние волны здесь, в отличие от волн других районов моря, характеризуются в среднем большими высотами. На рис. 2 представлен временной разрез температуры по данным цепочки термисторов, установленной на глубине 50 м за период наблюдений с 23 октября по 25 декабря 2013 г. Интенсивные квазиинерционные колебания наблюдались в начале измерений, когда термоклин располагался на глубине около 30–35 м. Во время прохождения инерционных внутренних волн наблюдаются вертикальные смещения термоклина размахом до 20–25 м. При этом вертикальный градиент температуры около 0.3–0.5 °C/м. Характер колебаний температуры заметно изменяется к концу осени - началу зимы, что связано с охлаждением всего водного столба и заглублением термоклина. При этом инерционные движения в

колебаниях температуры становятся практически невидимы. Временная перемежаемость внутренних инерционных волн для шельфа Абхазии в 2013 г. составила 53%.

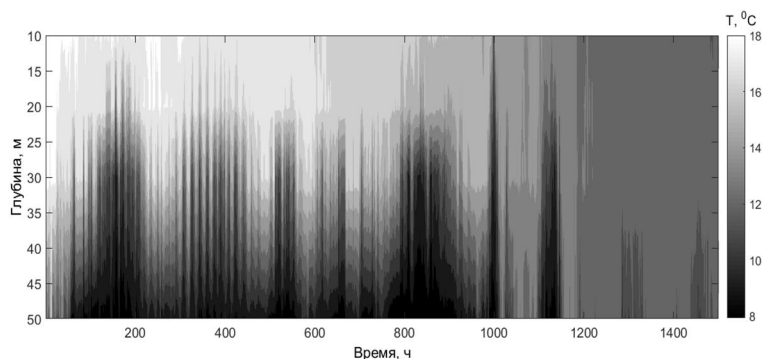


Рис. 2. Временной разрез температуры по данным термисторов на абхазском шельфе с 23 октября по 25 декабря 2013 г.

**Внутренние волны на крымском шельфе.** Крымский шельф характеризуется относительно небольшим наклоном дна, составляющим всего несколько минут. Переход шельфа к материковому склону происходит постепенно. Однако, в районе платформы МГИ отмечается несколько более резкое увеличение глубин, поэтому шельф этого района можно характеризовать как приглубый. В данном районе квазиинерционные внутренние волны присутствуют почти постоянно, их период близок к локальному инерционному (16–17 ч).

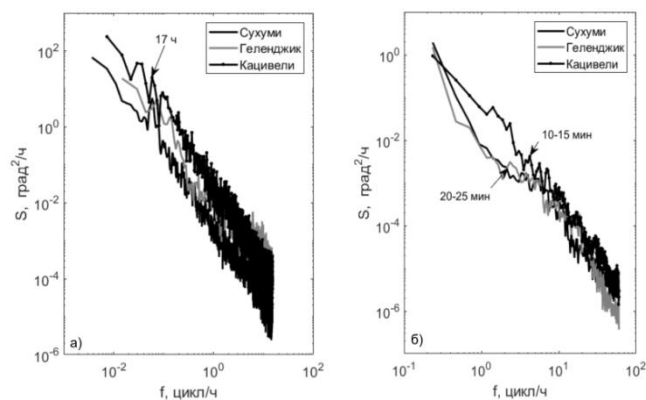


Рис. 3. Частотные спектры колебаний температуры на разных типах шельфа для низкочастотного диапазона (а) и высокочастотного диапазона (б) внутренних волн.

На рис. 3 представлены частотные спектры колебаний температуры для трех типов шельфа в низкочастотном (3а) и высокочастотном диапазонах (3б) внутренних волн в летний период. Отметим, что на крымском шельфе уровень энергии наблюдаемых внутренних волн почти на порядок выше по

сравнению с волнами на кавказском шельфе. Для крымского шельфа временная перемежаемость значимых квазиинерционных внутренних волн составила 55 %. Высоты наблюдаемых волн варьируют от 5 до 10 м, редко до 15 м. Заметим, что глубина моря в месте наблюдений составляет 28 м. В последние несколько лет на крымском шельфе были зарегистрированы внутренние волны 2-ой моды, как инерционного, так и короткопериодного диапазона [6].

Часто на шельфе ЮБК встречаются сильно-нелинейные внутренние волны – внутренние боры. В бесприливном Черном море внутренние боры образуются в основном из проходящих по шельфу инерционных волн. Внутренний бор, зарегистрированный нами в этом районе в июле 2013 г, проявился не только в данных температуры и скорости звука, но также и в резком вертикальном смещении звукорассеивающих слоев [6].

**Заключение.** Многолетние наблюдения за полем внутренних волн на шельфе Черного моря подтверждают почти постоянное присутствие внутренних квазиинерционных колебаний термоклина, достаточно часто регистрируются короткопериодные внутренние волны с периодами от единиц до десятков минут. На черноморском шельфе преобладают внутренние волны низшей моды, но встречается также волны 2-ой моды.

Работа выполнена в рамках государственного задания ФАНО России (тема № 0149-2018-0010) и при частичной поддержке РФФИ (проекты № 16-35-00454 мол\_а и № 17-52-40016 Абх\_а).

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Ямпольский А.Д. О внутренних волнах в Черном море по наблюдениям на многосуточной якорной станции // Труды ИОАН СССР. 1960. Т. 39. С.111–126.
2. Коняев К.В., Сабинин К.Д. Новые данные о внутренних волнах в море, полученные с помощью распределенных датчиков температуры // Докл. АН СССР. 1973. Т.209. № 1. С.86-89.
3. Иванов В.А., Серебряный А.Н. Короткопериодные внутренние волны в прибрежной зоне бесприливногo моря // Изв. АН СССР. Физика атмосферы и океана. 1985. Т. 21. № 6. С. 648–656.
4. Серебряный А.Н., Иванов В.А. Исследования внутренних волн в Черном море с океанографической платформы МГИ // Фундаментальная и прикладная гидрофизика. 2013. № 3. С. 34–45.
5. Бондур В.Г., Серебряный А.Н., Замшин В.В. Цуг внутренних волн рекордных амплитуд на шельфе Черного моря // Доклады АН. 2018 (в печати).
6. Серебряный А.Н., Химченко Е.Е. Исследования внутренних волн на кавказском и крымском шельфах Черного моря летом 2013 г. // Современные проблемы дистанционного зондирования Земли из космоса. 2014. Т.11. №3. С. 88–104.2.

УДК 534.23

**А.В. Шатравин, О.Ю. Кочетов**

**ВРЕМЕННАЯ ИЗМЕНЧИВОСТЬ ПЕРЕДАТОЧНОЙ ФУНКЦИИ  
ГИДРОАКУСТИЧЕСКОГО КАНАЛА В ПРИБРЕЖНОЙ ЗОНЕ  
ЧЕРНОГО МОРЯ С ТОЧКИ ЗРЕНИЯ РЕАЛИЗАЦИИ НЕКОТОРЫХ  
АЛГОРИТМОВ ЗВУКОПОДВОДНОЙ СВЯЗИ**

Институт океанологии им. П.П. Ширшова РАН  
117997, Москва, Нахимовский проспект, д.36  
Тел.: (499) 124-5996; Факс: (499) 124-5983, E-mail: ashatravin@ocean.ru

*В районе Голубой бухты (близ г. Геленджик) в октябре 2015 года был проведен эксперимент по измерению передаточной функции гидроакустического канала. Две автономные гидроакустические станции, установленные на расстоянии ~1 км друг от друга на глубине ~36 метров и синхронизированные с помощью GPS приемников в поверхностном блоке, в течение 43 часов попеременно излучали и регистрировали зондирующий псевдошумовой сигнал. Сигнал излучался гидрофоном на несущей частоте 10 кГц с переключением фазы в соответствии с кодом M-последовательности длиной 2047 символов. На каждый символ приходилось 5 периодов несущей частоты. На основе кросскорреляционной функции принятого и излученного сигнала оценивалась передаточная функция гидроакустического канала в соответствующем частотном диапазоне. Мы анализируем влияние временной изменчивости полученных оценок передаточной функции (обусловленной, в основном, изменением скорости и направления течения) на эффективность работы алгоритмов звукоподводной связи, основанных на фазовой манипуляции и компенсации межсимвольной интерференции во временной области.*

В октябре 2015 года на шельфе Черного моря в районе Голубой бухты (г. Геленджик) был проведен эксперимент по оценке временной изменчивости функции импульсного отклика гидроакустического канала. Две автономные станции были установлены на дно на расстоянии ~1 км друг от друга на глубине ~36 м. В состав станции входят донный и поверхностный блоки, соединенные кабелем. На дне располагаются приемник и источник, закрепленные в защитном каркасе пирамидальной формы, а также регистраторы и их элементы питания, а в поверхностном блоке находятся приемник GPS для синхронизации и электроника, генерирующая сигнал для зондирования. На расстоянии ~600 м от трассы между станциями был установлен



доплеровский профилограф течений (ADCP), регистрирующий профили скорости течения на горизонтах 2-20 м каждые 30 секунд.

В заданные моменты времени излучался зондирующий сигнал на несущей частоте 10 кГц, фазомодулированный М-последовательностью длиной 2047 символов. На каждый символ последовательности приходилось 5 периодов несущей, обеспечивая скорость передачи данных 2 кбит/с, если рассматривать сигнал как информационный. Частота опроса регистратора была равна 64 кГц, разрешение 16 бит. На Рис. 1 представлена временная зависимость модуля огибающей функции импульсного отклика (задержки относительноные в мс, время в часах от начала эксперимента, уровни относительные в дБ) на трассе от станции Б до станции А, рассчитанной по кросс-корреляционной функции принятого сигнала и копии излученного. Отчетливо прослеживаются три максимума: первый наиболее четкий на задержке ~6.5 мс, второй примерно на 11 мс с более изменчивой амплитудой и положением и третий на 19-22 мс, время от времени не проявляющийся совсем и иногда распадающийся на несколько.

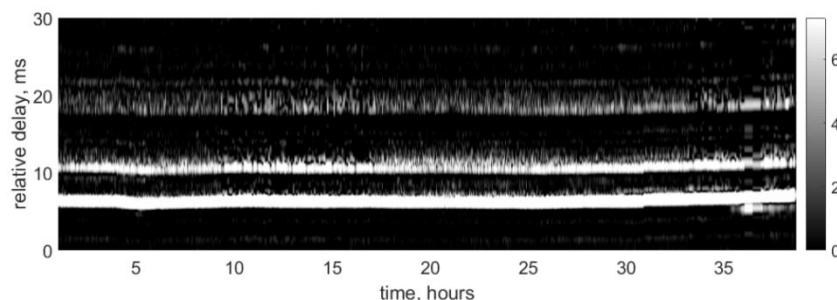


Рис. 1.

На Рис. 2 более подробно показана зависимость времени второго (а) и третьего (б) приходов относительно первого (серые линии на фоне – единичные измерения, жирные – осредненные), а также проекция средней по глубине скорости течения на направление от А к Б (рис. в, серые точки - интерполяция данных ADCP на времена излучения, черная кривая - осреднение). На временных промежутках с 5 до 10, с 17 до 22 и с 29 до 33 часов излучение производилось каждые 20 секунд, на остальных участках 120 либо 300 секунд. Высокая временная изменчивость в оценках положений максимумов импульсного отклика и измерений скорости на участках высокой скважности излучения может отражать как одновременное наличие неточности метода оценок и шума в данных ADCP, так и реальную изменчивость параметров среды. К сожалению, постановка эксперимента не позволяет установить истинную причину.

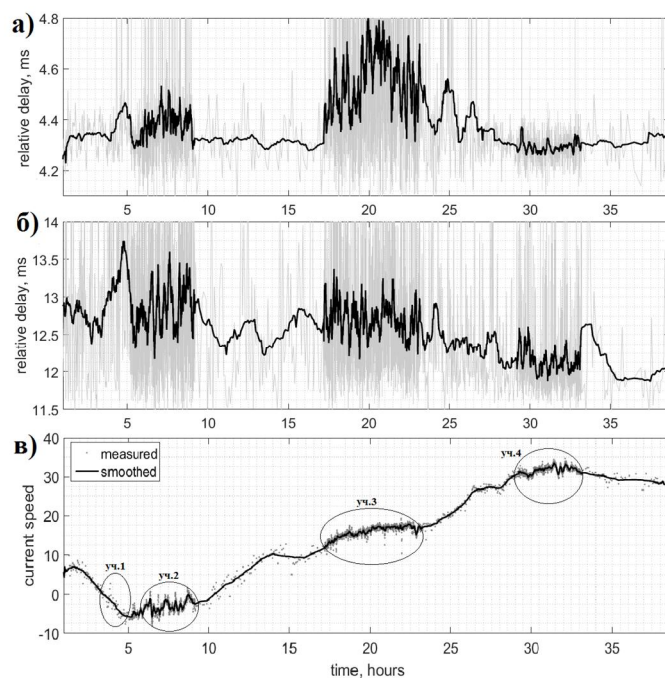


Рис. 2.

С целью оценки влияния описанной изменчивости импульсного отклика канала на эффективность звукоподводной связи с использованием двичной фазовой манипуляции в рассматриваемом частотном диапазоне был проведен численный эксперимент. Импульсный отклик, рассчитанный по одному из принятых сигналов, рассматривался как оценка характеристики канала, по которой строились коэффициенты эквалайзера DFE с обратной связью [1, 2]. Этот же сигнал и несколько последующих рассматривались как информационные сообщения и декодировались с помощью построенного эквалайзера. Результатом декодирования является параметр  $ber$  (bit error ratio) - доля ошибочно распознанных символов. Такой эксперимент был проведен для четырех временных участков, обведенных на Рис. 2в овалами. На первом участке скажность составляла 120 с, а на остальных 20 с. Сигналы для построения эквалайзера выбирались равномерно внутри участка, сигналы для раскодирования включали 5 последующих сигналов для первого участка и 10 для остальных. На Рис. 3 представлены результаты декодирования. По горизонтальной оси отложено удаление (в номерах сигналов) от сигнала, служащего для оценки канала, по вертикальной – среднее значение  $ber$  для декодирования на соответствующем временном участке. Рис. 3а соответствует оценке  $ber$  по всей последовательности из 2047 символов, Рис. 3б – по первым 1000 символам.

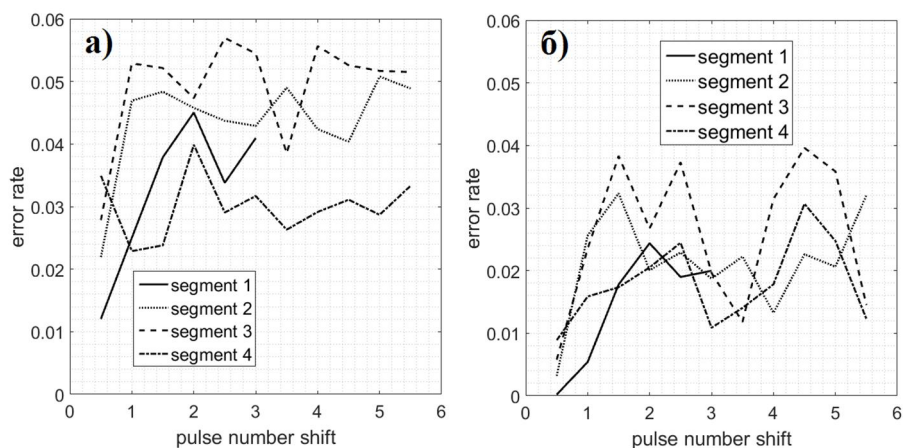


Рис. 3.

Отметим, что результаты для различных участков существенно отличаются: для участка 3 декодирование полной последовательности почти в 2 раза хуже, чем для участка 4. Отношение сигнал/шум на рассматриваемых участках составляло  $\sim 30$  дБ, поэтому мы склонны считать, что отличия результатов вызваны именно изменением среды распространения, а не кратковременными флуктуациями шумового поля. Также представляет интерес отличие от нуля BER для декодирования того же сигнала, по которому оценивался канал, и существенное улучшение результатов декодирования неполного сообщения. Причиной этого является, по-видимому, сочетание изменчивости канала на временных масштабах меньше 1 с, обусловленной, в первую очередь, поверхностным волнением, и эффект накопления ошибок эквалайзером. В начале проведения эксперимента волнение было слабым, а концу приближалось к 2 баллам. Это согласуется с тем фактом, что BER для декодирования импульса, по которому оценивался канал, ухудшалось с течением времени от первого участка к четвертому.

Работа выполнена в рамках государственного задания ФАНО России (тема 0149-2018-0010).

## ЛИТЕРАТУРА

1. Stojanovic, M., J. G. Proakis, and J. A. Catipovic. "Performance of high rate adaptive equalization on a shallow water acoustic channel." *The Journal of the Acoustical Society of America* 100.4 (1996): 2213-2219.
2. J. Proakis, *Digital Communications*, NY USA: McGraw-Hill, 2001.

УДК 534.231

**Щуров В.А., Ляшков А.С.**

**О ДВИЖЕНИИ ВИХРЕЙ ВЕКТОРА АКУСТИЧЕСКОЙ  
ИНТЕНСИВНОСТИ В ВОЛНОВОДЕ МЕЛКОГО МОРЯ**

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки  
Тихоокеанский океанологический институт им. В.И. Ильичева  
Дальневосточного отделения Российской академии наук  
Россия, 690041, Владивосток, ул. Балтийская, 43  
Тел.: (423)231-21-01; E-mail: shchurov@poi.dvo.ru

*Проведены экспериментальные исследования вихревых структур вектора акустической интенсивности в волноводе мелкого моря. Обнаружены регулярные колебательные смещение вихрей относительно фазового центра комбинированного приемника в направлении вдоль оси волновода. Результаты исследований оригинальны и должны учитываться в реальных моделях мелкого моря.*

Исследуется вихревая структура вектора плотности потока энергии (вектора интенсивности) в волноводе мелкого моря. Как известно, акустическое поле является полем потенциальным и скалярная величина акустического давления  $p(\vec{r}, t)$  и векторная величина колебательной скорость частиц среды  $\vec{I}_c(\vec{r}, t) = p(\vec{r}, t)\vec{V}^*(\vec{r}, t)$  вихревыми свойствами не обладают. Однако, вектор плотности потока энергии при определенных условиях может образовывать вихревые структуры. Рассмотрим ротор от вектора комплексной интенсивности  $\vec{I}_c(\vec{r}, t) = p(\vec{r}, t)\vec{V}^*(\vec{r}, t)$ ,

$$\text{rot} \vec{I}_c = \text{rot}(p\vec{V}^*) = p \cdot \text{rot} \vec{V}^* + [\text{grad} p \times \vec{V}] = [\text{grad} p \times \vec{V}], \quad (1)$$

Поскольку  $\text{rot} \vec{V}^* = 0$ . Если векторы  $\text{grad} p$  и  $\vec{V}$  неколлинеарны и не равны нулю, то  $\text{rot} \vec{I}_c \neq 0$ . Из (1) следует, что в векторном акустическом поле возможен вихревой перенос энергии. Теоретически показано, в идеальном волноводе (жесткое дно и мягкая поверхность) в интерференционном поле сигнала в областях с минимальным уровнем акустического давления  $p(t)$  могут возникать особые (сингулярные) точки фазового фронта – дислокации (центры) и седла, совокупность которых образует физический объект – вихрь вектора плотности потока энергии [1].

Взаимная статистическая обработка экспериментальных временных реализаций четырех компонент поля тонального сигнала  $p(t)$ ,  $V_x(t)$ ,  $V_y(t)$ ,  $V_z(t)$ ,

являясь по существу корреляционным анализом данных (при сдвиге  $\tau=0$ ), основывалась на БПФ в частотном диапазоне и на преобразовании Гильберта на временном интервале. Акустическое поле считаем эргодическим и стационарным. Исследовались автоспектры, взаимные спектры, разностно-фазовые соотношения, функции временной когерентности. Данных величин достаточно для определения векторных свойств акустического поля сигнала и шума. Необходимый перечень формул дан в [1–4].

В спектральном представлении комплексной интенсивности  $\mathbf{I}_c(r, \omega)$  разности фаз между акустическим давлением и компонентами колебательной скорости находим из:

$$\Delta\varphi_{pV_i}(\vec{r}, \omega) = \arctg\left(\frac{\text{Im } S_{pV_i}(\vec{r}, \omega)}{\text{Re } S_{pV_i}(\vec{r}, \omega)}\right), \quad (i = x, y, z) \quad (2)$$

и между компонентами колебательной скорости  $\Delta\varphi_{ij} = \varphi_i - \varphi_j$ :

$$\Delta\varphi_{V_i V_j}(\vec{r}, \omega) = \arctg\left(\frac{\text{Im } S_{V_i V_j}(\vec{r}, \omega)}{\text{Re } S_{V_i V_j}(\vec{r}, \omega)}\right), \quad (i, j = x, y, z), \quad i \neq j, \quad (3)$$

где  $r$  – пространственная переменная;  $S_{pV_i}(\vec{r}, \omega)$  – взаимная спектральная плотность акустического давления и  $i$ -компоненты колебательной скорости;  $S_{V_i V_j}(\vec{r}, \omega)$  – взаимная спектральная плотность  $i$ - и  $j$ -компонент колебательной скорости,  $S_{V_i^2}$  – автоспектры измеряемых величин  $i=p(t), V_x(t), V_y(t), V_z(t)$ .

Три компоненты функции временной когерентности для данной частоты  $f_0$ , вычисленные через преобразование Гильберта, запишем в виде:

$$\Gamma_j(t) = \frac{\langle \tilde{p}(t) \tilde{V}_j^*(t) \rangle_t}{\sqrt{\langle \tilde{p}(t) \tilde{p}^*(t) \rangle_t \langle \tilde{V}_j(t) \tilde{V}_j^*(t) \rangle_t}} = \text{Re} \Gamma_j(t) + i \text{Im} \Gamma_j(t), \quad j = x, y, z, \quad (4)$$

где  $\tilde{p}(t), \tilde{V}_j(t)$  – аналитические сигналы акустического давления и компонент колебательной скорости;  $j = x, y, z$ ;  $i$  – мнимая единица;  $\langle \dots \rangle_t$  – 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 плотности потока энергии: первая – отвечает за перенос энергии в волноводе; вторая – за локально связанную энергию поля. Переменные  $r$  и  $t$  равносильны. Выражения (1–4) в среднем справедливы и для случайного стационарного эргодического сигнала. Как показывает натурный эксперимент, в интерференционном поле мелкого моря эти выражения выполняется [2, 3], хотя они сформулированы для свободного поля.

В данном эксперименте использовался приемный модуль, общий объем обтекателя которого  $\sim 3\text{ м}^3$ . Декартовы оси координат  $x$ -,  $y$ - каналов векторного приемника расположены в горизонтальной плоскости; ось  $z$ -канала лежит в вертикальной плоскости и направлена от поверхности к дну волновода. Эксперимент проведен в заливе Петра Великого Японского моря. Глубина места измерений  $\sim 30\text{ м}$ . Приемный модуль располагался на глубине

~15м. Судно движется к приемной системе по прямой, под углом ~15° к оси хкомбинированного приемника, с постоянной скоростью ~1.5м/с.

Рассмотрим вихрь на временном интервале реализации равном 8с. Собственно, сам вихрь занимает интервал ~2с, что соответствует расстоянию ~3м. На рис.1 наблюдаются три идентичных флуктуации  $p(t)$ ,  $\Delta\varphi_{pV_x}(t)$ ,  $\text{Re}\Gamma_x(t)$ . Область деструктивной интерференции обозначена точками  $a$  и  $b$  (далее – т.). Если проследить от т.  $a$  до т. 4:  $p(t)$  флуктуирует с понижением уровня, в т. 4 уровень падает на ~ 13дБ (область деструктивной интерференции);  $\Delta\varphi_{pV_x}(t)$  совершает поворот на угол  $2\pi$  по часовой стрелке;  $\text{Re}\Gamma_x(t)$  в точках  $a$  и 4 достигает величины ~+1, но в т. 2  $\text{Re}\Gamma_x(t) \approx -1$ , что соответствует области вихря между центром и седлом.

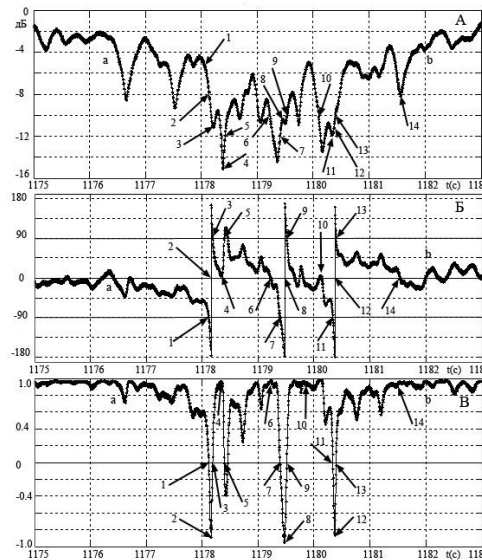


Рис.1. Зависимость от времени: А – огибающая акустического давления  $p(t)$ , Б – разность фаз  $\Delta\varphi_{pV_x}(t)$ , В – реальная часть х-компоненты функции временной когерентности  $\text{Re}\Gamma_x(t)$ , частота 88Гц. Время усреднения – 0.025с.

Следующая флуктуация начинается в противофазе первой, если в т. 1  $\Delta\varphi_{pV_x}(t) = -\pi/2$  и далее стремится к  $-\pi$ , то на отрезке 5 – 6  $\Delta\varphi_{pV_x}(t)$  изменяется от  $+\pi/2$  до 0. От т.6 до т.10 вторая флуктуация повторяет первую.  $\text{Re}\Gamma_x(t)$  от т.6 до т.10 ведет себя аналогично первой, т.е.  $\text{Re}\Gamma_x(t) = -1$  в т.8. Третья флуктуация  $\Delta\varphi_{pV_x}(t)$  и  $\text{Re}\Gamma_x(t)$  от т.10 до т.14 повторяет первую и вторую. Следует отметить, что третья флуктуация полностью идентична первой.

Три функции  $\text{Re}\Gamma_x(t)$  не могут быть тремя отдельными вихрями, т.к. все они имеют ротор со знаком «+», энергия в вихре движется против часовой

стрелки [2–4]. Набег разности фаз  $\text{Re}\Gamma_x(t)$  равен  $\pi$ , т.е. частота смещения вихря равна 1.5Гц. Рассматривать вихрь как физический объект, делаем вывод: комбинированный приемник находится в области вихря между центром и седлом и на время  $\sim 1.0 \div 1.5$ с он выходит из области, в которой  $\text{Re}\Gamma_x(t) = -1$ , в область, в которой  $\text{Re}\Gamma_x(t) = +1$ , т.е. практически выходит из области деструктивной интерференции. Таким образом вихрь совершает колебания относительно приемника. За время  $\sim 2$ с вихрь совершает колебания с частотой 1.5Гц. С другой стороны, поскольку вихрь есть результат интерференции акустического поля тонального сигнала, то отсюда следует: в области деструктивной интерференции интерференционное поле флуктуирует с частотой 1.5Гц. Из [1, 4] следует, что при интерференции большого числа волн, приходящих с различных направлений в результирующем поле (независимо от природы поля) всегда существуют особые точки – дислокации (центры) и седла. В особых точках плотность потока энергии равна нулю. Дислокации и седла связаны друг с другом и образуют устойчивую топологическую структуру – вихрь. В интерференционном процессе центры «привязаны» к точкам минимума акустического давления, но минимумы колебательной скорости «привязаны» к седловым точкам. В реальном интерференционном процессе смещения минимума давления есть естественный процесс, так же, как и смещение минимума колебательной скорости. Смещение нуля давления приводит к тому, что седловые точки, как следует из [1, 4], «совершают своеобразный «танец» вблизи нулей поля». Совпадения эксперимента и теории более чем очевидны. Интерференционные акустические процессы в океане находятся в причинной связи с гидрофизическими процессами, происходящими в океане и, таким образом, динамика вихря во времени является источником информации о гидродинамических процессах, происходящих в океанической среде. Результаты исследований оригинальны и должны учитываться в реальных моделях мелкого моря.

#### ЛИТЕРАТУРА

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. 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.
3. 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.
4. Wright F.J. and Nye J.F. Phil.Trans. Roy. Soc. London. A 305. 339. 1982.





*Технические средства, обработка сигналов*



УДК 531.383; 534.22; 536.531

**А.Е. Бакулин, Г.Н. Кузнецов, В.П. Масляный**

**ИССЛЕДОВАНИЕ ХАРАКТЕРИСТИК ВОДНОЙ СРЕДЫ  
И ОРИЕНТАЦИИ В ПРОСТРАНСТВЕ БУКСИРУЕМОЙ  
ВЕКТОРНО-СКАЛЯРНОЙ АНТЕННЫ**

Институт общей физики им. А.М. Прохорова РАН  
Россия, 119991 Москва, ул. Вавилова, д. 38  
Тел.: (495) 941-0193; Факс: (499) 256-1790, E-mail: skbmortex@mail.ru

*Исследована технология одновременных измерений скорости звука и температуры воды, а также глубины, истинного пеленга и ориентации векторно-скалярной антенны (ВСА) в трехмерном пространстве. Испытания проведены в режиме буксировки многофункционального комплекса, включающего гидрофизический блок, блоки ориентации и пеленгования.*

Для прогноза лучевой или модовой структуры г/а поля в волноводе необходима информация о вертикальном распределении профиля скорости звука (СЗ). При формировании характеристик направленности гидроакустических приемных или излучающих антенн и определении направления на источники шума или отражатели для устранения смещений оценки пеленга и угла места необходимо, чтобы контролировалась пространственная ориентация антенны относительно осей заданной системы координат. В связи с несовпадением координат географического и магнитного полюсов для получения несмещенной оценки акустического пеленга на источник необходимы непрерывные или периодические измерения истинного пеленга относительно магнитного меридиана. Ниже приводятся результаты лабораторных испытаний и натуральных экспериментов с малогабаритным многофункциональным комплексом (МФК), включающим гидрофизический блок (ГФБ), блок трехмерной пространственной ориентации (БО) и блок оценки пеленга (БОП).

**Описание рабочих режимов.** На рис. 1 и 2 представлены фотографии двух проекций вычислительной платы с датчиками ГФБ, БО и БОП – со стороны водопогруженных измерительных датчиков и со стороны аппаратного аналого-цифрового блока. Измеритель СЗ построен по схеме «измерительного кольца», т.е. измерение СЗ осуществляется «времяпролетным» методом на мерной термостабильной базе в непрерывном замкнутом цикле. Измерения температуры и статического давления (глубины) выполняются по мостовой схеме термистором и датчиком давления фирмы Honeywell. Измерители ориентации и направления изготовлены на микросхемах фирмы STMicroelectronics.

Для измерения трехмерной ориентации используются данные о трех координатах наклона акселерометра  $X_a, Y_a, Z_a$ , трех координатах магнитометра  $X_m, Y_m, Z_m$  и трех координатах гироскопа  $X_g, Y_g, Z_g$ , которые поступают в контроллер, где формируется объединенный пакет цифровых потоков: с результатами измерения скорости звука, температуры, статического давления, крена (в плоскости оси  $Y$ ), дифферента (в плоскости оси  $X$ , проходящей через ось симметрии) и курса (в плоскости ортогональной оси  $Z$ ), а также вектора истинного пеленга.



Рис. 1. Фотография измерительных блоков – вид со стороны датчиков глубины, температуры и скорости звука в воде.



Рис. 2. Фотография измерительных блоков – вид со стороны аналого-цифрового модуля с БО и БОП.

**Результаты аттестации измерительных каналов МФК в лабораторных условиях.** Перед проведением натурных испытаний все блоки прошли лабораторные испытания и калибровку на специализированных стендах. Показания датчика глубины ГФБ при различных статических давлениях градуировались по результатам одновременных измерений статического давления прецизионным манометром. Показания датчика температуры сверялись с показаниями ртутного термометра при изменении температуры воды от  $4^\circ$  до  $40^\circ$ . Измеритель СЗ градуировался при нормальных условиях путем сравнения результатов измерения температуры в дистиллированной воде и измерения времени пролета импульсов на мерной акустической базе. Измеренные значения температуры пересчитывались в значения СЗ по таблицам ГСССД-190-2000. Датчики крена, дифферента и ориентации в горизонтальной плоскости градуировались с использованием специально разработанных стендов. *В результате получены следующие данные.*

1. Канал измерителя СЗ в морской воде может работать при вариации измеряемой величины в пределах 1400–1600 м/с. Чувствительность измерительного канала не менее  $3 \cdot 10^{-3}$  м/с. Среднеквадратическая погрешность измерений не более 0.5 м/с. Быстродействие – количество измерений в секунду – не менее 10.

2. Канал измерения температуры воды позволяет выполнять измерения в диапазоне от  $4$  до  $40^\circ\text{C}$ . Чувствительность датчиков температуры не менее  $5 \cdot 10^{-2}^\circ\text{C}$ . Погрешность измерений не более  $0.5^\circ\text{C}$ . Интервал между измерениями не более 5–8 с. Погрешность измерения температуры может привести к погрешности расчета скорости звука не более 1 м/с.

3. Канал измерения статического давления работает при 0–5 мПа (0–500 м). Погрешность не более 1%. Количество измерений в секунду – не

менее 30. Канал оценки ориентации МФК и, соответственно ВСА, в которую МФК встроен, в выбранной прямоугольной системе координат с осями  $X, Y, Z$  – позволяет выполнять измерения в трех плоскостях при углах от 0 до 360°. Погрешность единичных измерений крена и дифферента не более 2°.

4. Канал оценки истинного пеленга в пространстве относительно магнитного меридиана работает в пределах углов от 0 до 360°. Погрешность единичных измерений до 1.5°. Частота – не менее 30 измерений в секунду. В стационарном режиме движения после накопления оценок случайные погрешности измерения крена, дифферента и пеленга уменьшаются.

5. Дальность передачи результатов измерений в цифровом виде по оптоволоконному кабелю – не менее 1000 м. Габаритные размеры комплекса в данной модификации вместе с датчиками и герметичным корпусом: длина 0.18 м, диаметр 0.11 м. Вес с полным комплектом датчиков и аналого-цифровым блоком (но без корпуса) – не более 1.2 кг.

#### **Результаты исследований МФК в условиях Ладожского озера.**

МФК встраивался в ВСА и испытывался в буксируемом режиме (рис. 3). Датчики МФК размещались в концевой части ВСА. Электронные блоки усиления, цифрового и оптоэлектронного преобразования сигналов, располагаются внутри герметичных контейнеров, расположенных в носовом отсеке. Датчики глубины, скорости звука и температуры расположены в воде под негерметичным кожухом.

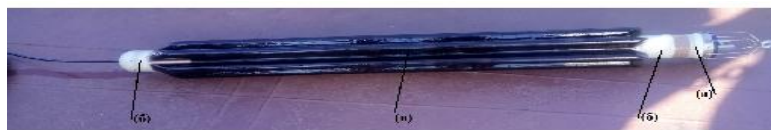


Рис. 3. Буксируемая цельнозалитая 96-канальная ВСА с размещенными в кормовой зоне ГФБ, БО и БОП (а–в — зоны датчиков, электроники и ВСА).

Запись сигналов производилась при прямолинейной буксировке, при развороте, а также при торможении и ускорении. Координаты и курс судна контролировались с помощью размещенного на борту приемника GPS – они принимались за истинные значения. Буксировка осуществлялась при скоростях от 3 до 8 узлов. Глубины акватории в зоне буксировки 20 м. Буксировка выполнялась при длине кабель-троса за бортом 50 м без утяжелителя и 85 м с распределенными вдоль кабель-троса утяжелителями.

На рис. 4 представлены при различных режимах движения судна-буксировщика временные зависимости курса, крена и дифферента, глубины погружения, а также скорости звука и температуры в воде. Из рисунка следует, что при прямолинейном движении ВСА с встроенной МФК оценки курса по датчикам БО и БОП с высокой точностью совпадают с курсом судна, рассчитанным по данным GPS. В этом режиме наблюдается стабильное положение ВСА по крену и дифференту: флуктуации по крену не более 4–5°, по дифференту – не превышают 3–4°, что позволяет производить эффективную обработку звуковых сигналов, принятых направленными векторно-скалярными датчиками. Глубина, измеренная датчиком статического

давления, при постоянной скорости буксира и прямолинейном движении постоянна. При поворотах судна уменьшалось натяжение кабель-троса и глубина ВСА с МФК увеличивалась. Одновременно наблюдались максимальные изменения углов крена и дифферента. При разворотах носителя также наблюдается систематическое отставание на 25–30 с курса ВСМ, измеренного по датчикам БО и БОП, от курса буксира по приемнику GPS.

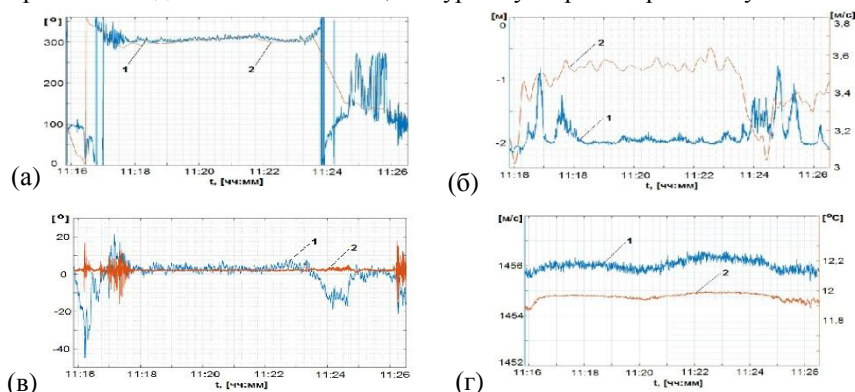


Рис. 4. Зависимости от времени величин, характеризующих качество буксировки: (а) углов курса по данным БО и БОП (1) и по показаниям приемника GPS (2); (б) глубины погружения ВСА (1), скорости судна-буксировщика по данным GPS (2); (в) углов крена (1) и дифферента (2); (г) скорости звука (1) и температуры водной среды (2).

Установлено также, что температура воды и СЗ синхронно изменяются при переходе буксировщика из одной водной зоны в другую. Измеренные значения СЗ при проходе различных зон изменялись от 1455.4 до 1456.6 м/с (среднее значение 1456.1 м/с). Если по таблицам стандартных справочных данных (ГСССД-190-2000) рассчитать температуру воды, то получим вариацию в пределах от 12.1 до 12.6°C. Реально измеренные величины температуры вдоль этой же трассы буксировки изменялись в пределах от 11.80 до 12.0°C. Среднее значение температуры воды составило 11.9°C, что соответствует среднему значению СЗ 1454.7 м/с.

В среднем СЗ по данным прямых измерений датчиком ГФБ стабильно выше на 1.4–1.5 м/с табличной СЗ, рассчитанной по показаниям датчика температуры и таблицам ГСССД. Это различие превышает погрешность измерений и потому должно признаваться значимым. Наиболее вероятная причина смещения непосредственно измеренных значений СЗ по сравнению с рассчитанными по данным измерения температуры (на 1.4–1.5 м/с) – влияние дисперсной фазы воздухосодержания в воде (малые глубины).

Разработанный МФК может использоваться как самостоятельное измерительное устройство (СТД-зонд), или устанавливаться в обслуживаемых гидроакустических системах, автономных радио-гидроакустических или стационарных гидрологических буях, обеспечивающих подводное наблюдение.

УДК 534.8, 550.8

**А.Л.Бреховских<sup>1</sup>, О.В.Гринберг<sup>1</sup>, Е.И.Евсенко<sup>1</sup>, М.С.Клюев<sup>1</sup>,  
С.В.Ольховский<sup>2</sup>, И.Я.Ракитин<sup>1</sup>, А.Э.Сажнева<sup>1</sup>, А.А.Шрейдер<sup>1</sup>,  
Ал.А.Шрейдер<sup>1</sup>**

**РАЗРАБОТКА ОСНОВ ТЕХНОЛОГИИ ИССЛЕДОВАНИЯ  
ОБЪЕКТОВ КУЛЬТУРНОГО НАСЛЕДИЯ, ПОГРЕБЕННЫХ В  
ДОННЫХ НЕУПЛОТНЕННЫХ ОСАДКАХ, МЕТОДОМ  
ПАРАМЕТРИЧЕСКОГО ПРОФИЛОГРАФА С ИСПОЛЬЗОВАНИЕМ  
ДАННЫХ СПУТНИКОВОЙ НАВИГАЦИИ**

<sup>1</sup>Институт океанологии им. П.П. Ширшова РАН  
Россия, 117997, г.Москва, Нахимовский пр., д.36  
Тел.8(495)380-41-50, mklyuev@mail.ru

<sup>2</sup>Институт Археологии РАН  
Россия, 117036, г. Москва, ул. Дм. Ульянова, д. 19  
Тел.8(499)124-36-90, ptakkon@yandex.ru

*Рассматриваются основы технологии изучения объектов культурного наследия, погребенных в донных неуплотненных осадках, методом параметрического профилографа с использованием данных спутниковой навигации.*

Выявление и изучение объектов культурного наследия (ОКН) в подводной среде является одной из актуальных задач современной науки. К таким объектам относятся затопленные поселения, портовые сооружения, здания, суда, вооружения, механизмы, бытовые предметы и т.п. Они располагаются на морском дне или в слое донных осадков, а их пространственные масштабы варьируются от тысяч метров до десятых долей метра.

Исследования подводных ОКН выдвигают ряд специфических требований к их изучению – выявление объектов под водорослями, под слоем ила и в толще дна, точная привязка к географическим координатам, дистанционная идентификация возможного типа объекта и т.п. Это требует использования комплексного подхода, базирующегося на совокупности методик из различных областей науки, которые создают основу технологии исследования ОКН.

Как показали многочисленные натурные исследования [1-2], технология изучения подводных ОКН должна включать следующие составляющие: гидроакустические (и иные) средства зондирования донной поверхности и его толщи, спутниковые морские навигационные системы, специализированные методики натурных исследований и алгоритмы и методики распознавания ОКН.

Наиболее подходящими гидроакустическими средствами для исследования ОКН зарекомендовали себя узколучевые эхолоты и узколучевые параметрические профилографы [1]. Эти приборы используют вертикальное зондирование, что исключает эффект искривления звуковых лучей (рефракцию) вследствие вертикальной изменчивости профиля скорости звука, а также обладают узкой (единицы градусов) диаграммой направленности. Рабочие частоты этих приборов позволяют различать объекты с размерами до единиц сантиметров (эхолоты) и десятка сантиметров (профилографы) и проводить исследования на нескольких частотах одновременно. Кроме того, параметрические профилографы позволяют визуализировать внутреннюю структуру морского дна и расположенные в нем объекты. А сгруппированные в линейку, могут обеспечивать повышенную площадную производительность.

Наряду с этим, при площадных поисках ОКН могут оказаться полезными гидролокаторы бокового обзора и многолучевые эхолоты, которые, однако, обладают рядом недостатков - рефракцией, невозможностью изучения структуры осадочной толщи и т.п. Кроме того, перспективными приборами при поисках ОКН являются магнитометры, которые, однако, реагируют лишь на металлические предметы.

Применение спутниковых морских навигационных систем является следующей компонентой технологии исследования подводных ОКН. Эти системы способны обеспечивать навигационную привязку гидроакустических (и иных) приборов с точностью до долей дециметра в морских условиях. Это позволяет состыковывать и совмещать результаты исследований ОКН, выполненных на разных галсах и маневрах судна-носителя, а также полученные в разное время.

Еще одной компонентом рассматриваемой технологии являются специализированные методики натуральных исследований. Они включают галсовые маневры судна-носителя, галсовые маневры под углом к первоначальным, маневры типа «розочка» (заходы на объект с разных сторон света), повторные маневры в последующее время и т.п.

И завершающей компонентой являются алгоритмы и методики обнаружения и распознавания ОКН. Эти методики основаны на использовании целого ряда критериев наличия ОКН в виде гидроакустических аномалий (по данным первого и кратного отражений); совместном анализ информации эхолота, профилографа, магнитометра и т.п.; анализе записей при различных значениях порогов и в разных псевдоцветах; группирование выявленных аномалий в линии, цепочки и области и т.п.

Наряду с этим, используется особенность ОКН в виде наличия у них внутренней упорядоченности, которая зависит от типа объекта (Таблица). Вследствие чего, для распознавания ОКН также используются «ассоциированные» («ориентированные») алгоритмы, априорно предполагающие наличия соответствующего вида упорядоченности у исследуемого объекта на основе его предварительного изучения.



<b>Тип объекта</b>	<b>Вид упорядоченности</b>
поселение	улицы, площади, рвы, дороги
портовые сооружения	молы, защиты акваторий
здания	фундаменты, стены, башни
суда	борта, надстройки, палубы, мачты
вооружения, механизмы, предметы	внутреннее устройство

На основе этих принципов в ИО РАН в 2014-2017 гг. был разработан Комплекс гидроакустического параметрического профилографирования и GPS позиционирования антропогенных донных осадков с маломерных судов. Он включает низкочастотный параметрический донный профилограф и высокочастотный эхолот (на базе прибора SeaKing DST и программного обеспечения SeaNet), приемник спутниковой навигации GPS/ГЛОНАС (на базе прибора Trimble BX982), комплекс судовождения малых судов (на базе программного обеспечения AquaScan), управляющий компьютер (на базе ноутбука Panasonic CF-31), устройство автономного питания и средства крепления элементов системы на маломерных судах [1].

Этот Комплекс позволяет производить площадные галсовыи съемки полигонов с маломерных судов и одновременно анализировать информацию об осадках, полученных с различных приборов, и делать заключения об их свойствах, структуре и включениях. Он позволяет получать, отображать в псевдоцвете и записывать информацию о профиле дна и объектах водной толщи на высокой частоте и профиле, структуре включениях дна и объектах водной толщи на низкой частоте с привязкой к данным спутниковой навигации GPS/ГЛОНАС в реальном режиме времени при движении маломерного судна по заданной траектории. Одновременно были разработаны оригинальные методики и алгоритмы обнаружения ОКН и определения их структуры, как на базе штатного программного обеспечения, так и на основе собственных разработок [1-2].

Комплекс и методики были применены в Таманском заливе в морской части ГИАМЗ «Фанагория» и на «Развале камней» у поселения Патрей для выявления ОКН, погребенных в донных осадках, в результате чего были получены карты расположения ОКН (Рис.1 и 2 соответственно).

На Рис.1 обозначено: нижняя сплошная линия—южная береговая линия; верхняя двойная пунктирная линия – северная морская граница полигона; дом – причал, лагерь; крест – затопленный подъемный кран; квадрат – затопленный перевернутый баркас; звезда –затопленный пароход; стрелка–затопленная галера; якорь–затопленные турецкие якоря; треугольник – древний ряж (пристань); ромб – насыпной островок; КМ–границы каменного мола (пунктир–его вершина); ИМ –граница известнякового мола (пунктир – его вершина); пунктирная линия в левом верхнем углу–граница водорослей (слева–нет, справа–есть);замкнутые пунктирные линии – полянки в водорослях; сплошные линии с цифрами – батиметрия 0.5, 2 и 3.5 метра.

Для обозначения структур «Развала» использовались условные понятия положения «фундамента», «стен» и «вершин» объекта, которые определялись следующим образом: положение «фундамента» - как излом линии дна

(нарушение структуры дна) на границе объекта; положение «стен» - как положение локальных максимумов его высот; а положение «вершин» - как положение абсолютных максимумов его высот.

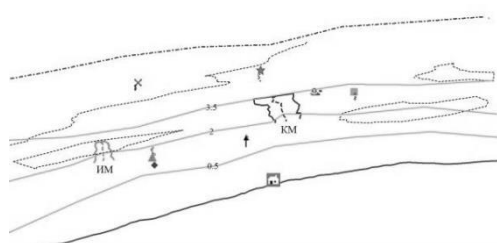


Рис.1.

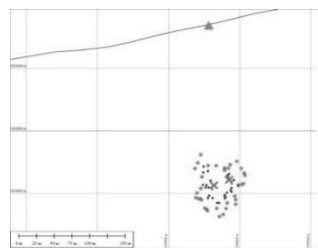


Рис.2.

На Рис.2 кружками показано положение внешней границы «фундамента» «Развала», ромбами – положение «стен», крестами – положение «вершин», линией - береговая линия городища, треугольником – положение поселения Патрей на урезе воды.

Полученная карта позволяет сделать вывод, что «Развал камней» имеет правильную упорядоченную структуру прямоугольной формы размерами около 100х100 м. Точки «фундамента» и «стен» «Развала» выстраиваются в прямые отрезки, ориентированные по сторонам света: северо-запад, юго-восток и юго-запад, северо-восток. Возможно, они соответствуют положению реальных фундаментов и стен сооружения, построенного по определенному плану и содержащему регулярные структуры. Судя по наличию в сохранившихся под «Развалом камней» участков культурного слоя VI–IV вв. до н.э., данное сооружение может быть датировано этим или более поздним временем. По данным геохронологии возраст «Развала» составляет около 2500 лет назад.

Работа выполнена по Проекту Президиума РАН №0149-2018-0026 ПП РАН 1.56 «Разработка фундаментальных основ технологии использования параметрических гидроакустических средств для поиска, идентификации и мониторинга объектов в воде, на поверхности дна и в осадках».

## ЛИТЕРАТУРА

1. Шрейдер А.А., Шрейдер Ал.А., Клюев М.С., Евсенко Е.И. Высоко-разрешающая геоакустическая система для геолого-археологического изучения дна // Процессы в геосредах. 2016, № 2(6), с.156-161.
2. Шрейдер Ал.А., Шрейдер А.А., Галиндо-Зальдивар Х., Клюев М.С., Евсенко Е.И., Ольховский С.В., Сажнева А.Э., Захаров Е.В., Чижиков В.В., Бреховских А.Л., Ракитин И.Я., Гринберг О.В. Первые данные геолого-археологического изучения Патрейского шельфа Таманского залива Черного моря // Процессы в геосредах. 2017. №2(11). С. 557–562.

УДК534.14

**Вьюгинова А. А.<sup>1)</sup>, Новик А. А.<sup>2)</sup>, Вьюгинов С. Н.<sup>2)</sup>, Лбов А. А.<sup>2)</sup>**

**РАЗРАБОТКА УЛЬТРАЗВУКОВОЙ СИСТЕМЫ ДЛЯ ОЧИСТКИ  
ВОДОЕМОВ ОТ МИКРОБИОЛОГИЧЕСКИХ ЗАГРЯЗНЕНИЙ**

1) СПбГЭТУ «ЛЭТИ», Санкт-Петербург;

2) ЗАО «Ультразвуковая техника - ИНЛАБ», Санкт-Петербург;

Тел.:(812)329-49-61; Факс:(812)329-49-62;E-mail: alenanovik@rambler.ru

*Цветение цианобактерий (сине-зеленых водорослей) и формирование водорослевой пленки на водной поверхности в естественных и искусственных водоемах являются серьезными проблемами. Токсины цветущей водорослевой флоры ядовиты для растений, микроорганизмов, рыб, представляют потенциальную опасность для человека и являются канцерогенами. Водорослевая пленка загрязняет водоемы, затрудняя или делая невозможным их использование в хозяйственных целях. Многочисленные исследования по ультразвуковому воздействию на различные виды водорослей подтверждают, что ультразвук способен не только разрушать сине-зеленые водоросли, значительную часть зеленых водорослей, предотвращать рост различных видов водорослевой флоры, но и способен разрушать выделяемые ей токсины. Предлагаемый интеллектуальный ультразвуковой комплекс для обезвреживания водорослевой флоры состоит из двух частей: первая представляет собой транспортируемую емкость, внутри которой размещается оригинальное многоканальное ультразвуковое оборудование, обеспечивающее высокоэффективную обработку водной среды в диапазоне частот 20 – 100 кГц, и аппаратура для телеметрического контроля ультразвукового оборудования и мониторинга состояния водной и воздушной среды. Вторая – береговой комплекс управления и мониторинга. Данный комплекс позволит оптимизировать и повысить эффективность ультразвуковой обработки водоемов в каждом конкретном случае, обеспечивая экологически чистый способ обезвреживания водорослевой флоры, абсолютно безопасный для рыб, водоплавающих птиц и человека.*

Цветение цианобактерий (сине-зеленых водорослей) и формирование водорослевой пленки на водной поверхности в естественных и искусственных водоемах являются серьезными проблемами. Токсины цветущей водорослевой флоры ядовиты для растений, микроорганизмов, рыб, представляют потенциальную опасность для человека и являются канцерогенами.

Водорослевая пленка загрязняет водоемы, затрудняя или делая невозможным их использование в хозяйственных целях [1-5].

Многочисленные исследования по ультразвуковому воздействию на различные виды водорослей подтверждают, что ультразвук способен не только разрушать сине-зеленые водоросли, значительную часть зеленых водорослей, предотвращать рост различных видов водорослевой флоры, но и способен разрушать выделяемые ей токсины [6-10].

Предлагаемый интеллектуальный ультразвуковой комплекс для обезвреживания водорослевой флоры состоит из двух частей: первая представляет собой транспортируемую емкость, внутри которой размещается оригинальное многоканальное ультразвуковое оборудование, обеспечивающее высокоэффективную обработку водной среды в диапазоне частот 20–100 кГц, и аппаратура для телеметрического контроля ультразвукового оборудования и мониторинга состояния водной и воздушной среды. Вторая – береговой комплекс управления и мониторинга. Преимущества ультразвукового обезвреживания водорослей: экологическая чистота и отсутствие расходных материалов; невысокое энергопотребление и простота эксплуатации; безопасность для любых более крупных организмов и человека.

Предлагаемый ультразвуковой комплекс может быть успешно применен для обезвреживания и контроля роста водорослевой флоры в различных естественных (озерах) и искусственных водоемах – резервуарах, прудах, бассейнах, используемых для нужд коммунального хозяйства, промышленности, сельского хозяйства, рекреационной отрасли, снижая или исключая использование химических веществ для обработки воды, продлевая срок службы фильтров, значительно увеличивая сервисные интервалы водоочистительного оборудования.

Для решения поставленных задач был разработан ультразвуковой пьезоэлектрический преобразователь оригинальной конструкции, который



Рис.1.

обеспечивает селективное эффективное возбуждение ультразвуковых колебаний на 6 дискретных частотах в диапазоне

20 – 100 кГц. По данному преобразователю предполагается заявка на патент РФ. Фотография конструкции и ее АЧХ приведены на рис. 1. Необходимо отметить, что стандартные ультразвуковые преобразователи не способны обеспечить эффективного возбуждения такого количества частот в заданном диапазоне.

Для обоснованного применения метода ультразвукового обезвреживания водорослевой флоры в различных водоемах, имеющих свои специфические особенности, должна быть возможность учета различных параметров среды, таких как температура, pH, а в дальнейшем концентрации хлорофилла и фикоцианина, возможно, количество растворенного кислорода и т.д. до, после и во время обработки. Должны быть оптимизированы параметры ультразвукового воздействия: частота, интенсивность и время, для того чтобы обеспечить обезвреживание водорослевой флоры за минимально возможное время в промышленных масштабах. Предлагаемый комплекс способен решить данные задачи.

Уникальность разрабатываемого комплекса, как уже было отмечено выше, будет заключаться в высокоэффективной ультразвуковой излучающей системе, которая сможет обеспечить эффективную работу системы в широком диапазоне частот: от 20 до 100 кГц. Одновременного с этим большая эффективность обработки водной среды достигается за счет переменной плавучести транспортируемой части комплекса – на данное техническое решение была подана заявка на патент РФ на полезную модель.

На рис. 2 приведен внешний вид разработанной транспортируемой части комплекса.

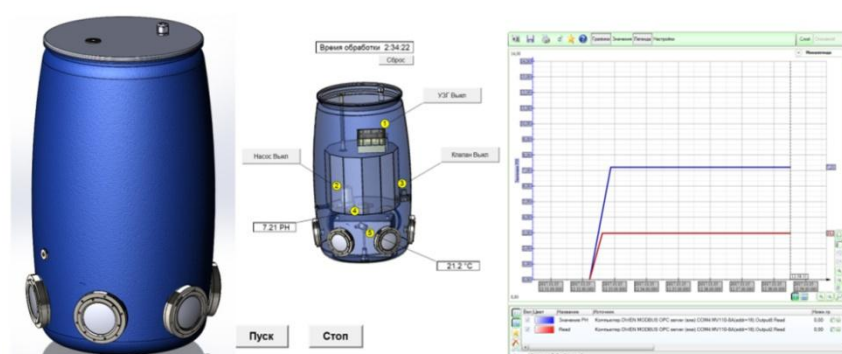


Рис.2.

Для контроля состояния воды используется система датчиков, полученные данные измерений температуры и pH воды передаются посредством телеметрического комплекса к береговой части комплекса, который позволяет как управлять транспортируемой его частью, так и осуществлять мониторинг измерений в реальном времени.

На рис. 2 также представлен внешний вид интерфейса программного обеспечения берегового комплекса, разработанного в среде Master SCADA.

Задача обезвреживания и контроля роста водорослевой флоры, уничтожения цианобактерий и их токсинов, стоит во всех странах во всех регионах мира. Судя по имеющимся публикациям, большой интерес к технологии ультразвуковой обработки водоемов проявляет КНР. Согласно статистике Федерального агентства водных ресурсов на территории России рас-

положено около 2.7 млн. озер, кроме того, сотни крупных и средних водохранилищ, огромное количество небольших прудов. Проблема цветения водорослей и заражения воды токсинами цианобактерий в естественных и искусственных водоемах стоит в целом ряде регионов России. Предлагаемый ультразвуковой комплекс может быть успешно применен для решения данных проблем.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. I. R. Falconer. An Overview of problems caused by toxic blue-green algae (cyanobacteria) in drinking and recreational water // *Environmental toxicology*, 1999
2. Дёмин Ф.П. Водохозяйственный комплекс России: понятие, состояние, проблемы // *Водные ресурсы*, 2010
3. O.I. Belykh, G.A. Fedorova, A.V. Kuzmin, I.V. Tikhonova, O.A. Timoshkin, E.G. Sorokovikova. Microcystins in Cyanobacterial Biofilms from the Littoral Zone of Lake Baikal // *Vestnik Moskovskogo Universiteta*, 2017
4. Shang, L., Feng, M., Xu, X., Liu, F., Ke, F., Li, W. Co-Occurrence of Microcystins and Taste-and-Odor Compounds in Drinking Water Source and Their Removal in a Full-Scale Drinking Water Treatment Plant // *Toxins*, 2018
5. J. Liu, X. Zhou, H. Shi. An optical biosensor-based quantification of microcyst synthetase A gene: Early warning of toxic cyanobacterial blooming // *Anal. Chem.*, 2018
6. X. Wu, E. M. Joyce, T. J. Mason. The effects of ultrasound on cyanobacteria // *Harmful algae*, 2011
7. Armstrong et al. Decreasing microorganisms in fluids using ultrasonic wave technologies // *US patent 2016/0356122A1*
8. Z. Duan, X. Tan, N. Li. Ultrasonic selectivity on depressing photosynthesis of cyanobacteria and green algae probed by chlorophyll-a fluorescence transient // *Water science and tech.*, 2017
9. Y. Yang, Z. Qiu, X. Hou, L. Sun. Ultrasonic Characteristics and Cellular Properties of Anabaena Gas Vesicles // *Ultrasound in medicine and biology*, 2017
10. Румянцев В.В., Поздняков Ш.Р., Рыбакин В.Н., Григорьева Н.Ю., Рудский И.В., Киселев Е.Ю., Коровин А.Н. Многопрофильные натурные и лабораторные эксперименты по оценке работоспособности и экологической безопасности ультразвука при регуляции цветения цианобактерий // *Ученые записки российского государственного гидрометеорологического университета*, 2017

УДК 542.34

Г.М. Глебова<sup>1</sup>, Г.Н. Кузнецов<sup>2</sup>

**СРАВНЕНИЕ ЭФФЕКТИВНОСТИ ПОДАВЛЕНИЯ  
АКУСТИЧЕСКИХ ПОМЕХ ОТ НОСИТЕЛЯ НА БУКСИРУЕМЫХ  
СКАЛЯРНОЙ ИЛИ ВЕКТОРНО-СКАЛЯРНОЙ АНТЕННАХ**

<sup>1</sup> Южный федеральный университет

Россия, 344006 Ростов-на-Дону, ул. Большая Садовая, д. 105/42

<sup>2</sup> Институт общей физики им. А.М. Прохорова РАН

Россия, 119991 Москва, ул. Вавилова, д. 38

Тел.: (495) 941-0193; Факс: (499) 256-1790, E-mail: skbmortex@mail.ru

*Исследуются пространственные отклики скалярной и векторно-скалярной антенн (СА и ВСА). Установлено, что на буксируемых антеннах основным источником помех является шум носителя. Показано, что использование многоканальной ВСА не только обеспечивает однонаправленность приема, но и подавляет боковое поле и помехи от носителя значительно эффективнее, чем СА с такой же апертурой и равным числом элементов.*

Линейные СА удобны тем, что позволяют определять направление на шумящий источник с высокой точностью. Но они имеют зеркальные лепестки, из-за которых невозможно разделять источники, расположенные с двух сторон от апертуры антенны. ВСА из-за подавления зеркального лепестка обеспечивают однонаправленный прием. Донные стационарные ВСА разделяют источники, расположенные «спереди» или «сзади», буксируемые ВСА различают источники по левому и правому борту. Оба полупространства контролируются одновременно с одинаковой разрешающей способностью и эффективностью обнаружения. У буксируемой антенны необходимо подавлять мощный источник помех, связанный с шумами носителя.

Эксперименты выполнялись с линейной эквидистантной ВСА с апертурой 10 м, с идентичными модулями, разнесенными на 0.5 м ( $M = 21$ ). Каждый модуль включал скалярный приемник (СП) и два ортогональных векторных приемника (ВП)  $V_1$  и  $V_2$ . Под СА понимается антенна, которая состоит из 21 СП, входящих в состав каждого модуля ВСА. В стационарных условиях антенна подвешивалась в горизонтальном положении к ферме, закрепленной на поворотном устройстве, позволяющем вращать антенну в горизонтальной плоскости непрерывно или фиксировать ее положение при определенном угле поворота. В качестве источника сигналов использовался

широкополосный излучатель, установленный на глубине 10 м и расстоянии ~185 м от приемной антенны (рис. 1). При испытаниях в режиме буксировки ВСА была опущена с кормы движущегося прямолинейно научного судна, вокруг которого быстроходный катер совершал галсы, двигаясь параллельно вдоль бортов и пересекая курс в носовых и кормовых аспектах.

На первом этапе производилась оценка пеленга с использованием методов Бартлетта, Кейпона и MUSIC, имеющих стандартное, высокое и сверхвысокое разрешение. При обработке по методу Бартлетта использована модификация  $P(\alpha) = W^*(\alpha)K(t)W(\alpha)$ , где матрица ковариаций сигналов  $K$  изменяется во времени из-за вращения антенны, а сканирующий вектор  $W(\alpha)$  «зафиксирован» в направлении на излучатель. Сканирующий вектор задавался в виде когерентной суммы сигналов, приходящих по трем или четырем лучам:  $W(x, y, z) = \sum_{l=1}^3 [1, \cos \alpha \sin \beta_l, \sin \alpha \sin \beta_l] p_l(x, y, z)$ , где  $p_l(x, y, z)$  – сигналы, приходящие по разным лучам,  $\alpha$  – пеленг,  $\beta_l$  – углы места для лучей,  $l$  – номер луча. Установлено, что теоретическая и экспериментальная ширина главного лепестка у ВСА и СА практически одинаковая, так как определяется апертурами антенн, которые у антенн равны, но отклик ВСА, в отличие от СА, дает однозначное определение направления на источник, т.к. сигнал, принятый антенной по зеркальному лепестку, эффективно подавляется. Установлено также, что максимальное значение отклика ВСА в четыре раза больше, чем для СА, т.к. при обработке методом Бартлетта для сканирующих векторов, совпадающих с направлением на источник, отклик антенны можно записать в виде  $P(\theta = \theta_0) = W^*UU^*W = = STr^2(K(s)) = SG^2$ , где  $G = Tr(K(s))$ . Следовательно, для СА  $G = M$  (равно числу модулей), а для ВСА –  $G = 2M$ . Таким образом, для СА имеем  $P(s) = SM^2$ , а для ВСА –  $P(s) = 4SM^2$  – сигналы от источников суммируются ВСА когерентно не только по всем модулям антенны, но и в каждом модуле – по приемнику давления и по сумме двух ВП.

На втором этапе после оценки пеленга выполнялось сканирование по двум координатам: расстоянию до излучателя в горизонтальной плоскости  $-R = (x^2+y^2)^{1/2}$  и глубине  $-z$  (также с использованием стандартного, высокого и сверхвысокого методов разрешения). При использовании метода сверхвысокого разрешения MUSIC глубина и расстояние до источника определяются с высокой точностью. Метод Кейпона также позволяет определить расстояние и глубину источника, однако уровень бокового фона выше. Стандартный метод имеет еще более высокий боковой фон и несколько ложных лепестков единичного уровня. На рис. 1 представлены ХН антенны, образованные проекцией трехмерного отклика на горизонтальную плоскость. СА и ВСА имеют одинаковые апертуру, число приемников и диапазоны рабочих частот. Видно, что отклик ВСА не имеет зеркального лепестка, а боковое поле существенно меньше, чем у СА. Но расстояние обе антенны определяют с достаточно хорошей и соизмеримой точностью (5–8%).



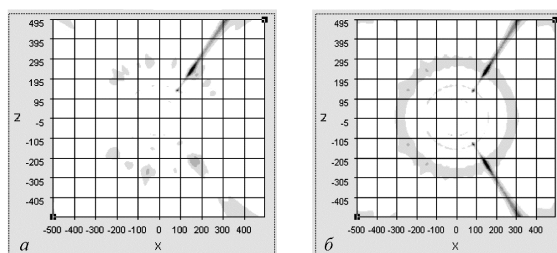


Рис. 1. Согласованная обработка (Кейпон, вращение антенны): (а) ВСА и (б) СА.

**Пеленгование движущегося источника в режиме буксировки.** Многоканальная ВСА буксировалась судном на глубине около 5 м со скоростью 6 узлов. Источником сигналов являлся быстроходный катер. Рабочая полоса частот 1–3 кГц. Для контроля взаимного положения антенны и движущегося источника их координаты измерялись приемниками GPS, установленными на буксировщике и катере. На рис. 2а представлены траектории движения антенны и источника, измеренные с помощью приемников GPS. Отмечены моменты  $t_1$  и  $t_2$ , в которые обрабатывались сигналы (см. рис. 3). В эти моменты акустические пеленга равны  $\varphi = 250^\circ$  и  $\varphi = 147^\circ$ , что хорошо согласуется с измерениями GPS. Линейная СА, в отличие от ВСА, не дает однозначного пеленга на источник (рис. 2в и 3б,з). Видно (рис. 3), что уровень бокового поля для СА примерно в три раза больше, чем для ВСА, так как направленность ВП уменьшает уровень боковых лепестков

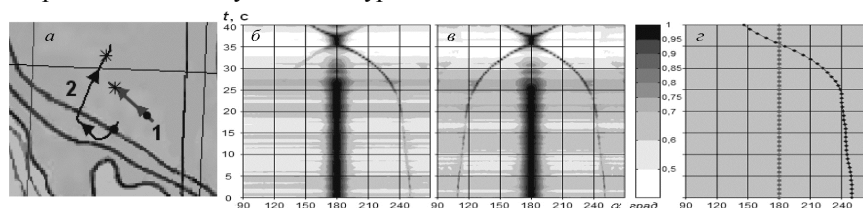


Рис. 2. (а) Траектории движения центра антенны (1) и источника (2), стрелками указаны направления движения судов, символы  $\bullet$  и  $*$  соответствуют положению антенны и источника в моменты времени ( $t_1$  и  $t_2$ ). (б, в) Зависимости акустического пеленга на катер от времени, рассчитанные методом MUSIC с использованием: (б) ВСА, (в) СА; (з) оценки пеленга вдоль траектории по данным приемников GPS.

На рис. 4 и 5 представлены результаты пеленгования катера, в том числе, с подавлением помех от носителя (выбеливанием пространственного спектра). На рис. 4 изображены отклики на источник в зоне траверза ( $90^\circ$ ) и выделена помеха от носителя ( $180^\circ$ ). На рис. 5 представлены отклики от ВСА без подавления и с подавлением, но для далеко расположенного катера, сигнал которого практически не наблюдается на фоне помех – особенно при близости пеленгов на катер и на носитель. Но после подавления помех носителя сигнал обнаруживается и пеленг измеряется.

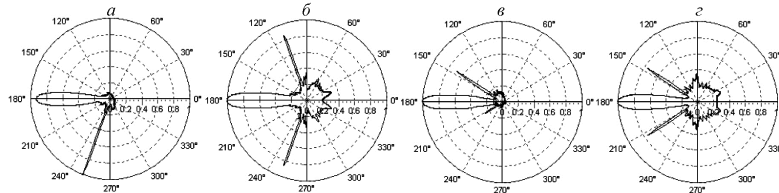


Рис. 3. Пространственные спектры, полученные при обработке сигналов методом Бартлетта; (а, в) для ВСА; (б, з) для СА; (а, б) и (в, з) – моменты времени  $t_1$  и  $t_2$ .

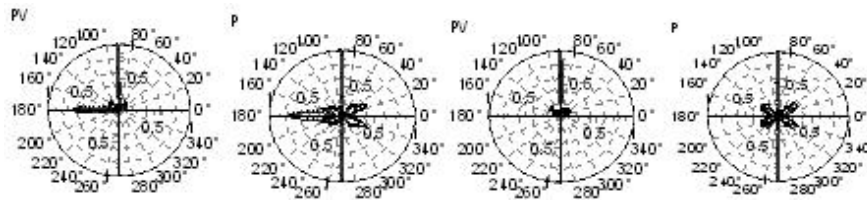


Рис. 4. Отклики ВСА (PV) и СА (P) в режиме буксировки при пеленговании катера в зоне траверза ( $90^\circ$ ) на фоне шумов носителя, приходящих по пеленгу  $180^\circ$ .

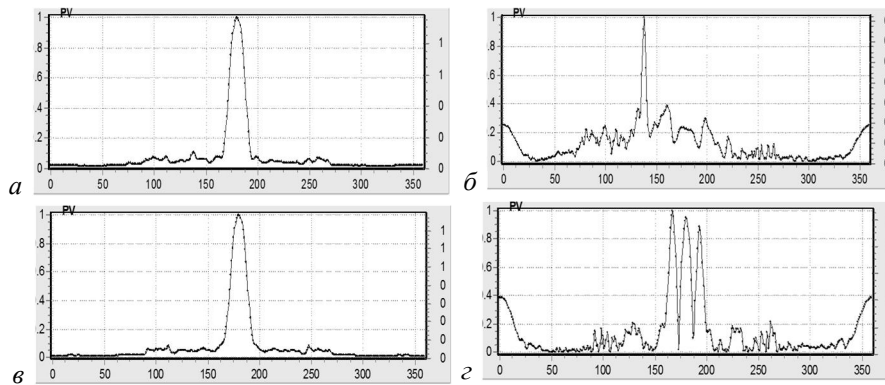


Рис. 5. Отклики ВСА без выбеливания помех (а, в) и после выбеливания (б, з). По данным GPS пеленги на катер равны:  $130^\circ$  (а, б) и  $168^\circ$  (в, з), носовой аспект.

ВСА подавляет зеркальный лепесток на 12–15 дБ и более, уровень бокового фона для ВСА в 3 раза меньше, чем у СА, отношение сигнал/помеха (ОСП) на выходе ВСА примерно в четыре раза больше, чем у СА. Поэтому ВСА разделяет сигналы с противоположных направлений и заметно увеличивает помехоустойчивость обнаружения и пеленгования.

Показана возможность однозначной оценки в пассивном режиме трех пространственных координат источника. Погрешность оценки пеленга на источник, контролируемого приемниками GPS, равна  $\sigma = 0.36^\circ$ , но в реальных условиях значения ОСП и величина сбудут зависеть от помеховой обстановки – наличия или отсутствия локальных источников помех.

УДК 534.6

**Б.И. Гончаренко<sup>1</sup>, А.И. Веденев<sup>2</sup>, А.С. Шуруп<sup>1,2</sup>**

**НАТУРНЫЕ ИЗМЕРЕНИЯ ВЕКТОРНО-ФАЗОВОЙ СТРУКТУРЫ  
АКУСТИЧЕСКОГО ПОЛЯ В МЕЛКОМ ВОДОЕМЕ**

<sup>1</sup> МГУ имени М.В. Ломоносова, физический факультет, кафедра акустики. Россия, 119992 ГСП-2 Москва, Ленинские горы, д.1, стр.2  
Тел. (495) 939-3081, e-mail: shurup@physics.msu.ru

<sup>2</sup> Институт океанологии им. П.П. Ширшова РАН.  
Россия, 117218, Москва, Нахимовский пр. 36  
Тел. (495) 380-4150, e-mail: vedenev@ocean.ru

*Анализируются результаты эксперимента по измерению векторно-фазовой структуры акустического поля в мелком водоеме. Одновременная регистрация звукового давления и трех взаимно ортогональных составляющих колебательной скорости осуществлялась с использованием приемника звукового давления и векторного приемника. В качестве источника тонального сигнала использовался буксируемый излучатель; также приводятся результаты измерений шумового сигнала от судна, проходящего вблизи точки расположения комбинированного приемного модуля. Проведены оценки значений относительных уровней звукового давления и трех составляющих колебательной скорости для различных расстояний до источника.*

Пространственное затухание звука является одним из важных факторов для оценки эффективности подводного наблюдения, а также акустического мониторинга морской акватории по акустическим сигналам. Величины затухания звуковых сигналов, как показано в работе [1], в сильной степени могут изменяться в зависимости от глубин погружения источника звука и приемного устройства, акустических свойств донных отложений, типа источника звука (монополь, диполь). Может наблюдаться существенный разброс пространственного затухания звука, причиной которого является изменчивость акустических свойств донных отложений [2] вдоль трассы распространения сигнала. Как правило, при изучении пространственного затухания звука использовался приемник звукового давления. Однако в последнее время при изучении пространственного затухания звука возрос интерес к исследованию векторных характеристик акустического поля [3,4] – колебательной скорости частиц среды, ускорения или смещения частиц среды в звуковом поле. Изучение перечисленных характеристик дают дополнительную информацию о структуре звуковых полей и могут быть использованы

для решения практических задач, не только в гидроакустике, но и в других областях. Например, для исследования гидроакустического воздействия на ихтиофауну возникает необходимость измерения параметров движения частиц среды в акустическом поле (колебательной скорости, ускорения или смещения), так как рыбы и беспозвоночные, в основном чувствительны к колебаниям частиц среды, а не к звуковому давлению [5].

В настоящей работе приводятся результаты обработки натуральных измерений векторно-фазовой структуры акустического поля, проведенных в русле, а также в устье реки Урал в июне 2017 года. Осуществлялось одно-временное измерение, как амплитуды звукового давления, так и трех взаимно ортогональных составляющих колебательной скорости, что позволило оценить относительные уровни и сравнить характер пространственного затухания этих составляющих акустического поля.

При проведении эксперимента использовался донный вариант постановки комбинированного приемного модуля (КПМ), состоящего из приемника звукового давления и векторного приемника (ВП) (три взаимно ортогональных канала колебательной скорости). Диаграммы направленности каналов векторного приемника в рабочем диапазоне частот были косинусного типа; использовался гидрофон с ненаправленной диаграммой направленности. Ввиду сильного течения р. Урал (оно составило примерно 1 м/с), рамка КПМ, которая одновременно служила обтекателем, была дополнительно обшита в два слоя защитным материалом, что позволило существенно снизить шумы обтекания, возникающие на звукоприемниках от набегающего водяного потока.

В качестве источника тонального сигнала 920 Гц использовалась пьезоэлектрическая сфера диаметром 80 мм. Продолжительностью излучения составляла от 1 до 2 минут. Источник перемещался на небольшой моторной лодке на удаление до 175 м от приёмной системы. Положение лодки контролировалось с помощью фала, закрепленного на обеспечивающем судне, с помощью GPS, а также лазерным измерителем расстояний. Как показали измерения, вертикальное распределение скорости звука в водной толще, а также глубину в местах проведения экспериментов можно считать постоянными в пределах погрешности прибора.

Первый эксперимент по исследованию убывания уровня тонального звукового сигнала был проведен в русле р. Урал. Глубина вдоль трассы измерений составляла примерно 5 м. Излучатель находился на глубине 1.3 м и перемещался от КПМ в направлении, по течению реки. Были получены записи звукового давления и трех взаимно ортогональных составляющих колебательной скорости для различных расстояний (13-175 м) от излучателя до КПМ. Также, во время проведения этого эксперимента удалось записать шумовой сигнал от проходящего поблизости судна, движущегося против течения реки; расстояние до судна в разные моменты фиксировалось с помощью лазерного измерителя расстояний.

Второй эксперимент был проведен в устье р. Урал при движении источника звука в направлении открытого моря (северная часть Каспийского моря). Глубина вдоль трассы измерений составляла 4 м. Излучатель, как и в первом эксперименте, располагался на глубине 1.3 м. Также проводились записи звукового давления и трех взаимно ортогональных составляющих колебательной скорости для различных расстояний (10-175 м) между излучателем и КПП.

Для выявления характера убывания рассматриваемых составляющих звукового поля в зависимости от возрастания горизонтального расстояния  $r$  между КПП и источником звука рассчитывался относительный уровень

величины звукового поля  $L(r)$ :  $L(r) = 10 \lg \left[ \frac{1}{t_2 - t_1} \int_{t_1}^{t_2} \frac{f^2(r, t)}{f_0^2} dt \right]$ , здесь в

качестве функции  $f$  выбираются значения давления  $p(r, t)$ , измеренные в различные моменты времени  $t$  для заданного расстояния  $r$ , или аналогичные зависимости одной из трех взаимно ортогональных компонент  $v_x, v_y, v_z$  колебательной скорости;  $t_1$  и  $t_2$  – времена начала и окончания

записи сигналов на заданном расстоянии  $r$ ;  $f_0^2 = \frac{1}{t_2 - t_1} \int_{t_1}^{t_2} f^2(r_0, t) dt$ , где

$r_0$  – минимальное расстояние, с которого начинались измерения.

На рис. 1а и 1б представлено убывание составляющих звукового поля, соответственно, в русле и в устье р. Урал, а также аналитические зависимости, соответствующие цилиндрическому закону убывания звукового поля  $\sim 1/\sqrt{r}$  и сферическому закону  $\sim 1/r$  (а также квадратичному убыванию  $\sim 1/r^2$  на рис. 1в). Полученные оценки относительных уровней звукового давления и трех взаимно ортогональных составляющих колебательной скорости демонстрируют различный характер зависимости пространственного затухания этих составляющих акустического поля. Это означает, что возможности оценки уровней колебательной скорости частиц водной среды на основе пересчета из значений давления в рассматриваемом случае могут быть ограничены даже на сравнительно больших расстояниях от источника. В этом случае, для более точного измерения векторно-фазовой структуры акустического поля в мелком водоеме требуется использование КПП. Наблюдаемые на рис. 1а и 1б существенные вариации уровней давлений и колебательной скорости, могут быть связаны с интерференционными эффектами, которые заметно проявляются в мелком водоеме.

На рис. 1в изображено убывание звукового давления шумового сигнала корабля, профильтрованного вблизи основной дискретности 530 Гц, по мере его удаления от КПП. В этом случае также наблюдаются заметные вариации уровня сигнала, обусловленные, по-видимому, интерференцией. При этом убывание уровня сигнала происходит существенно быстрее по сравнению со случаем излучения тонального сигнала и соответствует обратной квадра-

точной зависимости. Этот необычный, на первый взгляд, эффект известен из литературы [1] и связан с влиянием свободной поверхности при незначительном по сравнению с длиной волны заглублением источника.

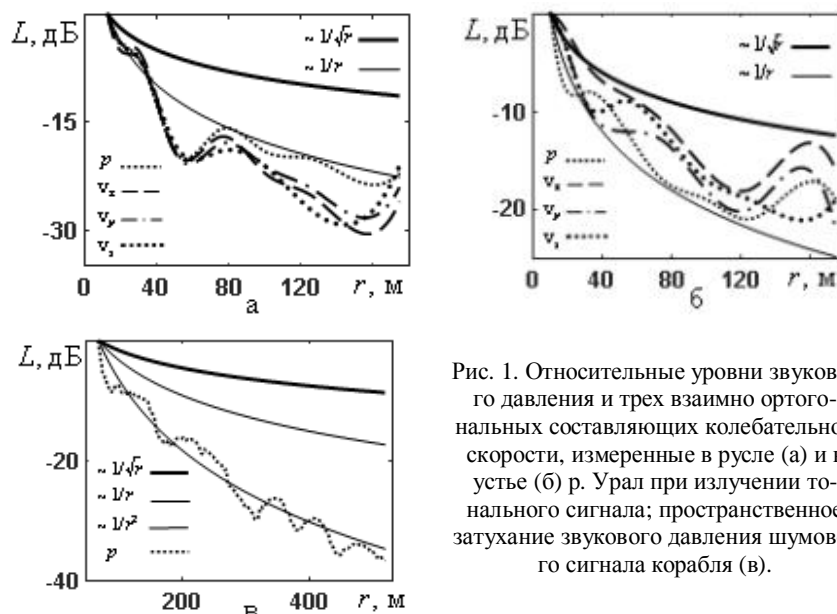


Рис. 1. Относительные уровни звукового давления и трех взаимно ортогональных составляющих колебательной скорости, измеренные в русле (а) и в устье (б) р. Урал при излучении тонального сигнала; пространственное затухание звукового давления шумового сигнала корабля (в).

Работа выполнена при финансовой поддержке гранта РФФИ № 16-02-00680, а также гранта Президента РФ для научных школ № НШ 5545.2018.5.

### ЛИТЕРАТУРА

1. Рожин Ф.В., Тонаканов О.С. Общая гидроакустика, изд. МГУ, 1988, с. 33-45.
2. Агеева Н.С., Крупин В.Д. Влияние дна на формирование звукового поля в мелком море. //Акуст. ж., 1980, т.26, № 2, с. 161-166.
3. Белов А.И., Кузнецов Г.Н. Пространственное затухание различных составляющих звуковых полей в водном слое и осадках мелкого моря // Акуст. ж., 2017, т.63, № 6, с. 614-622.
4. Кузнецов Г.Н., Степанова А.Н. Приближенные аналитические представления законов спада векторно-скалярных полей мультипольных источников в волноводе Пекериса // Акуст. ж., 2017, т.63, № 6, с. 623-636.
5. Биоакустика / под ред. В.Н. Ильичева // М.: Высшая школа, 1975, 257 с.

УДК534-143

**С.В. Горовой**

**ИССЛЕДОВАНИЕ ХАРАКТЕРИСТИК НЕЛИНЕЙНОСТИ  
И НЕГАУССОВОСТИ ШУМОВ МОРЯ**

Дальневосточный федеральный университет  
Россия, 690091г. Владивосток, ул. Суханова, д. 8  
Тел.: (232) 265-2424; E-mail: GorovoySV@mail.ru

*Приведены результаты исследования временной изменчивости биспектров шумов мелкого моря. По биспектрам оценены характеристики временной изменчивости нелинейности и негауссовости данных шумов с помощью метода, предложенного М. Хиничем (M.J. Hinich). Показано, что в качестве модели исследованных в данной работе шумовых сигналах на выходе узкополосных фильтров при уровне значимости 0.05 может быть использован гауссовский случайный процесс, при расширении полосы пропускания — линейный негауссовский процесс, при дальнейшем расширении полосы пропускания — нелинейный негауссовский случайный процесс.*

В качестве моделей гидроакустических шумов и помех на относительно коротких интервалах времени находят применение линейные эргодические дискретные случайные процессы  $\{x(t)\}$  на выходе дискретного линейного фильтра с импульсной характеристикой  $h(t)$ , на вход которого подается случайный сигнал  $\varepsilon(t)$ , моделью которого служит эргодический дискретный случайный процесс  $\{\varepsilon(t)\}$  с известными совместными вероятностными распределениями выборочных значений:

$$x(t) = \sum_{s=0}^{\infty} h(s)\varepsilon(t-s), \quad (1)$$

где  $t = 0, 1, 2 \dots$  – дискретное время. Если  $\{\varepsilon(t)\}$  – гауссовский случайный процесс, то  $\{x(t)\}$  – также гауссовский процесс и потому его моменты и кумулянты нечетных порядков равны нулю, а совместные функции распределения выборочных значения любого порядка определяются только ковариационной функцией. Предположим, что процесс  $\{\varepsilon(t)\}$  не является гауссовскими и его третий момент  $E\varepsilon^3(t) \neq 0$  (знак  $E$  используется для обозначения математического ожидания). Тогда кумулянт 3-го порядка  $c_{xxx}(m, n) = E(x(t)x(t+m)x(t+n)) \neq 0$  по крайней мере для некоторых значений  $m$  и  $n$ . В этом случае процесс  $\{x(t)\}$  является линейным (т.е. его реализации можно представить в виде суммы (1)), но не гауссовским. Если для формирования  $x(t)$  вместо (1) используется нелинейное преобразование процесса  $\{\varepsilon(t)\}$ , то

процесс  $\{x(t)\}$  будет нелинейным негауссовским, в том числе если  $\{\varepsilon(t)\}$  – гауссовский случайный процесс [1]. Отличие от нуля статистических оценок кумулянта  $c_{xxx}(m, n)$  может быть использовано для обнаружения отклонений совместного распределения выборочных значений процесса  $\{x(t)\}$  от гауссовского, в том числе в тех случаях, когда оценки одномерного распределения не противоречат гауссовскому закону, а также для проверки гипотез о линейности  $\{x(t)\}$ . В ряде случаев вместо кумулянтов 3-го порядка удобнее использовать биспектры, представляющие собой их двумерные преобразования Фурье. Для действительного стационарного 3-го порядка дискретного случайного процесса  $\{x(t)\}$  с нулевым математическим ожиданием биспектр определяется соотношением [1]

$$B_x(\omega_1, \omega_2) = \sum_{m=-\infty}^{\infty} \sum_{n=-\infty}^{\infty} c_{xxx}(m, n) \exp[-i(\omega_1 m + \omega_2 n)] \quad (2)$$

Значения  $B_x(\omega_1, \omega_2)$  характеризуют «меру связи» между Фурье компонентами на частотах  $\omega_1$  и  $\omega_2$  [1-4]. Результаты исследования кумулянтов и биспектров различных сигналов приведены в [2-3].

В [4] описан предложенный М. Хиничем (M.J. Hinich) статистический критерий и алгоритм его реализации, позволяющие с помощью сформированной из оценок биспектра (2) и оценок спектральной плотности  $S_x(\omega)$  при  $\omega = \omega_1, \omega = \omega_2, \omega = \omega_1 + \omega_2$  статистики

$$Xstat = \sum_{\omega_1, \omega_2} \frac{|B_x(\omega_1, \omega_2)|^2}{S_x(\omega_1)S_x(\omega_2)S_x(\omega_1 + \omega_2)} \quad (3)$$

проверять гипотезы о линейности и не противоречии гауссовскому закону случайного процесса  $\{x(t)\}$  при заданном уровне значимости. Статистика  $Xstat$  описывается нецентральной распределением хи-квадрат. Для гауссовских случайных процессов слагаемые в правой части (3), вычисленные для различных реализаций и различных значений  $\omega_1$  и  $\omega_2$  должны мало отличаться от нуля, для негауссовских линейных случайных процессов они должны мало отличаться друг от друга в смысле используемого статистического критерия [4]. Анализ различий между отдельными слагаемыми в (3) позволяет сделать некоторые выводы об однородности и «степени перемешанности по спектру» процесса. Для линейных процессов (1) статистику (3) можно применять и для сигналов на выходе линейного реализуемого фильтра. Это позволяет проверять гипотезы о линейности и гауссовости сигналов в различных полосах частот.

В пакете прикладных программ hosa (дополнение к Matlab) приведены исходные тексты программ для вычисления кумулянтов, биспектров и статистики  $Xstat$ .

Исследования возможностей использования кумулянтов и биспектров для решения задач обработки сигналов активно проводились в 80-е годы XX столетия на имевшихся в то время 8-разрядных АЦП и программно-аппаратных средствах. Еще тогда в ряде работ отмечалось, что результаты



оценивания кумулянтов и биспектров шумовых сигналов «более сильно» зависят точности оцифровки данных сигналов, чем при оценивании спектральной плотности, т.к. даже «близкие по форме и спектру» сигналы могут содержать различающиеся нелинейные составляющие, которые при «классическом» спектральном анализе нивелируются. В настоящее время появилась возможность использования серийно-выпускаемых 24 и 32разрядных АЦП и получать статистически более качественные результаты.

Далее описаны результаты экспериментального исследования временной изменчивости биспектров гидроакустических шумов в мелководной части залива Петра Великого Японского моря вблизи порта Владивосток в диапазоне частот 20–3500 Гц на интервалах времени до 30 с. Время накопления при вычислении биспектров составляло 0.1–10 с. По биспектрам оценены характеристики временной изменчивости нелинейности и негауссовости данных шумов. Использовался одиночный ненаправленный гидрофон с чувствительностью 180 мкВ/Па, установленный вблизи дна. Глубина места в районе установки гидрофона составляла 30 м, грунт – песок. Судов на удалении до 2-х миль от района установки гидрофона не было. Сигналы с выхода гидрофонного усилителя подавались на устройство дискретизации на микросхеме 32-разрядного АЦП AD7172-2 и обрабатывались в среде Matlab (лицензия ДВФУ): выделялись участки, на которых влияние помех от посторонних сигналов было менее заметно и подвергались полосовой фильтрации с помощью КИХ-фильтра с перестраиваемой средней частотой и полосой пропускания. У отфильтрованных сигналов отбрасывались участки, соответствующие переходным процессам при «включении» фильтра. Далее выполнялось нормирование по уровню оставленных для дальнейшего анализа участков сигналов так, чтобы их математические ожидания и дисперсии составляли  $0 \pm 10^{-10}$  и  $1 \pm 10^{-7}$  соответственно. Для этих участков, а также для сформированным аналогичным образом участков записей собственных шумов аппаратуры и модельных шумов с использованием модифицированной программы glstat, входящей в состав пакета hosa вычислялись статистики (3), а по ним проверялись гипотезы о не противоречии предположениям о линейности и гауссовости.

На рис. 1 приведены результаты расчета статистики  $Xstat$  для типичного фрагмента зарегистрированного гидрофоном сигнала (вверху) и программно сгенерированного модельного белого шума (50 последовательных фрагментов длительностью 0.25 с) в «обзорной» полосе 20—3500 Гц. При сужении полосы частот значения  $Xstat$  уменьшаются и расширяются временные области «линейности и гауссовости», «линейности и негауссовости», в которых значения  $Xstat$  «относительно мало» отличаются от нуля. Если полоса частот становится меньше октавы, перестают быть заметными многие нелинейные эффекты. Если полоса частот становится меньше 1/12 октавы, становится заметным эффект «нормализации» случайных процессов при прохождении через узкополосные устройства.

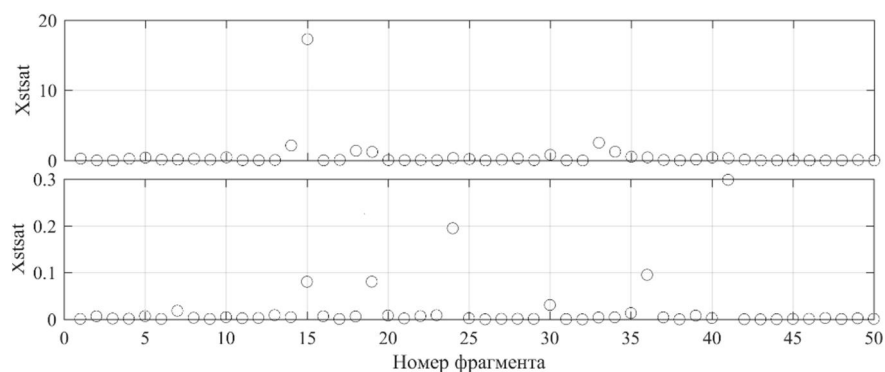


Рис. 1. Статистика  $X_{stat}$  в полосе частот 20–3500 Гц. Вверху – гидроакустический шум, внизу – модельный белый шум.

Детальный анализ полученных значений статистик  $X_{stat}$  при уровне значимости 0.05 позволяет сделать следующие выводы:

1. В качестве модели исследованных в данной работе шумовых сигналов на выходе узкополосных фильтров при уровне значимости 0.05 может быть использован гауссовский случайный процесс, при расширении полосы пропускания – линейный негауссовский процесс, при дальнейшем расширении полосы пропускания – нелинейный негауссовский случайный процесс.

2. В исследованных шумовых сигналах присутствуют нерегулярные области «линейности и гауссовости», «линейности и негауссовости» и «нелинейности и негауссовости» длительностью 10 мс и более. Они могут быть использованы как «окна прозрачности» и «окна непрозрачности» при построении адаптивных приемных систем.

## ЛИТЕРАТУРА

1. Брилинджер Д. Временные ряды. Обработка данных и теория / М.: Мир, 1980.
2. Wegman E.J., Schwartz S.C., Thomas J.B. (Editors). Topics in Non-Gaussian Signal Processing / Springer-Verlag, 1989.
3. Patterson D.M. Ashley R.A. A nonlinear time series workshop: A toolkit for detecting and identifying nonlinear serial dependence / Springer Science + Business Media, New York, 2000.
4. Hinich M.J. Testing for gaussianity and linearity of stationary time series // Journal of time series analysis, vol. 3, no. 3 pp. 169–176, 1982.

УДК 534.23

Г.И. Долгих<sup>1</sup>, А.Ф. Щербатюк<sup>2</sup>

**МОБИЛЬНЫЙ АППАРАТНО-ПРОГРАММНЫЙ КОМПЛЕКС ДЛЯ  
ИССЛЕДОВАНИЯ СТРУКТУРЫ ГИДРОФИЗИЧЕСКИХ ПОЛЕЙ  
ШЕЛЬФА**

<sup>1</sup>Тихоокеанский океанологический институт им. В.И. Ильичёва ДВО  
РАН

Россия, 690041 Владивосток, ул. Балтийская, д.43

Тел.: (423) 2312598; Факс: (423) 2312573, E-mail: dolgikh@poi.dvo.ru

<sup>2</sup>Институт проблем морских технологий ДВО РАН

Россия, 690091 Владивосток, ул. Суханова, д. 5а

Тел.: (423) 2432416; E-mail: scherba@marine.febras.ru

*На основе современных технологий создан аппаратно-программный комплекс, состоящий из береговой системы лазерных деформографов и автономного необитаемого подводного аппарата, оснащённого высокочувствительной гидроакустической системой, состоящей из гидрофона 8104 компании Bruel&Kjaer, предусилителя, АЦП и устройства записи и хранения данных, вспомогательной аппаратурой. Проведённые испытания комплекса в натуральных условиях подтвердили его высокие технические возможности.*

Созданный аппаратно-программный комплекс состоит из береговой системы лазерных деформографов, автономного необитаемого подводного аппарата (АНПА), оснащённого высокочувствительной гидроакустической системой, состоящей из гидрофона 8104 компании Bruel&Kjaer, предусилителя, АЦП и устройства записи и хранения данных, вспомогательной аппаратуры. В зависимости от задач различных экспериментов комплекс может быть оснащён низкочастотными гидроакустическими и сейсмоакустическим излучателями.

В данной работе описан один из экспериментов, направленных на изучение пространственно-временной структуры гидроакустического поля, создаваемого на шельфе монотонно возрастающей глубины низкочастотным гидроакустическим излучателем, который генерировал гармонические и сложные фазоманипулированные сигналы с центральной частотой 33 Гц. В эксперименте основным носителем, в носовой части которого расположена приёмная гидроакустическая система с записывающим устройством, был АНПА, приведённый на рис.1. В состав АНПА МАРК входят непосред-

ственно носитель и информационно-измерительная система. Носитель включает корпусную конструкцию, движительно-рулевой комплекс, систему энергообеспечения, систему программного управления и контроля, навигационный комплекс, средства связи и средства обнаружения подводного аппарата. Конструкция АНПА включает негерметичные носовой и кормовой отсеки и герметичный центральный отсек, в котором размещена цифровая система программного управления. На нем также установлены антенны гидролокатора бокового обзора. В носовой части расположены системы радиосвязи, приемник спутниковой навигационной системы, датчики солености, температуры и давления, а также доплеровский лаг. Длина носовой части аппарата является переменной и зависит от устанавливаемого на аппарат дополнительного пользовательского оборудования.

Кормовая часть АНПА МАРК включает антенну гидроакустической навигационной системы и системы связи, а также движительно-рулевой комплекс, который состоит из четырех маршевых движителей с фиксированным положением. Каждый движитель включает электронный блок управления и бесколлекторный двигатель с 3-х лопастным винтом. Движительный комплекс обеспечивает максимальную скорость движения аппарата около 2,5 м/с. Для обнаружения подводного аппарата используются проблесковый светомаяк (на поверхности моря) и гидроакустический пингер (в толще воды). При этом на поверхности моря система радиосвязи обеспечивает передачу на дистанции до 5 км координат АНПА.



Рис. 1. АНПА МАРК после очередного запуска.

В первый день эксперимента осуществлена настройка динамических коэффициентов АНПА, разработана программа-задание для реализации требуемых миссий АНПА. Во второй день выполнены два прохода АНПА прямолинейными галсами в течение 15 минут каждый, со стабилизацией глубины 2 и 5 метров. АНПА двигался от пирса по направлению к судну, с борта которого был спущен излучатель, который во время эксперимента излучал гармонические сигналы на частоте 33 Гц. Карта-схема эксперимента приведена на рис.2. В таблице указаны времена и координаты точек старта и финиша траектории АНПА.

Таблица. Экспериментальные данные.

Глубина, м	Время начала	Время конца	Координаты начала	Координаты конца
2	01:09:06	01:29:06	42 35 01,05 131 09 51,71	42 35 28,42 131 09 50,11
5	02:09:13	02:19:11	42 35 01,96 131 09 51,76	42 35 18,50 131 09 50,77

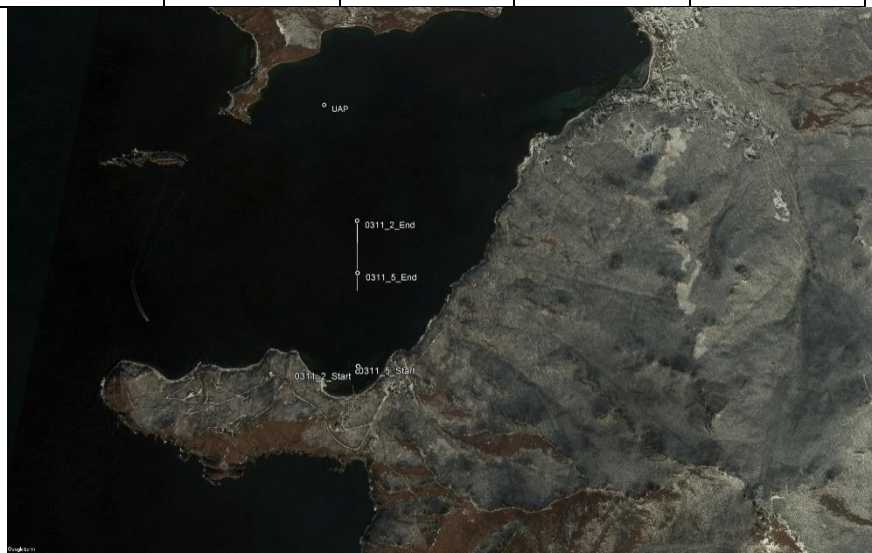


Рис.2. Карта-схема эксперимента.

На рис. 3 приведены данные эксперимента при движении АНПА на глубину 2 м. На графиках зеленым цветом отображена высота движения АНПА над грунтом, синим – глубина и красным – программное значение глубины. Сумма значений глубины и высоты движения АНПА дает глубину моря в данной точке. При движении АНПА непрерывно регистрировал сигналы, излучаемые низкочастотным гидроакустическим излучателем. Таким образом, было получено пространственно-временное распределение

излучённого гидроакустического сигнала на глубине 2 м по трассе движения АНПА. Далее излучатель повторил движение по той же трассе, но уже на глубине погружения от поверхности океана 5 м. Во время выполнения миссии стояла хорошая безветренная погода, на море был штиль.

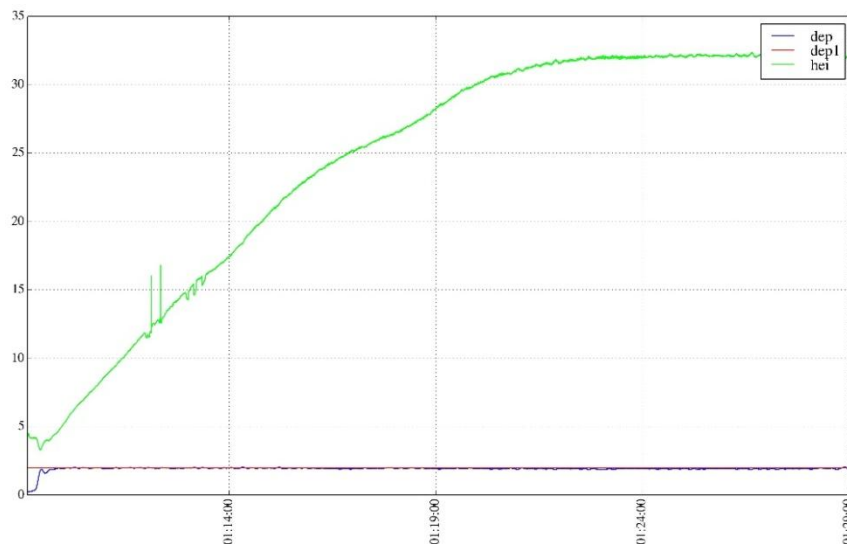


Рис.3. Графики экспериментальных данных.

В третий день эксперимента АНПА двигался вдоль дна, по возможности повторяя рельеф дна на следующих высотах от дна: 1.5, 2.0, 3.0, 4.0, 5.0, 6.0, 7.0 м. Полученные непрерывные экспериментальные данные были помещены в базу экспериментальных данных и в дальнейшем были обработаны. При обработке основное внимание было уделено изучению пространственного распределения гидроакустического поля, создаваемого на шельфе монотонно возрастающей глубины гидроакустическим излучателем, работающим на частоте 33 Гц.

Работа выполнена при частичной финансовой поддержке РФФИ (грант №16-29-02023\_офи-м).

УДК534.2;681.518

**Б.В. Кержаков, В.В.Кулинич**

**ИССЛЕДОВАНИЕ ЭФФЕКТИВНОСТИ ПРИЕМА СЛОЖНЫХ СИГНАЛОВ В ПОДВОДНОМ ЗВУКОВОМ КАНАЛЕ**

Институт прикладной физики Российская академия наук  
603950 Н. Новгород, ул. Ульянова, 46  
Тел.: (8312) 365745; E-mail: kul@appl.sci-nnov.ru

*В работе исследуется возможность повышения эффективности приема сложных сигналов в подводном звуковом канале на основе выбора их основных параметров. Для конкретных характеристик канала приводятся результаты количественных оценок несущей частоты, ширины полосы и длительности сигналов, обеспечивающих требуемые характеристики помехоустойчивости при ограничении мощности источника.*

Сложные сигналы широко используются при решении многих задач, включающих, в том числе задачи передачи информации и связи, а также задачи управления различными объектами и измерения их параметров. При этом сложные сигналы, база которых  $V \gg 1$ , по своим возможностям существенно отличаются от узкополосных сигналов, база которых  $V \approx 1$ . Использование сложных сигналов в условиях многолучевого (многомодового) распространения, характерного как для подводных звуковых каналов, так и для некоторых типов каналов радиосвязи, дает возможность повысить эффективность приемных систем. Конкретные значения параметров сигналов, обеспечивающих заданные величины характеризующие помехоустойчивость приемной системы, зависят от конкретных условий ее функционирования т.е. от характеристик как самого канала, так и от используемого диапазона частот и пространственного положения приемника и источника излучения в канале. При независимых, медленных релеевских флуктуациях амплитуд сигналов отдельных лучей процедуры обработки, получаемые на основе метода максимального отношения правдоподобия. [см. напр.1], приводят к алгоритмам с весовым суммированием квадратов выходных откликов  $\Lambda_m$  согласованной корреляционной обработки или согласованной фильтрации многолучевого сигнала. Аналогичный по структуре алгоритм может быть получен и при рассмотрении более общего случая неполного разрешения сигналов. Величина отношения  $q_m^2$  в этом случае определяет энергетическое отношение интерференционной суммы ком-

плексных амплитуд сигналов  $A_l$ , попадающих по времени прихода в  $m$ -й элемент разрешения и спектральной плотности мощности шумов  $N_0$ ,

$$q_m^2 = \left| \sum_{l=1}^{P(m)} A_l \right|^2 T / N_0 \quad (1)$$

где  $P(m)$  – число сигналов попадающих в  $m$ -й элемент разрешения, зависящее от номера элемента вследствие неравномерного распределения приходов сигналов во времени. Вероятности ложных тревог и правильного обнаружения  $F$  и  $D$ , характеризующие помехоустойчивость алгоритма с весовым накоплением определяют в рассматриваемом случае потенциальные его возможности по выделению принимаемых сигналов на фоне естественных шумов [2]. Весовое накопление, позволяет автоматически исключить при накоплении “зашумленные” каналы. Однако, поскольку эти веса неизвестны, для реализации этого алгоритма требуется их предварительная оценка, что существенно усложняет его практическую реализацию. В этом случае, целесообразно использовать алгоритмы с безвесовым накоплением всех  $\Lambda_l$ , для которых отношение сигнал/шум (1) больше единицы. Алгоритм обработки при этом представляется в виде

$$\Lambda = \sum_{l=1}^P |\Lambda_l|^2 \quad (2)$$

Выходной сигнал  $\Lambda$  алгоритма (2) в отсутствии полезного сигнала в поле входного воздействия подчиняется  $\chi^2$ -квадрат распределению с  $2P$  степенями свободы. При этом, вероятность ложной тревоги определяется зависимостью

$$F = 1 - \Gamma(P, \Lambda_0 / \sigma_N^2) / \Gamma(P), \quad (3)$$

где  $\Gamma(P, X)$ ,  $\Gamma(P)$  – неполная гамма-функция и гамма-функция. Вероятность правильного обнаружения в данном случае определяется выражением

$$D = \sum_{l=1}^P \exp(\Lambda_0 / \sigma_N^2 (1 + q_l^2)) / \prod_{k=1, k \neq l}^P \left( 1 - \frac{1 + q_k^2}{1 + q_l^2} \right). \quad (4)$$

Величина  $P$  здесь равна числу элементов разрешения в которых отношение сигнал/шум  $q_m^2$  на выходе согласованного фильтра превышают единицу. Отношения, определяющие сигнал/шум по мощности в элементах разрешения при заданной акустической мощности излучения могут быть определены на основе уравнения гидролокации [3]. Выражение для потерь на возбуждение волновода, фигурирующее в уравнении гидролокации определя-



ется здесь зависимостью  $PP_m = 10 \log \left( 2\pi \sum_n \Psi_n^2(z_{\text{с}}) \Psi_n^2(z_{\text{п}}) / k_n \right)$ , где

$\Psi_n(z)$  и  $k_n$  есть собственные функции и соответствующие им собственные значения волновода, а  $z_{\text{с}}, z_{\text{п}}$  - глубины расположения источника и приемника, соответственно. Суммирование здесь ведется лишь по тем модам  $n$ , которые попадают по времени прихода в соответствующие временные интервалы разрешения  $m$ . Ограничимся приближенной последовательной процедурой оценок. В частности, уровень излучения источника УИ можно определять исходя из условия, чтобы, начиная с некоторой заданной дальности  $R_0$ , величина отношения сигнал/шум  $q^2$  в полосе сигнала  $\Delta F_S$  было меньше единицы, а частоту излучения из условия максимума отношения сигнал/шум  $q^2(f)$  по мощности для требуемой дальности приема  $R_m$ . Величина  $q^2$  определяется аналогично определению величин  $q_m^2$ , где потери на возбуждение волновода ПР определяются суммой по всем модам волновода. Для количественной оценки параметров рассмотрим волновод с гидрологическими характеристиками характерными для северо-западной части Тихого океана в летних условиях при уровне шума, соответствующего трехбалльному состоянию моря. Согласно выполненным расчетам оптимальная частота для дистанции  $R_m=300\text{км}$  составила порядка 800Гц. Если принять  $R_0 \approx 50\text{км}$ , то на основе расчета имеем, что УИ в среднем должен быть не выше 167дБ. Примем, полученные выше оценки уровней излучения и частоты, в качестве исходных при определении ширины полосы и длительности сигналов. На рис.1 представлен график значений величин отношения сигнал/шум в элементах разрешения  $10 \lg q_m^2$  в зависимости от его номера  $m$  на дальности  $R=300\text{км}$  и частоте 800Гц для ширины полосы 5 Гц и длительности  $T$  сигналов 10, 20 и 30сек. Данные приведены для глубины источника равной  $Z_{\text{и}}=200\text{м}$  и глубины приемника  $Z_{\text{п}}=90\text{м}$ . Число превышений при заданных условиях функционирования (фиксированной мощности излучения, фиксированном уровне шума, частоте излучения, дальности приема) зависит как от ширины полосы сигнала, так и его длительности.

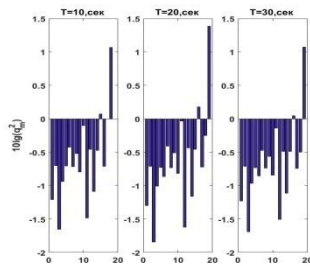


Рис. 1.

Оптимальные величины  $\Delta F_S$  и  $T$ , удовлетворяющие требуемым значениям вероятности правильного приема сигналов  $D$  при фиксированной величине  $F$  (см. выражение (3,4)), могут быть определены на основе численной оценки вероятности  $D$  согласно выражению (4) при вариациях параметров  $\Delta F_S$  и  $T$ . На рис.2 показаны зависимости вероятности

$D$  от ширины полосы в пределах от 1 до 50 Гц для значений длительности сигнала  $T$ , равных 10, 15, 20 и 25 сек. при вероятности  $F=10^{-3}$ . Из графика видно, что независимо от величины  $T$  в рассматриваемых пределах длительностей от 10 до 25 сек, наблюдаются максимальные значения вероятности  $D$  в области значений ширины полосы  $\Delta F_s$  порядка 10-15 Гц. При

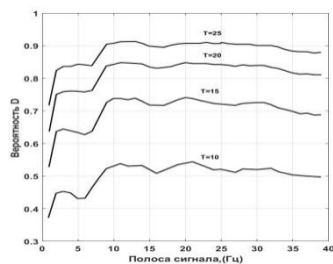


Рис. 2.

Из графика, в частности, следует, что при выборе ширины полосы сигнала  $\Delta F_s = 15$  Гц, требуемая длительность сигнала для обеспечения вероятности

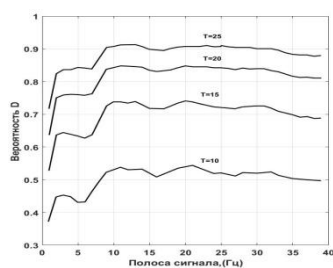


Рис. 3.

дальнейшем увеличении ширины полосы сигнала происходит незначительный спад вероятности  $D$ . В этих условиях для увеличения вероятности правильного приема эффективно увеличение длительности излучаемых сигналов. На рис.3 приведен график зависимости вероятности  $D$  от длительности излучаемых сигналов для значений ширины полосы в области значений 5, 15 и 50 Гц.

$D$  правильного приема сигнала 0.98 при фиксированной вероятности  $F=10^{-3}$  должна быть порядка  $T=45$  сек. (база сигнала при этом должна составлять  $B=675$ ). Аналогичным образом, используя представленную процедуру оценок, могут быть определены основные параметры сложного сигнала, обеспечивающих выполнение требований по помехоустойчивости и для других возможных

условий функционирования приемных систем.

## ЛИТЕРАТУРА

1. Коржик В.И., Финк Л.М., Щелкунов К.Н. Расчет помехоустойчивости систем передачи дискретных сообщений. М.: Радио и Связь, 1981г. -232с.
2. Бакут П.А., Большаков И.А. и др. Вопросы статистической теории радиолокации. Т.1. М.: Сов.Радио, 1963 г. -424с.
3. Урик Р.Д. Основы гидроакустики. /Пер. с англ. Л.: Судостроение, 1978г. -448с.

УДК 534.143

**Д.Г. Ковзель**

**РАЗВИТИЕ АППАРАТНЫХ СРЕДСТВ И АЛГОРИТМОВ  
АППАРАТУРЫ АКУСТИЧЕСКОЙ СВЯЗИ ДОННОЙ СТАНЦИИ  
«ШЕЛЬФ-2014»**

Тихоокеанский океанологический институт им. В.И. Ильичева  
Россия, 690041 Владивосток, ул. Балтийская, д. 43  
Тел.: (4232) 31-21-20; сот 8-914-660-27-09; E-mail: dgk06@mail.ru

*Представлено краткое описание аппаратуры акустической связи донных станций "Шельф-2014" и решаемых ею задач. Рассмотрено развитие аппаратных средств с учетом 3-летнего опыта практической работы в море. Сделан обзор примененных алгоритмов обработки акустического сигнала и полученных результатов.*

В 2013-2015 гг. при поддержке компании «Эксон Нефтегаз Лимитед» в ТОИ ДВО РАН был разработан комплекс устройств на базе автономной акустической донной станции «Шельф-2014» [1, 2]. Станция способна производить запись гидроакустического сигнала в полосе частот до 15 кГц, к ней может быть подключен поверхностный телеметрический буй, обеспечивающий УКВ ЧМ и спутниковый (Иридиум) каналы передачи акустических данных и управления буюм. При постановке донной станции без поверхностного буя каналом связи с ней служит представленная в данном докладе аппаратура [3]. При разработке ее назначением было считывание текущего состояния установленной в море станции дистанционно, не прерывая записи акустического сигнала. Функция определения дальности до станций используется при проверке местоположения станции и при поиске станций, почему-либо смещенных с точки постановки. Кроме того, практика показала полезность описываемой аппаратуры для проверки станций после сборки и непосредственно перед постановкой в море. Станция находится в работающем состоянии, герметична и защищена от влажности, соленых брызг и других внешних воздействий на палубе судна. Несмотря на высокий, как правило, уровень шума, акустический модем станции и связанное с ним телекоммуникационное устройство (ТКУ) представляют всю необходимую человеку информацию в визуальной форме, подробно и наглядно.

Приоритетной задачей при разработке модема станции было снижение потребляемой мощности в режиме приема, что необходимо для обеспечения длительного времени автономной работы станции. Следствием стало при-

менение для передачи информации частотной манипуляции несущего акустического сигнала (ЧМ). ЧМ сигнал достаточно просто формируется и детектируется, стоек к искажениям. Однако, как известно, классическая ЧМ неустойчива к воздействию замираний сигнала и межсимвольной интерференции – следствиям многолучевого распространения акустического сигнала в воде. На рис 1.а хорошо видны замирания амплитуды принятого сигнала как между символами, так и в пределах одного символа. На рис. 1б приведен фрагмент сонограммы спектра сигнала запроса, синхронный с записью рис. 1а. Межсимвольная интерференция видна в виде “шлейфов”, тянущихся за сигналом. Согласно классификации в [5], на рис. 1 представлены быстрые замирания в канале второго рода с длинной памятью.

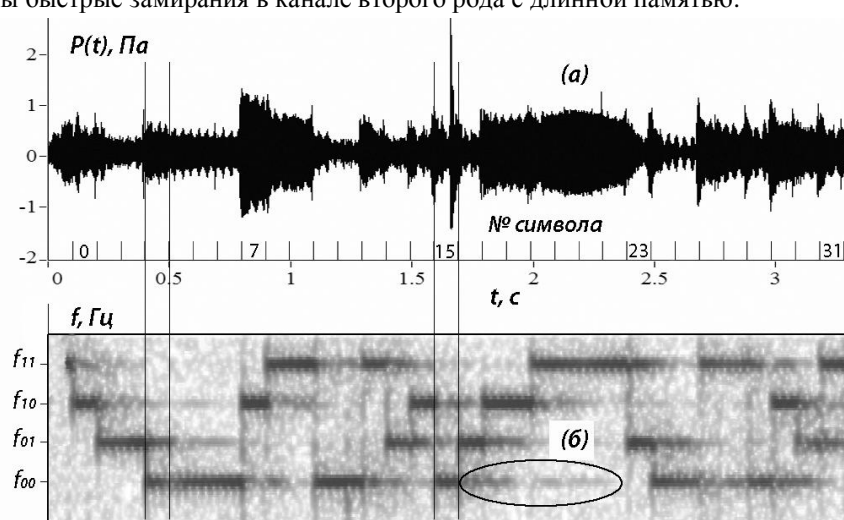


Рис. 1. Сигнал запроса от ТКУ, записанный донной станцией – (а); синхронный этому сигналу фрагмент сонограммы спектра – (б). Овальной линией выделен пример межсимвольной интерференции, длительность выделенного интервала 700 мс.

Важной особенностью такого канала является то, что при любом соотношении мощностей сигнала к шуму пропускная способность такого канала связи принципиально ограничена его параметрами и не может быть увеличена более некоторого предела. Вероятность правильного приема сообщения также не может быть более некоторой конечной величины без применения специальных алгоритмов передачи и приема сигналов. Можно сделать вывод, что увеличение дальности связи должно достигаться именно алгоритмическими мерами, а не увеличением мощности передатчика. Методы, снижающие вредные последствия многолучевого распространения, для ЧМ хорошо проработаны [5]. В 2016-2017 гг. в аппаратуре “Шельф-2014” было применено несколько совместно действующих алгоритмов, использующих расширение спектра сигнала, частотно-временное разнесение [4], и чередование частотных наборов [5]. Их применение позволило в условиях Саха-

линского шельфа повысить дальность связи с 350-2000 м в 2015 г. до 6000 м в 2016 г. Результат достигнут без увеличения мощности передатчиков. Работа ПО акустического модема не потребовала даже увеличения тактовой частоты контроллера станции, т.е. в режиме приема акустический модем не увеличивает энергопотребления станции. При этом удалось получить дальность связи, более чем достаточную для решения поставленных при разработке задач.

Требование малого потребления энергии отразилось также в структуре акустического модема и его схемотехнике. Решением стало совмещение приемных трактов модема и станции и программная реализация модема в основном контроллере донной станции. При этом в качестве входного сигнала для программы приемника модема используется поток данных от АЦП основного измерительного тракта станции (рис. 2). Аппаратные части модема включают только усилитель (УНЧ) с цепями питания, повышающий трансформатор и передающий гидрофон. Такое решение имеет ряд дополнительных достоинств: сам факт ответа станции на запрос подтверждает исправность измерительного тракта станции; программная реализация с максимальным использованием внутренних аппаратных модулей микроконтроллера позволяет уже после изготовления станции реализовывать различные алгоритмы передачи данных. Алгоритм приема

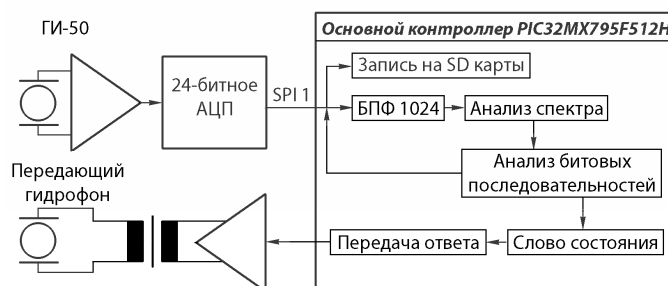


Рис. 2. Совмещенная структурная схема модема и блок-схема алгоритма его работы. основан на периодическом расчете быстрого преобразования Фурье (БПФ) и анализе полученных спектров. Полученные по результатам анализа информационные символы поступают на блок анализа битовых последовательностей. Если последовательность принятых битов совпадает с ожидаемой, станция формирует ответ, включающий номер станции, объем доступной для записи данных памяти, напряжение батарей питания, средний уровень сигнала запроса, время начала записи текущего файла данных и проверочную сумму. Далее программа включает питание усилителя модема и символ за символом формирует сигнал ответа станции. По окончании передачи питание УНЧ выключается и программа возвращается в режим приема. Следует отметить, что работа программы модема не останавливает работу программы записи данных.

Разработанное для опроса станций «Шельф-2014»с борта судна телекомандное устройство в 2015-2017 г. изменилось не только программно, но и конструктивно. Полностью изменилась концепция интерфейса ТКУ с человеком – если в 2015 г. экспериментальный экземпляр ТКУ рассматривался как самостоятельное устройство, предоставляющее человеку всю необходимую информацию о донной станции, то в настоящее время ТКУ не имеет средств отображения и управления – они перенесены на внешний компьютер или смартфон. Взаимодействие с ними производится по WiFi. Такое решение имеет множество достоинств: ТКУ стало компактнее; его корпус, находящийся на палубе, герметичен и не подвержен коррозии; опрос станций ведется из удобного места, например с мостика судна – и полученная информация быстрее может быть использована для управления судном. Стало возможным дальнейшее развитие программного обеспечения – например, автоматическое сопряжение ТКУ и GPS, автоматическая триангуляция станций с отображением на электронной карте при запросах. Автоматически ведется журнал (лог) всех действий по опросу станций.

Автор благодарит за поддержку компанию «Эксон Нефтегаз Лимитед».

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Рутенко А.Н., Борисов С.В., Ковзель Д.Г., Гриценко В.А. Радиогидроакустическая станция для мониторинга параметров антропогенных импульсных и шумовых сигналов на шельфе // Акустический журнал. 2015. Том 61. №4. С. 500-511.

2. Донная станция гидроакустического измерительно-регистрационного комплекса. Пат. RU 162221 U1. Российская федерация /Ковзель Д.Г., Рутенко А.Н. - 2015151300/28; заявлено 30.11.2015; опубликовано 27.05.2016, Бюл. № 15.

3. Гидроакустическая станция, совмещенная с акустическим модемом. Пат. RU 161978 U1. Российская федерация /Ковзель Д.Г. –2015153340/28; заявлено 11.12.2015; опубликовано 20.05.2016, Бюл. № 14.

4. Способ передачи дискретной информации по каналу связи с многолучевым распространением. Пат. RU 2638760 C1. Российская федерация/ Ковзель Д.Г. – 2017106552; заявлено 27.02.2017; опубликовано 15.12.2017, Бюл. № 35.

5. Финк Л.М. Теория передачи дискретных сообщений. М.: Советское радио, 1970. 728 с.

УДК 534.7

**В.И. Коренбаум, С.В. Горовой, А.Е. Костив, А.Д. Ширяев,  
А.Е. Бородин, В.М. Дорожко, А.Ю. Фершалов**

**ВОЗМОЖНОСТИ ДИСТАНЦИОННОГО КОНТРОЛЯ СОСТОЯНИЯ  
И ПЕРЕМЕЩЕНИЯ ЛЕГКОВОДОЛАЗОВ  
ПО ИЗЛУЧАЕМЫМ ИМИ ПОДВОДНЫМ ШУМАМ**

Тихоокеанский океанологический институт им. В.И. Ильичева  
Россия, 690041 Владивосток, ул. Балтийская, д.43  
Тел.: (423) 237-5698; Факс: (423) 231-2573,  
E-mail: v-kor@poi.dvo.ru

*Дистанционный контроль состояния легководолазов и слежение за их перемещением в ограниченной акватории необходимы для обеспечения подводной безопасности. С этой целью можно использовать собственные дыхательные шумы, излучаемые легководолазами в воду. В условиях гидроакустического бассейна в дыхательных шумах водолаза-аквалангиста зарегистрированы мощные сигналы с частотой повторения, соответствующей дыхательному ритму. При регистрации в натуральных условиях дыхательных шумов водолаза-аквалангиста на фоне шумов акватории оказывается возможным отслеживать на спектрограммах акустические признаки дыхательных маневров, связанные с шумом всплывающих пузырьков, на дистанциях до 100 – 200 м. Эти акустические признаки позволяют наблюдать перемещение водолаза-аквалангиста путем определения задержек максимумов взаимно-корреляционной функции. Трассы таких задержек на коррелограммах удается проследить на дистанциях до 300 м.*

Пассивный гидроакустический контроль состояния легководолазов и отслеживание их перемещений в пределах эксплуатируемой акватории актуальны для обеспечения безопасности подводной деятельности, а также для предотвращения проникновения террористов и браконьеров со стороны воды. Собственные дыхательные шумы, излучаемые водолазом в воду, могут использоваться с этой целью.

Ранее для решения указанной проблемы исследовался только высокочастотный диапазон выше нескольких кГц [1]. Однако позже нами были найдены низкочастотные (ниже 1 кГц) признаки подводных шумов легководолазов в их ближнем поле [2, 3].

Целями этой работы являлось дальнейшее изучение низкочастотных шумов, излучаемых в воду водолазами с дыхательным снаряжением открытого типа (акваланг), и исследование возможностей применения этих шумов

для обнаружения погруженного водолаза, и контроля его состояния и перемещений внутри мелководной акватории.

Для этого были последовательно выполнены измерения шумов водолазов-аквалангистов в гидроакустическом бассейне и реальных условиях морских погружений в мелководных акваториях.

Водолаз-аквалангист в дыхательном аппарате АВМ (АО «КАМПО», РФ) был подвешен в центре гидроакустического бассейна, при этом он находился в состоянии покоя, без движения ластами, и дышал в обычном режиме. Два гидрофона были помещены у дна бассейна, один на дистанции 3 м от водолаза-аквалангиста (рис. 1 – нижний график), другой на удалении 10 м (рис. 1 – верхний график). Отклики гидрофонов после усиления регистрировались на 16-канальном электронном самописце PowerLab (ADInstruments) с частотой дискретизации 10 кГц. Спектральный анализ и вычисление спектрограмм выполнено в пакете программ SpectralLab (Sound Tech.). Спектрограммы откликов гидрофонов представлены на рис. 1.

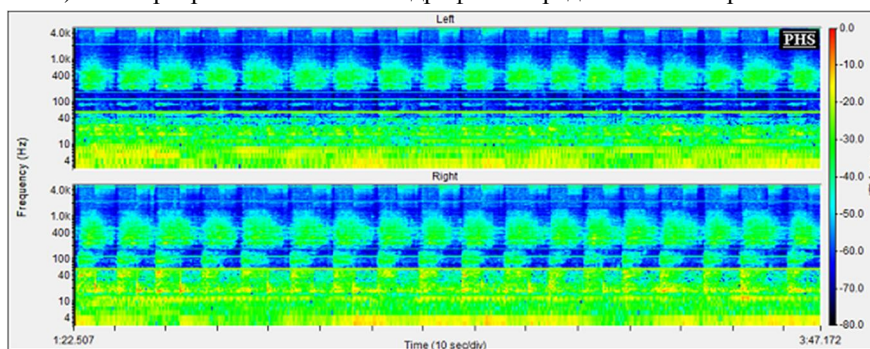


Рис. 1. Спектрограммы откликов гидрофонов, помещенных у дна бассейна, на шумы дыхания обездвиженного водолаза-аквалангиста:

верхняя диаграмма (Left) – отклик гидрофона, находящегося на дистанции 10 м от водолаза, нижняя диаграмма (Right) – отклик гидрофона, находящегося на дистанции 3 м от водолаза.

В соответствие с рис.1 в регистрируемых шумах наблюдаются мощные сигналы с частотой повторения 0,12 Гц, соответствующей ритму дыхательных маневров водолаза. Превышение уровня шумов дыхания над фоном до 30 дБ. Наблюдается заметное расширение спектра сигнала вблизи от источника – 3 м, по сравнению с гидрофоном на дистанции 10 м. В полосе 40 – 70 Гц отмечается самое начало выдоха, видимо связанное с отрывом пузыря выдыхаемого воздуха от дыхательного аппарата открытого типа. Основной широкополосный сигнал выдоха сосредоточен в полосе частот 150 – 1150 Гц, начинается чуть позже, и поэтому, видимо, связан с шумом всплывающих пузырьков. Высокочастотный сигнал в полосе частот 3,5 – 4,7 кГц явно связан с шумами на вдохе и определяется, по всей видимости, срабатывание редуктора высокого давления дыхательного аппарата открытого типа. Выявленные акустические эффекты позволяют оценивать дыхательный ритм и



соотношение продолжительностей фаз вдоха и выдоха, что является важными физиологическими параметрами для оценки состояния водолаза.

Дыхательные шумы водолазов-аквалангистов записывались во время реальных погружений на глубину 7 – 8 м (глубина места 10 м) в заливе Петра Великого около г. Владивостока. Шумы регистрировались двумя вышеупомянутыми гидрофонами с соответствующими трактами, установленными у дна акватории и разнесенными между собой на 16 м. Спектрограммы откликов указанных гидрофонов для одного из фрагментов записи представлены на рис. 2.

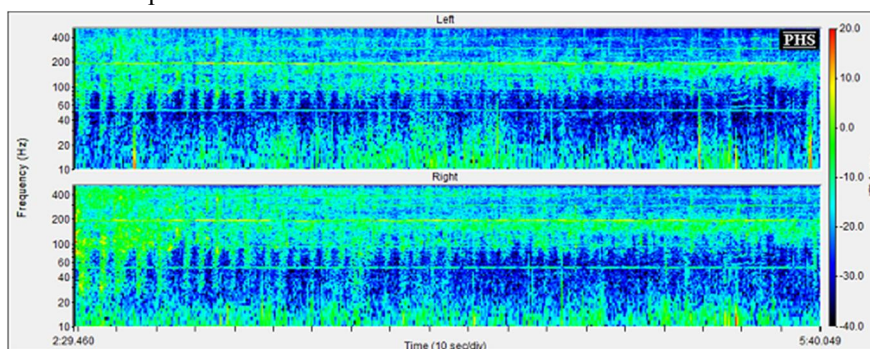


Рис. 2. Спектрограммы откликов двух донных гидрофонов, разнесенных на расстояние 20 м, при уходе водолаза-аквалангиста на ластах на дистанцию около 150 м с приблизительной скоростью 0,5 м/с.

В реальных морских условиях оценены абсолютные уровни шумоизлучения водолазов-аквалангистов в дыхательном снаряжении АВМ (АО «КАМПО»), Aeris (AquaLung). При приведении к дистанции 1 м они составили 0,18 – 0,6 Па/Гц<sup>0,5</sup>.

При регистрации в натуральных условиях дыхательных шумов водолаза-аквалангиста на фоне достаточно мощных шумов акватории в частотном диапазоне 60 – 300 Гц оказывается возможным отслеживать на спектрограммах акустические признаки дыхательных маневров, связанные с шумом всплывающих пузырьков, на дистанциях до 100 – 200 м (рис. 2). Эти сигналы позволяют оценить дыхательный ритм водолаза-аквалангиста, который для фрагмента, показанного на рис. 2, составляет около 0,3 Гц.

Те же самые акустические признаки позволяют мониторировать перемещения водолаза-аквалангиста, определяя задержки времени максимумов коэффициента взаимно-корреляционной функции ( $R_{xy}$ ) откликов двух гидрофонов на характерных трассах, наблюдаемых на коррелограммах (рис. 3). В данном случае представлен пример трассы на коррелограмме, прослеживаемой до дистанции 150 м от центра линии, соединяющей позиции двух гидрофонов.

Похожие трассы задержек максимумов на коррелограммах (аналогичных рис. 3) для легководолазов в дыхательном снаряжении открытого типа могут быть прослежены на дистанциях до 300 м. Наблюдение подобных

трасс делает возможным и триангуляционное определение местоположение водолаза-аквалангиста с помощью двух – трех пар гидрофонов.

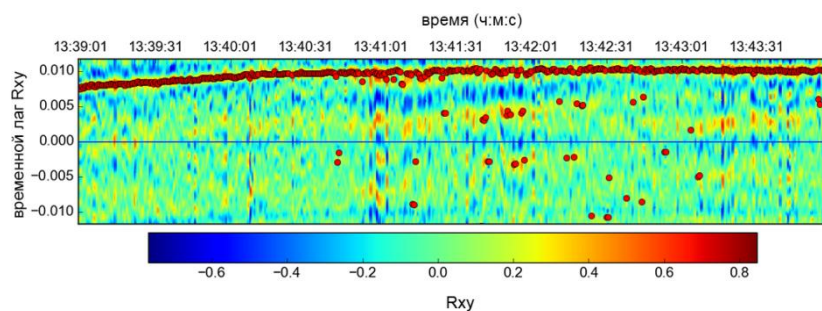


Рис. 3. Коррелограмма откликов двух гидрофонов на подводный шум при перемещении водолаза-аквалангиста в общем направлении вдоль линии, соединяющей положения гидрофонов в пространстве на дистанцию 150 м.

Таким образом, подводные дыхательные шумы легководолазов в дыхательном снаряжении открытого типа могут успешно использоваться для пассивного обнаружения и мониторинга водолазов в интересах обеспечения безопасности подводных погружений и предотвращения проникновения террористов и браконьеров со стороны воды.

Исследование выполнено при поддержке Программы фундаментальных исследований РАН (НИР № гос. рег. АААА-А17-117030110041-5).

## ЛИТЕРАТУРА

1. Sutin A., Salloum H., Delorme M. et al. Stevens passive acoustic system for surface and underwater threat detection // Proc. IEEE International Conference on Technologies for Homeland Security. 2013. 195–200.
2. Коренбаум В.И., Горовой С.В., Бородин А.Е. и др. Экспериментальные исследования возможности обнаружения дыхательных шумов легководолазов // Фунд. и прикл. гидрофизика. 2015. Т.8, №4, С.67-71.
3. Gorovoy S., Korenbaum V., Borodin A., et al. Detecting respiratory noises of diver equipped with rebreather in water // POA. 2016. 24, 070020.

УДК 534.7

**А.Е. Костив, В.И. Коренбаум**

**ОБ ИСПОЛЬЗОВАНИИ РЕГИСТРИРУЕМЫХ ПОД ВОДОЛАЗНЫМ  
КОСТЮМОМ АКУСТИЧЕСКИХ СИГНАЛОВ,  
СОПРОВОЖДАЮЩИХ ФУНКЦИОНИРОВАНИЕ ДЫХАТЕЛЬНЫХ  
АППАРАТОВ РАЗЛИЧНЫХ ТИПОВ, ДЛЯ КОНТРОЛЯ СОСТОЯНИЯ  
ЛЕГКОВОДОЛАЗОВ ПОД ВОДОЙ**

Тихоокеанский океанологический институт им. В.И. Ильичева  
Россия, 690041 Владивосток, ул. Балтийская, д.43  
Тел.: (423) 237-5698; Факс: (423) 231-2573,  
E-mail: kostiv.anatoly@gmail.com

*Контроль состояния легководолазов необходим для обеспечения безопасности пребывания в подводном положении. С этой целью могут быть использованы собственные дыхательные шумы, регистрируемые под водолазным костюмом. Легководолазные дыхательные аппараты известных типов отличаются преобладанием различных акустических эффектов. Хотя вариабельность уровней излучения дыхательного аппарата одного и того же типа при использовании различными водолазами, в зависимости от настроек и квалификации, может достигать 20 дБ, она не мешает оценивать ритм дыхания и соотношение фаз дыхательного маневра у легководолазов в дыхательных аппаратах любых типов.*

Каждый спуск водолаза под воду требует соблюдения мер предосторожности и обеспечения безопасности. Безопасное для здоровья человека погружение выполняется с использованием алгоритма расчета декомпрессии. Алгоритм позволяет определить необходимость декомпрессии вообще, а также рассчитать продолжительности декомпрессионных остановок. Алгоритм с некоторым запасом ориентирован на «среднего» водолаза, без оперативного учета его физиологического состояния, в расчет принимаются только «внешние» параметры, такие как состав газовой смеси, время пребывания на глубине. Построение декомпрессионной модели с учетом параметров физиологического состояния водолаза представляется важной и нерешенной задачей.

Для оценки физиологического состояния пловца могут быть использованы собственные дыхательные шумы, регистрируемые под водолазным костюмом. Целью настоящей работы является изучение собственных дыхательных шумов водолаза в этом назначении.

Существуют открытая (акваланг) и закрытая (ребризер) схемы дыхания водолазов. Легководлазные дыхательные аппараты известных типов отличаются преобладанием различных акустических эффектов.

Открытая схема, когда воздух или газовая смесь находится в баллоне под давлением, и каждый вдох через регулятор давления подается пловцу, при этом выдох производится в воду. При открытой схеме дыхания шумят всплывающие пузыри воздуха и регулятор давления. На рис. 1 представлена спектрограмма (верхний рисунок) и осциллограмма (нижний рисунок) шумов аппарата, записанных с помощью герметизированного диктофона, размещаемого под «мокрым» водолазным костюмом [1]. Высокоамплитудные низкочастотные (10 – 1000 Гц) участки спектрограммы соответствуют выдохам в воду, узкополосные шумы на частотах свыше 1 кГц – работе регулятора давления на входе. Высокочастотный сигнал зависит от состояния и модели регулятора давления [2], так для аппарата АВМ (АО «КАМПО») основные гармоники лежат в полосах частот 3 – 5 и 10 – 12 кГц. Наличие выраженной периодичности шумов с частотами 0,1 – 0,5 Гц позволяет оценивать ритм дыхания водолаза в подводном положении. Выделяя разные полосы частот для вдоха и для выдоха, можно определить продолжительность фаз вдоха и выдоха в дыхательном цикле [3].

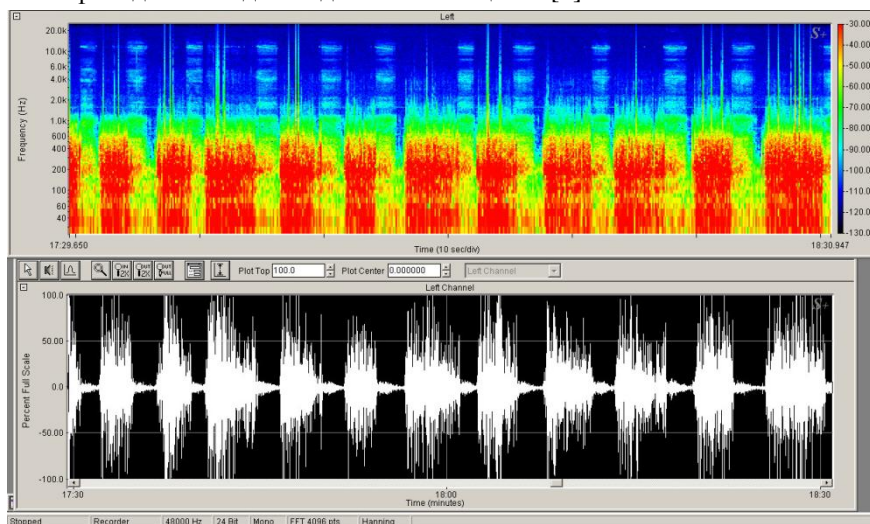


Рис. 1. Спектрограмма (верхний график) и осциллограмма (нижний график) дыхательных шумов водолаза в дыхательном снаряжении с открытой схемой дыхания

Исследованы также образцы дыхательных аппаратов с закрытой схемой дыхания (ребризеры), в которых выдох производится в дыхательный мешок через химический поглотитель углекислого газа, а вдох – из мешка. Спектрограмма и осциллограмма дыхательных шумов водолаза в аппарате фирмы AquaLung приведены на рис. 2. Вдох и выдох характеризуются широкополосными шумами дыхания в полосе частот 10 – 300 Гц. Продолжи-

тельности вдоха и выдоха у данного водолаза составляют порядка одной секунды. По мере обеднения дыхательной смеси в мешке в него подается кислород из баллона, процесс характеризуется узкополосными шумами на частотах 2 – 3 кГц. Этот шум выделен на рисунках белым кругом. Для данного сигнала заметны гармоника на частотах 1400, 2800, 4200 Гц, продолжительностью 0,4 с.

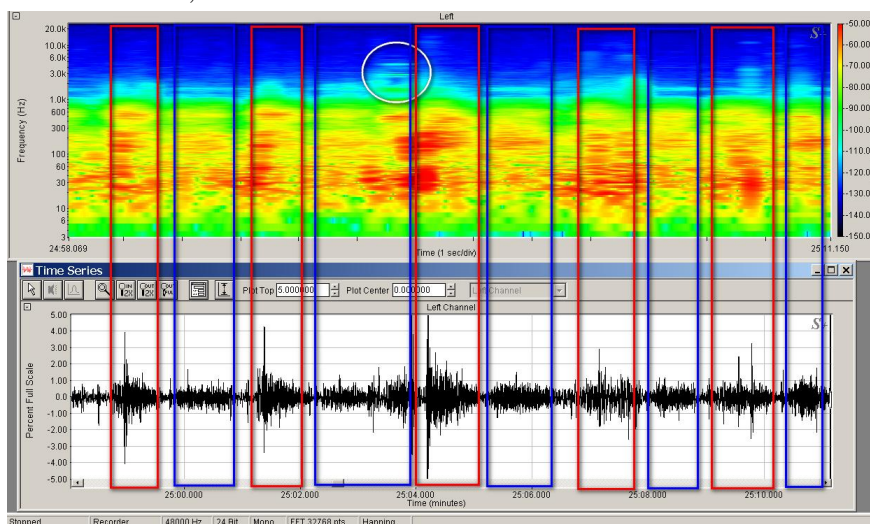


Рис. 2. Спектрограмма (верхний график) и осциллограмма (нижний график) дыхательных шумов водолаза в дыхательном снаряжении с закрытой схемой дыхания фирмы AquaLung. Белый круг – шум подачи кислорода из баллона, синий прямоугольник – вдох, красный – выдох.

Кроме того, водолазные дыхательные аппараты замкнутого цикла имеют акустические особенности, состоящие в излучении щелчков или узкополосных свистящих звуков в тех или иных фазах дыхательного цикла. Так, после паузы вдоха в начале выдоха на осциллограмме виден импульсный сигнал, на слух идентифицируемый как хлопок (рис. 2). Этот высокоамплитудный, кратковременный сигнал в полосе частот 6 – 2000 Гц на спектрограмме «размывается» по времени. Дыхательный мешок аппарата этого типа выполнен в виде гофрированного «меха». Патрон с химическим поглотителем углекислого газа находится рядом с мешком и при полном опорожнении мешка резиновая поверхность мешка прилегает к патрону, образуя диафрагму. Именно, ударные колебания (хлопки) этой диафрагмы предположительно являются основным источником щелчков [4].

Путем калибровки и пересчета установок усиления диктофона достигнута возможность сравнения шумов дыхательного снаряжения различных типов и одного и того же снаряжения в различных попытках. В зависимости от режима работы и настройки дыхательного аппарата одного и того же типа разница в уровнях излучаемых им шумов может достигать 20 дБ. Из-

мерены относительные уровни шумоизлучения аппаратов различного типа по наилучшим попыткам. При всей условности такого сравнения (дыхательными аппаратами пользуются разные водолазы, отличающиеся по опыту и физиологическим данным) межаппаратный разброс уровней шумов составил 5 – 15 дБ, причем знак разницы уровней шумов между аппаратами меняется в полосах частот 50 – 400 Гц и 400 – 1000 Гц.

Суммируя изложенное, можно заключить, что в штатных режимах эксплуатации легководолазные дыхательные аппараты известных типов характеризуются значимыми акустическими эффектами. Шумы водолазов в дыхательных аппаратах открытого цикла (аквалангах) отличаются мощными широкополосными сигналами на выдохе и высокочастотными узкополосными сигналами на вдохе. Исследованные образцы дыхательных аппаратов замкнутого цикла (ребризеров), помимо широкополосных шумов, излучают щелчки и/или узкополосные свистящие звуки. Несмотря на то, что вариативность уровней излучения дыхательного аппарата одного и того же типа при использовании различными пловцами, в зависимости от настроек и квалификации, может достигать 20 дБ, она не мешает оценивать ритм дыхания и соотношение фаз дыхательного маневра у легководолазов. Таким образом, шумы легководолазных дыхательных аппаратов различных типов при регистрации под водолазным костюмом представляют ценный материал для выделения параметров, характеризующих физиологическое состояние пловца под водой.

Исследование выполнено при поддержке Программы фундаментальных исследований РАН (НИР № гос. рег. АААА-А17-117030110041-5).

## ЛИТЕРАТУРА

1. Костив А.Е., Коренбаум В.И., Горовой С.В., Ширяев А.Д. Возможности контроля состояния водолазов под водой по дыхательным шумам // XV школа-семинар им. Л.М. Бреховских. 2016. М.:Геос. 2016. С. 321-324.
2. Donskoy D. M., Sedunov N., Sedunov A., Tsionskiy M. Variability of SCUBA diver acoustic emission // Proc. SPIE. 2008. 6945.
3. Костив А.Е., Коренбаум В.И. Способ контроля физиологических параметров дыхательной системы водолазов // Патент РФ 2625274.
4. Gorovoy S., Korenbaum V., Borodin A., et al., Detecting respiratory noises of diver equipped with rebreather in water // РОМА. 2016. 24, 070020.

УДК 534.08

**Кочетов О.Ю.<sup>1</sup>, Смирнов П.Н.<sup>2</sup>**

**ЧЕТЫРЕХКАНАЛЬНЫЙ ВЫСОКОСКОРОСТНОЙ ЦИФРОВОЙ  
РЕГИСТРАТОР СИГНАЛОВ**

<sup>1</sup>Институт океанологии им. П.П. Ширшова РАН,  
Россия, 117997, г. Москва, Нахимовский проспект, д.36  
Тел.: +7 (916) 129-4044, E-mail:ok@noiselab.ru

<sup>2</sup>ООО «НПП АКМА», Россия, 117036, г. Москва, ул. Шверника, д.4  
Тел.: +7 (495) 228-1907, E-mail:akma@npo-akma.ru

*Представлена разработка высокоскоростного четырехканального регистратора, предназначенного для использования в автономных гидроакустических станциях. Описаны технические характеристики и особенности прибора. Приведены результаты лабораторных испытаний.*

Для технического обеспечения гидроакустических экспериментов, которые проводятся в лаборатории шумов и флуктуаций звука в океане ИО РАН возникла необходимость модернизации автономной регистрирующей аппаратуры. Существующие гидроакустические регистраторы, изготовленные в 2003 году имеют ряд недостатков, такие как: небольшое время автономной работы (~2 недели), один канал регистрации, механический накопитель данных (жёсткий диск). Технические характеристики этих регистраторов в сравнении с более современными приборами [1] также являются морально устаревшими. Поскольку к настоящему моменту физический износ оборудования уже является значительным, надёжность при работе в полевых условиях у этой аппаратуры снижается, что и привело к решению об обновлении приборов для регистрации гидроакустических сигналов.

После ознакомления с техническими характеристиками доступных готовых решений [2] было признано наиболее перспективным начать самостоятельную разработку высокоскоростного цифрового регистратора, обладающего необходимыми характеристиками и имеющего возможность расширения функциональности. Для этого был заключен договор с научно-производственным предприятием «АКМА», финансирование разработки и изготовления опытных образцов было осуществлено благодаря гранту РФФИ №16-29-02036.

В начале 2017 года были сформулированы основные технические требования к такому устройству:

- 4 независимых канала регистрации



- Частота оцифровки сигнала до 100кГц на каждом из каналов
- Разрешение до 24 бит
- Настраиваемый коэффициент усиления до 24дБ
- Переключаемые фильтры НЧ и ВЧ
- Накопление данных на карту памяти формата microSD
- Управление с помощью микроконтроллера общего назначения
- Энергонезависимые часы реального времени
- Разъём расширения, на который должны быть выведены все не задействованные контакты микроконтроллера

В ходе последующей проработки детального технического задания были определены ключевые компоненты регистратора:

- Микроконтроллер STM32F405xx
- Сигма-дельта АЦП ADS1271
- Термокомпенсированный МЭМС-генератор SIT1552 (или аналог) для часов реального времени

Структурная схема прибора, определяющая взаимодействие компонентов, представлена на Рис. 1.

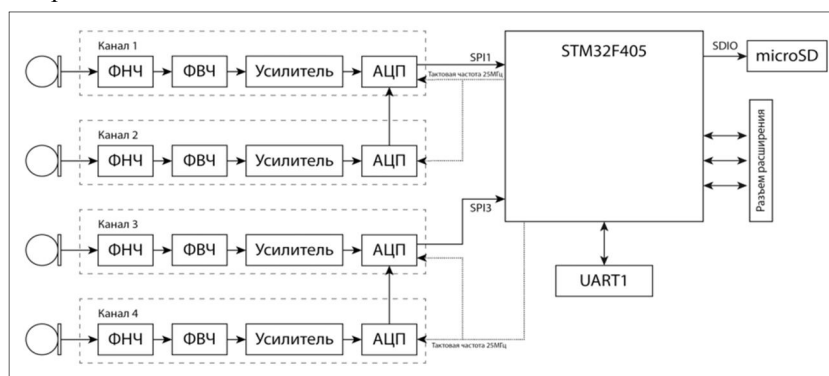


Рис. 1 Структурная схема регистратора

Получаемый от источника (гидрофона) исходный сигнал проходит через фильтры и масштабный усилитель, после чего поступает на вход АЦП.

Фильтры могут быть настроены независимо для каждого из каналов на следующие частоты среза:

- ФНЧ: 10кГц, 20кГц, 40кГц
- ФВЧ: 1Гц, 30Гц, 100Гц, 1000Гц

Масштабный усилитель для каждого из каналов может быть независимо настроен на следующие коэффициенты усиления: 0дБ, 6дБ, 12дБ, 18дБ, 24дБ.

Настройка фильтров и коэффициентов усиления осуществляется установкой переключек-джамперов.

Четыре канала объединяются в пары по схеме daisy-chain, в соответствии с рекомендацией производителя [3], так, что один из АЦП пары явля-



ется ведущим, а второй — ведомым. Для тактирования АЦП от микроконтроллера подаются тактовые импульсы с частотой до 25МГц по отдельному каналу для каждой пары. Таким образом возможно тактировать пары каналов независимо, различной частотой. Во время работы ведущие АЦП пар каналов генерируют сигналы готовности, которые поступают в микроконтроллер через входы для внешних прерываний и запускают процедуры чтения данных.

Для сбора данных с АЦП используются шины SPI, также отдельные для каждой пары каналов. Полученные данные записываются на карту памяти microSD, регистратор поддерживает работу с картами SDXC 10-го класса. Встроенные в микроконтроллер часы реального времени тактируются термокомпенсированным генератором, с погрешностью не более 10 ppm в диапазоне температур от +5°C до +35°C и не более 100 ppm в диапазоне температур от -40°C до +85°C, независимое питание часов осуществляется батареей 3В типа CR2032.

Для общения со внешними устройствами предусмотрен порт UART. Все оставшиеся не задействованными контакты микроконтроллера выведены на разъём расширения.

Благодаря разъёму расширения значительно упрощается задача подключения к регистратору дополнительных модулей, таких как, например, приёмник GPS для получения точной привязки записи к астрономическому времени или дополнительный DSP-процессор для обработки записанного сигнала в реальном времени и т.п. Таким образом функционал и сфера применения регистратора могут быть значительно увеличены.

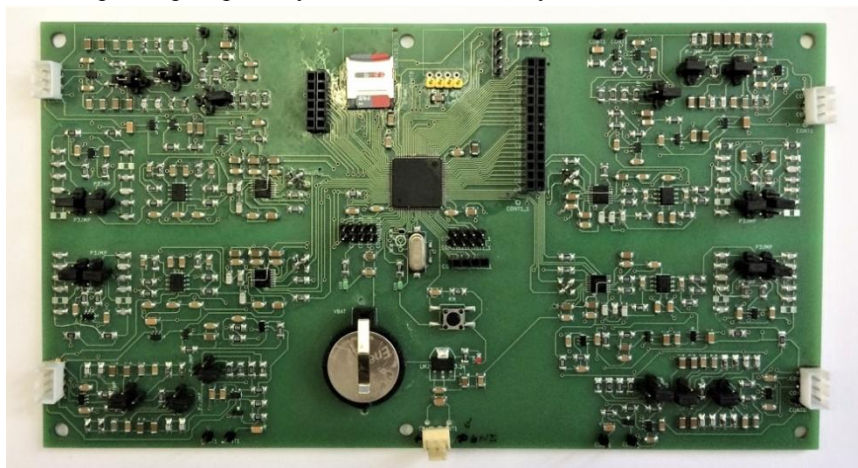


Рис. 2 Внешний вид платы регистратора

В конце 2017 года был изготовлен опытный образец регистратора (Рис. 2) и создано программное обеспечение, позволяющее протестировать основные функции регистратора. В ходе проведенных лабораторных испытаний регистратора были осуществлены длительные непрерывные записи с

использованием различных частот оцифровки и достигнуты следующие характеристики:

- Уровень приведённых к входу собственных шумов каждого канала, не более 10мкВ
- Уровень межканального проникновения на частоте 1кГц не более -85дБ (рис. 3)

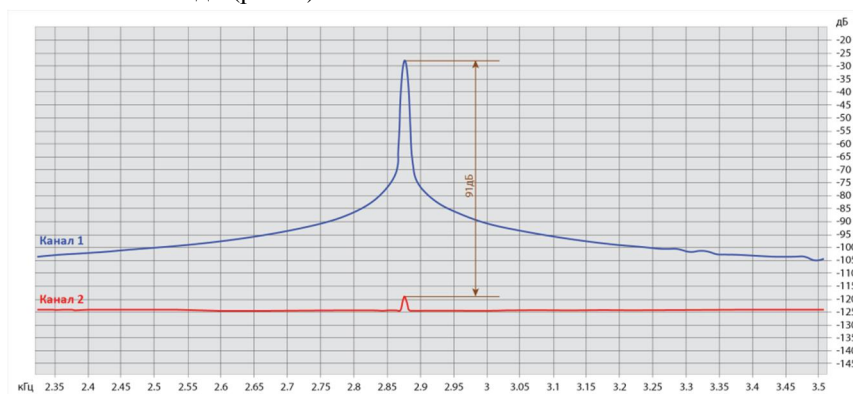


Рис. 3. Результат испытания на межканальное проникновение сигналов.  
На вход канала 1 подавался испытательный сигнал с частотой 2870Гц,  
вход канала 2 был замкнут через сопротивление 1кОм.  
КУ канала 1: 0дБ, канала2: 24дБ.

В настоящее время ведется доработка проекта с учётом всех выявленных во время испытаний замечаний и подготовка к мелкосерийному производству регистраторов. Морские испытания донных гидроакустических станций, построенных на базе разработанного регистратора, запланированы на 2018 год.

Работа выполнена в рамках государственного задания ФАНО России (тема №0149-2018-0010) при поддержке РФФИ (проект №16-29-02036).

## ЛИТЕРАТУРА

1. Lucke K. Noise logger overview. – IMARES, 2014.
2. Sousa-Lima R. S. et al. A Review and Inventory of Fixed Autonomous Recorders for Passive Acoustic Monitoring of Marine Mammals // Aquatic Mammals. – 2013. – Т. 39. – №. 1. – С. 23-53.
3. Texas Instruments ADS1271 datasheet // Электронный ресурс: <http://www.ti.com/lit/gpn/ads1271>

УДК 534.2

**П.Н.Кравчун**

**О РАСЧЕТЕ ЛИНЕЙНЫХ ГИДРОАКУСТИЧЕСКИХ АНТЕНН,  
ДРЕЙФУЮЩИХ НА ТРЕХМЕРНО-НЕОДНОРОДНЫХ  
ПОДВОДНЫХ ТЕЧЕНИЯХ**

МГУ им. М.В. Ломоносова, Физический факультет, кафедра акустики.  
Тел.: +7-916-382-80-62, E-mail: gedackt@mail.ru

*Рассматриваются неоднородные по длине линейные гидроакустические антенны, дрейфующие на трехмерно-неоднородном подводном течении. Предложен новый алгоритм расчета характеристик антенн, деформированных течением (пространственной конфигурации, натяжения, диаграммы направленности, скорости и направления дрейфа). Рассмотрены методы повышения пространственной стабильности дрейфующих антенн.*

При проектировании дрейфующих линейных вертикальных антенн необходимо учитывать влияние океанических течений на стационарную форму кабель-троса (КТ) антенны. Воздействие течения приводит к отклонению КТ от вертикали, при этом форма КТ, в свою очередь, влияет на скорость и направление дрейфа системы, а также на шумы обтекания. Это требует создания эффективных методов расчета характеристик антенны, дрейфующей в поле трехмерно-неоднородного океанического течения.

Предположим, что дрейфующая с постоянной скоростью  $\vec{V}_{dr}$  система находится на течении, направление и модуль скорости которого изменяются с глубиной по известному закону  $\vec{V}(z)$ . Разобьем трос на N шарнирно соединенных конечных элементов (КЭ) и запишем условия равновесия j-го КЭ (отсчет от верхнего КЭ), учитывая силы, действующие на него:  $\vec{T}_j, \vec{T}_{j+1}$  – силы натяжения троса,  $\vec{F}_{nj}$  и  $\vec{F}_{\tau j}$  – нормальная и тангенциальная составляющие силы гидродинамического сопротивления,  $\vec{F}_{hj}$  – результирующая гидродинамическая сила,  $m_j$  – масса КЭ,  $\vec{F}_{aj}$  – сила Архимеда. Условия равновесия КЭ состоят в равенстве нулю суммы сил и суммы моментов:

$$\vec{F}_{aj} + m_j \vec{g} + \vec{T}_j + \vec{T}_{j+1} + \vec{F}_{hj} = 0 \quad (1)$$

$$[\vec{l}_j, \vec{T}_j] + [\frac{\vec{l}_j}{2}, \vec{F}_j + m_j \vec{g}] + [\frac{\vec{l}_j}{2}, \vec{F}_{hj}] = 0 \quad (2)$$

где  $\vec{l}_j$  – вектор, соединяющий нижнюю точку КЭ с верхней.

Условия равновесия буя и груза, прикрепленного к нижнему концу КТ:

$$\vec{F}_{ab} + \vec{F}_{hb} + m_b \vec{g} - \vec{T}_0 = 0 \quad (3)$$

где  $\vec{T}_0$  – сила натяжения, действующая на 1-й КЭ со стороны буя,  $m_b$  – масса буя,  $\vec{F}_{ab}$  – сила Архимеда,  $\vec{F}_{hb}$  – сила гидродинамического сопротивления, зависящая от скорости течения и скорости дрейфа системы;

$$\vec{F}_{ag} + \vec{F}_{hg} + m_g \vec{g} + \vec{T}_N = 0 \quad (4)$$

где  $\vec{T}_N$  – сила натяжения, действующая на груз со стороны N-го элемента, остальные величины аналогичны величинам из (3), но относятся к грузу.

Записывая приведенные условия равновесия по компонентно и учитывая зависящие от натяжения КТ глубину погружения буя, скорость и направление дрейфа, можно в первом приближении определить ориентацию КЭ и натяжение на его концах. Запись (2) в проекциях приводит к системе нелинейных уравнений относительно углов ориентации КЭ, решение которой требует громоздких расчетов. Можно показать, однако, что (2) эквивалентно условию компланарности трех векторов:  $\vec{l}_j$ ,  $\vec{V}_j^* = \vec{V}_j - \vec{V}_{dr}$  и искусственно сконструированного вектора  $\vec{Q}_j = \vec{T}_j + (\vec{F}_{aj} + m_j \vec{g})/2$ , где  $\vec{V}_j$  – скорость течения на глубине j-го КЭ. Это позволяет свести определение ориентации КЭ к решению единственного алгебраического уравнения относительно  $y = \sin \gamma$  (его нетрудно решить, например, методом Ньютона):

$$y^2(1 + 2\alpha y \cos \beta + \alpha^2 y^2) - \sin^2 \beta = 0, \text{ где}$$

$\gamma$  – угол между  $\vec{l}_j$  и  $\vec{V}_j^*$ ,  $\alpha = \rho C_n D_j l_j V_j^{*2} / 4Q_j$ ,  $\beta$  – угол между  $\vec{Q}_j$  и  $\vec{V}_j^*$ ,  $C_n$  – коэффициент гидродинамического сопротивления,  $D_j$  – диаметр КЭ.

Поскольку течение неоднородно по глубине, а истинная глубина j-го КЭ не известна, то нулевое приближение по скорости обтекания КЭ, вообще говоря, не соответствует действительности. Это требует применения метода последовательных приближений. Последовательно применяя метод Ньютона и метод последовательных приближений по скоростям обтекания, можно найти ориентацию первого КЭ, затем других. В результате находим конфигурацию антенны и силу натяжения  $\vec{T}_N$ , действующую на груз. Решение достигается при выполнении равновесия сил, действующих на груз. Однако нулевое приближение для  $\vec{T}_0$  может и не удовлетворять этому условию.

Расчет стационарной конфигурации состоит, следовательно, в нахождении  $\vec{T}_0$ , соответствующего допустимой невязке векторного уравнения (4):

$$\vec{F}(\vec{T}_0) = \vec{T}_N(\vec{T}_0) + \vec{F}_{ag}(\vec{T}_0) + \vec{F}_{hg}(\vec{T}_0) + m_g \vec{g} \quad (5)$$

Уравнение  $\vec{F}(\vec{T}_0) = 0$  решалось трехмерным методом Ньютона для системы нелинейных уравнений, в качестве нулевого приближения была взята вертикальная форма системы в отсутствие течения. Итерации по  $\vec{T}_0$  происходят по формуле  $\vec{T}_0^{(n+1)} = \vec{T}_0^{(n)} - \lambda A^{-1} \vec{F}(\vec{T}_0^{(n)})$ , где  $A$  – матрица Гессе («гессиан») системы уравнений. Параметр  $\lambda$  выбирался так, чтобы на каждой итерации норма невязки (5) уменьшалась.

Расчет стационарной конфигурации системы дает возможность одновременно определить величину скорости дрейфа, его направление, а также глубину погружения буйа.

Рассмотрим дрейфующую линейную антенну на экмановском дрейфовом течении (глубина моря 200 м, глубина трения 100 м). Параметры выберем, как у реальной океанологической системы: диаметр цилиндрического буйа 0,14 м, его высота 0,6 м, масса 2 кг; длина КТ, соединяющего буй с

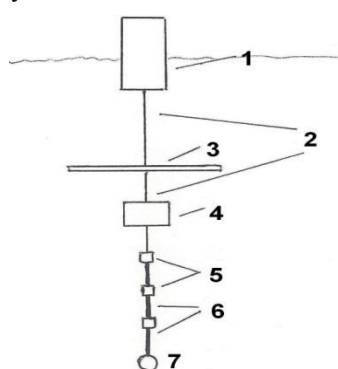


Рис.1. Общий вид дрейфующей системы: 1 – буй, 2 – кабель-трос, 3 - гидротормоз, 4 – подводный парус, 5 – приемники, 6 – кабель, 7 – груз (батарея)

антенной – 85 м, диаметр 2 мм, погонная плотность в воде 0,0022 кг/м; длина антенны 30 м, количество приемников звукового давления – 8 (установлены эквидистантно), векторный приемник – 1 (в центре антенны), диаметр кабеля антенны 4 мм, его погонная плотность в воде 0,024кг/м. Гидрофоны имеют цилиндрическую форму, диаметр 20мм и длину 60 мм, среднюю плотность в воде 1500 кг/м<sup>3</sup>, длина векторного приемника 300 мм, диаметр 140 мм, вес в воде 0,35 кг. Грузом в нижней точке антенны (на 2 м ниже последнего приемника) служила батарея (вес 0,4 кг в воде, диаметр 100 мм, длина 100 мм). Гидротормоз установлен на 50 м выше центра антенны (рис.1).

Расчеты формы антенны и ДН игольчатого типа для скорости течения  $V_0 = 0,5$  и 1 м/с при отсутствии подводного паруса показали, что скорость дрейфа составила соответственно 0,20 м/с и 0,53 м/с, направление дрейфа - 72° и 68° (угол отсчитывался вправо от направления ветра). При  $V_0 = 0,5$  м/с главный максимум ДН смещен примерно на 10°, при  $V_0 = 1$  м/с - примерно на 30°, при этом ДН теряет осевую симметрию (рис.2, 3, где угол  $\phi$  отсчитывается в горизонтальной плоскости, угол  $\theta$  – в вертикальной плоскости).

Применение подводного паруса площадью 1 м<sup>2</sup> в верхней точке антенны (над верхним гидрофоном) позволяет существенно стабилизировать как форму антенны, так и ее ДН: антенна незначительно отклоняется от верти-

кали, а главный максимум ДН смещен на  $12^\circ$  при скорости течения на поверхности океана  $V_0 = 1$  м/с и всего на  $3,5^\circ$  при  $V_0 = 0,5$  м/с (рис. 4, 5).

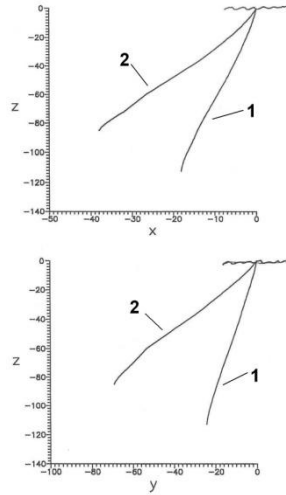


Рис. 2. Вертикальные проекции конфигурации системы без подводного паруса для  $V_0 = 0,5$  м/с (1) и 1 м/с (2)

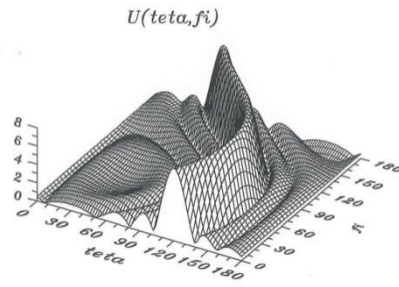


Рис. 3. Диаграмма направленности антенны без паруса в функции углов полярной системы координат ( $V_0 = 1$  м/с).

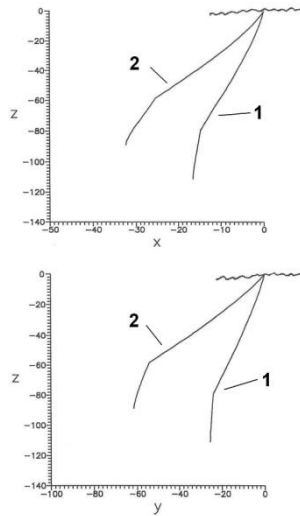


Рис. 4. Вертикальные проекции системы с подводным парусом  $1 \text{ м}^2$  для  $V_0 = 0,5$  м/с (1) и 1 м/с (2).

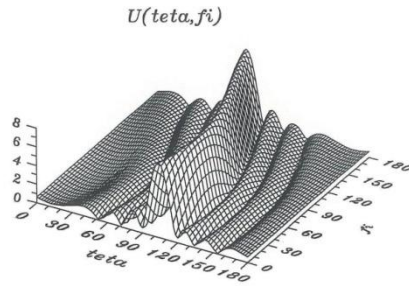


Рис. 5. Диаграмма направленности в функции углов полярной системы для антенны с парусом  $1 \text{ м}^2$  ( $V_0 = 1$  м/с)

УДК534.6.08

**Ю.С. Крюков, Е.О. Черепанов**

**ПРОГРАММНЫЕ СРЕДСТВА ОБРАБОТКИ  
ГИДРОАКУСТИЧЕСКИХ СИГНАЛОВ, МОДЕЛИРОВАНИЯ И  
ДИСТАНЦИОННОЙ ОЦЕНКИ КООРДИНАТ СРАБАТЫВАНИЯ  
ПОДВОДНЫХ ИМПУЛЬСНЫХ ИСТОЧНИКОВ**

ФГУП «НИИ прикладной акустики»  
141981 г. Дубна Московской области, ул. 9 Мая, д.7а  
Тел.: (49621) 93665; Факс: (49621) 20526, E-mail: kryukov@niira.ru  
Тел.: (49621) 99823 доб. 2328, E-mail: evgeny.cherepanov@niira.ru

*Рассмотрена задача моделирования и дистанционной оценки координат срабатывания подводного импульсного источника на основе определения моментов времени прихода сигналов на гидрофоны радиобуёв в пространственно-разнесённых точках с известными координатами. Приведены результаты натурных экспериментов в условиях акваторий Ладожского озера и Чёрного моря.*

Настоящая работа является продолжением исследований по дистанционной оценке координат срабатывания подводных импульсных источников, выполненных авторами в работах [1, 2]. В основе лежит акустический метод триангуляции с использованием относительных задержек сигналов, зарегистрированных датчиками в пространственно-разнесённых точках [1, 3].

Для выбранных четырёх точек приёма сигналов с известными координатами:  $(x_1, y_1)$ ,  $(x_2, y_2)$ ,  $(x_3, y_3)$ ,  $(x_4, y_4)$  задача оценки координат срабатывания подводного источника  $(x_s, y_s)$  и определения времени распространения сигнала  $t_1$  до точки приёма 1 сводится к решению матричного уравнения:

$$A \cdot X = D, \text{ где } A = \begin{bmatrix} a_{21} & b_{21} & c_{21} \\ a_{31} & b_{31} & c_{31} \\ a_{41} & b_{41} & c_{41} \end{bmatrix}, X = \begin{bmatrix} x_s \\ y_s \\ t_1 \end{bmatrix}, D = \begin{bmatrix} d_{21} \\ d_{31} \\ d_{41} \end{bmatrix}, \quad (1)$$

$$a_{21} = x_2 - x_1, b_{21} = y_2 - y_1, c_{21} = \Delta t_{21} c_0^2, a_{31} = x_3 - x_1, b_{31} = y_3 - y_1, c_{31} = \Delta t_{31} c_0^2, \\ a_{41} = x_4 - x_1, b_{41} = y_4 - y_1, c_{41} = \Delta t_{41} c_0^2,$$

$$d_{21} = \frac{[x_2^2 - x_1^2 + y_2^2 - y_1^2 - c_0^2 \Delta t_{21}^2]}{2}, d_{31} = \frac{[x_3^2 - x_1^2 + y_3^2 - y_1^2 - c_0^2 \Delta t_{31}^2]}{2}, d_{41} = \frac{[x_4^2 - x_1^2 + y_4^2 - y_1^2 - c_0^2 \Delta t_{41}^2]}{2},$$

$\Delta t_{21}$ ;  $\Delta t_{31}$ ;  $\Delta t_{41}$  – задержки времени прихода сигналов в точки приёма сигналов 2, 3, 4 соответственно относительно точки приёма 1;  $c_0$  – среднее значение скорости звука в среде.

В ряде случаев для уточнения результатов оценок координат применялся метод минимизации функционала, составленного из полученных от носительных задержек времени прихода сигналов.

Вычисление координат источника  $x_s, y_s$  выполняется путем минимизации следующей функции:

$$f(x_s, y_s) = \sum_{i=1}^n \sum_{j=i+1}^n \left( t_i - t_j - \frac{1}{c_0} \sqrt{(x_i - x_s)^2 + (y_i - y_s)^2} + \frac{1}{c_0} \sqrt{(x_j - x_s)^2 + (y_j - y_s)^2} \right)^2, \quad (2)$$

где  $x_i, y_i, x_j, y_j$  – координаты датчиков  $i, j$ , а  $t_i, t_j$  – времена прихода сигналов.

Глубина срабатывания подводного источника взрыва  $z_s$  оценивалась на основе измерения периода времени  $T_1$  между приходом импульса от ударной волны и импульса от пульсации газового пузыря при известной мощности заряда в тротиловом эквиваленте  $W$  по следующей формуле [4, 5]:

$$T_1 = 2.08 W^{1/3} / (z_s + 10.07)^{5/6}. \quad (3)$$

Обработка гидроакустических сигналов при определении координат подводного источника заключается: в выделении импульсов, вызванных срабатыванием источника на фоне окружающего шума и реверберации; определении моментов времени прихода сигнала на гидрофоны радиобуев, разнесенных по водной акватории; передачи результатов обработки на пульт управления (ПУ).

Особенностью алгоритмов, применяемых для решения данной задачи, является необходимость их непрерывного выполнения в реальном режиме времени во встроенном ПО радиобуя в полностью автоматическом режиме. В связи с этим, нерационально применение ресурсоемких алгоритмов корреляционного анализа и алгоритмов фильтрации на основе FFT.

При высоком отношении сигнал/шум для обнаружения импульса достаточно применения порогового алгоритма с усреднением низкочастотных колебаний, вызванных волнением. Однако, на больших расстояниях от источника прямой сигнал от взрыва поступает сильно ослабленным, с уровнем, сопоставимым с шумом и существенно ниже уровня реверберации. Для обнаружения подобных импульсов применяется алгоритм на основе метода зеркальной производной [2], который позволяет выделять сигналы малой амплитуды, но с острым фронтом. Недостатком данного алгоритма является ложное выделение слабых импульсов, вызванных высокочастотными помехами, например, от работы радиоканала. Данный недостаток устраняется путем комбинированного применения указанных алгоритмов. В этом случае импульс, обнаруженный с помощью метода зеркальной производной, считается полезным, если он сопровождается высокоамплитудными импульсами реверберации, превышающими заданный порог.

При поступлении формуляров с обнаруженными импульсами от радиобуев в СПО ПУ производится их анализ и предварительная сортировка с целью определения их принадлежности к одному событию. При срабатывании одиночного источника основные трудности отнесения формуляра к событию вызваны ошибками 1-го и 2-го рода (пропуск/ложный) в ходе обна-



ружения импульсов. При групповых срабатываниях, разнесенных в пространстве, возникают дополнительные сложности, связанные с нарушением последовательности прихода импульсов на гидрофоны радиобуев. А поскольку поступление формуляров по радиоканалу может также происходить в произвольной последовательности и с определенной задержкой, то предварительная автоматическая сортировка импульсов по принадлежности к событиям имеет высокий процент ошибки, что приводит к неверной оценке координат источника. Поэтому, по окончанию поступления формуляров по команде оператора производится повторная сортировка. Эффективность алгоритма сортировки и точность расчетов существенно повышается при использовании в ходе измерений избыточного количества радиобуев.

В ходе планирования эксперимента производится моделирование распространения сигнала на основе имеющихся гидрологических исследований для данной водной акватории, либо прямых измерений глубин и вертикального распределения скорости звука. На основе этих данных с помощью алгоритмов СПО ПУ производится предварительное формирование точек установки группировки радиобуев вокруг предполагаемого расположения источника, и проводится расчёт распространения звуковых лучей согласно закону Снеллиуса [6] с целью оценки времени, дальности распространения и степени затухания прямого сигнала для каждой измерительной точки. По результатам моделирования корректируется положение радиобуев, подбирается глубина размещения гидрофонов и определяются параметры настройки регистрирующей аппаратуры для предстоящих измерений.

На точность оценки координат источника оказывают существенное влияние: ошибки в измерениях собственных координат радиобуев; ошибки в определении абсолютного времени прихода импульса от источника и выбор конфигурации расположения радиобуев на акватории. В СПО ПУ реализован алгоритм моделирования карты ошибок при расчете координат источника [1] для выбранной конфигурации группировки радиобуев. В ходе планирования эксперимента производился выбор оптимального размещения точек приема с целью получения допустимой погрешности измерений.

Таблица 1.

Дата	Место	Число опытов	Средняя ошибка по (x; y), м	Средняя ошибка по (z), м
18.08.2015	Ладожское оз.	10 (один.)	5,28	2,21
19.08.2015	г. Приозерск	27 (групп.)	4,86	2,32
21.06.2016	Черное море,	9 (один.)	7,35	1,77
22.06.2016	г. Феодосия	26 (групп.)	без контроля	3,6

Разработанные алгоритмы и методы, реализованные во встроенном ПО радиобуев и СПО ПУ, применялись в ходе измерений, проводившихся на акватории Ладожского озера летом 2015 г. и акватории Черного моря летом 2016 г. В измерениях использовалась группа из 6-8 радиобуев. Пульт управления находился на судне обеспечения, удалённом на 3-5 км от источника.

Оценка координат подводных взрывов источников массами 1, 5, 23 кг проводилась в реальном масштабе времени. Результаты оценки координат на водной акватории и глубин срабатывания одиночных и групповых подводных источников приведены в таблице 1 и на рис. 1 (красные звёздочки). Белыми квадратами на рис. 1 обозначены точки расположения радиобуёв при выполнении измерений и их порядковые номера.

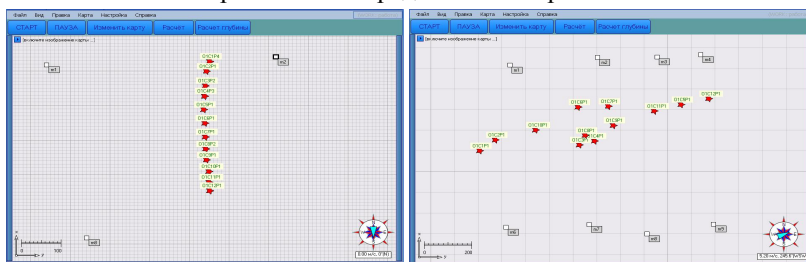


Рис. 1. Результаты расчета координат группы импульсных источников в Ладожском озере 08.2015 (слева) и Черном море 07.2016 (справа).

**Выводы:** Разработанные и реализованные в виде СПО в радиобуях и Пульте управления алгоритмы позволяют выполнять оценку координат и глубин срабатывания подводных импульсных источников на морской акватории площадью до 1 км<sup>2</sup> в реальном режиме времени поступления сигнала с погрешностью не превышающей  $\pm 7,35$  м.

## ЛИТЕРАТУРА

1. Крюков Ю.С., Агейкин А.В., Коротаев Ю.В., Черепанов Е.О. Дистанционная оценка координат срабатывания импульсного источника в водной среде в условиях интервальной неопределенности измерений координат точек приема сигнала. //Ученые записки физического факультета Московского университета, 2014. №6 (14), с. 146323-1-146323-7.
2. Костенко К.В., Крюков Ю.С. Метод детектирования импульса прямого сигнала от подводного взрывного источника в волноводе. // Акуст. ж., 2016, т. 62, № 1, с.111–116.
3. Крюков Ю.С. Метод определения пространственных координат взрывных источников акустического сигнала в условиях ветровых помех// ЭНЖ «Молекулярные технологии»/НИИПА. 2010. т.4. с.122-137. [электр. ресурс] – Режим доступа. – URL: <http://www.niipa.ru/journal/articles/7.pdf> (дата обращения 24.01.2018).
4. Коул Р. Подводные взрывы. М.: Иностранная литература, 1950. 418с.
5. Громашева О.С., Захаров В.А. Оценка глубины подводного взрыва методом модифицированного кепстрального анализа морской реверберации, обусловленного этим взрывом.// Акуст. ж., 2002, т. 48, № 3, с. 319-324.
6. Бреховских Л.М., Годин О.А. Акустика слоистых сред – М.: Наука. Гл. ред. Физ.-мат. лит., 1989.

УДК542.34

**Кудашев Е.Б., Яблоник Л.Р.**

**ИЗМЕРЕНИЕ ШУМОВ ОБТЕКАНИЯ ПРИ ВОЗДЕЙСТВИИ  
АКУСТИЧЕСКИХ ПОМЕХ**

Институт космических исследований РАН  
Россия, 117997, Москва, Профсоюзная, 84/ 32  
Тел.: (495)333-1234, факс: (495)333-1248  
Email: kudashev@iki.rssi.ru, yablonik@gmail.com

*Рассматриваются методы и измерительные устройства для экспериментальных исследований полей турбулентных давлений в присутствии акустической шумовой помехи. Численный анализ показал, что с ростом отношения диаметров основного и компенсирующего элементов шумокомпенсированного приемника возможности подавления акустической низкочастотной помехи возрастают.*

При прогнозировании акустического излучения фюзеляжей самолётов, корпуса кораблей, корпуса ракет, торпед, поверхности обтекателей гидроакустических комплексов существенное влияние оказывает исходная информация о первичном поле турбулентных давлений - основном источнике генерируемых потоком шумов обтекания [1,2]. При регистрации турбулентных пульсаций важно исключить искажение турбулентных спектров из-за воздействия внешних физических полей. Методы пространственной фильтрации турбулентных пульсаций положены в основу создания методов и измерительных устройств для измерения турбулентных давлений на фоне акустических шумов [3,4]. Метод регистрации турбулентных давлений при воздействии акустических помех основан на том, что поля турбулентных давлений и звуковых волн имеют обычно существенно различные линейные масштабы (см. рис. 1).

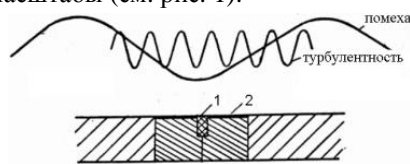


Рис.1.

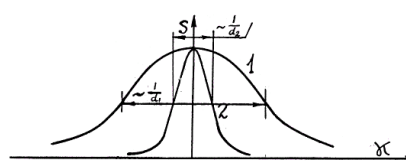


Рис.2.

В случае малых дозвуковых скоростей потока энергетически значимые компоненты турбулентных и звуковых полей на заданной частоте сосредоточены в практически непересекающихся в волновых областях. В состав шумокомпенсированного приемника входят основной 1 и компенсирующий 2 чувствительные элементы (Рис. 1). Компенсирующий протяженный эле-

мент 2 малочувствителен к мелкомасштабной структуре турбулентных пульсаций давления и практически воспринимает лишь акустическую составляющую поля турбулентных давлений. На рис. 2 представлены волновые характеристики чувствительных элементов  $S(\mathbf{k})$ —фурье-образ функции влияния приемника  $\Theta(\boldsymbol{\varepsilon})$ :

$$S(\mathbf{k}) = \int_{-\infty}^{\infty} \Theta(\boldsymbol{\varepsilon}) \exp(i\mathbf{k}\boldsymbol{\varepsilon}) d\boldsymbol{\varepsilon} \quad (1)$$

Достаточно большим размерам чувствительной поверхности протяженного компенсирующего элемента 2 соответствует волновая характеристика, сосредоточенная в области малых волновых чисел (Рис. 2). В результате взаимодействия с полем пульсаций давления компенсирующий элемент 2 формирует электрический сигнал, пропорциональный только шумовой компоненте сигнала. При вычитании сигналов основного и компенсирующего чувствительных элементов сигнал на выходе оказывается пропорциональным турбулентным пульсациям давления. Разработанные шумокомпенсированные приемники турбулентных пульсаций давления показаны на рис. 3 и рис. 4.



Рис.3.

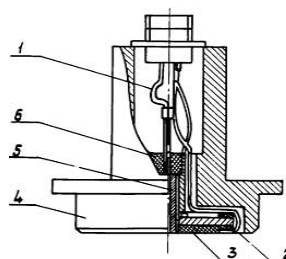


Рис.4.

Рассмотрим подробнее конструкцию шумокомпенсированного приемника (рис 4). Приемник выполнен в виде двух коаксиальных чувствительных элементов 2 и 5, укрепленных в корпусе 4. Основной чувствительный элемент 5 - пьезокерамический цилиндр диаметром 1,3 мм, воспринимающий пульсации давления мембраной, установленной на торце цилиндра. Компенсирующий чувствительный элемент 2 - изгибный биморфный пьезокерамический преобразователь, склеенный из дисков диаметром 30 мм. Пьезоцилиндр 5 монтируется на втулке 6, укрепленной в корпусе с помощью эпоксидного компаунда. Прокладка 3 обеспечивает герметичность конструкции. Электрические сигналы снимаются через токовыводы 1 и подключаются к входу вычитающего устройства.

Исследована эффективность метода подавления акустической помехи. Выполнен анализ формирования сигнала шумокомпенсированного приемника. Рассматривается распределение локальной чувствительности по приемным поверхностям основного и компенсирующего элементов.

Суммарное поле  $\Phi(\kappa_u)$ , воздействующее на приемник, представляется в виде

$$\Phi(\kappa_u) = \Phi_f(\kappa_u) + \Phi_a(\kappa_u) \quad (2)$$

Значения измеренных спектральных компонент  $\Phi_m$  представляются в виде интеграла по волновой области

$$\Phi_m = \int_0^\infty \Phi(\kappa) \cdot S(\kappa) d\kappa \quad (3)$$

Характеристики  $K_1(x)$  и  $K_2(x)$  представляют собой распределения локальной чувствительности по приемным поверхностям основного и компенсирующего элементов;  $p(x, t)$  — величина пульсационной составляющей давления в момент времени  $t$  в точке пространства с координатой  $x$ . Полагая интегральные значения чувствительности  $\gamma_p$  основного и компенсирующего элементов одинаковыми. Рассматривая чувствительные элементы с круглой приемной поверхностью, функции  $K_1(x)$  и  $K_2(x)$  зададим как

$$K_1(x) = \begin{cases} \gamma_p / \pi R_1^2 & \text{и } \delta \text{e } |x| < R_1, \\ 0 & \text{и } \delta \text{e } |x| \geq R_1, \end{cases} \quad (4)$$

$$K_2(x) = \begin{cases} \gamma_p / \pi (R_2^2 - R_1^2) & \text{и } \delta \text{e } |x| < R_1, \\ 0 & \text{и } \delta \text{e } |x| \geq R_2 \text{ e } \text{и } \delta \text{e } |x| < R_1, \end{cases} \quad (5)$$

Соответствующие значения фурье-образов  $K(\kappa)$  распределения локальной чувствительности:

$$K_1(\kappa) = \gamma_p \frac{J_1(\kappa R_1)}{\kappa R_1 / 2}, \quad (6)$$

$$K_2(\kappa) = \gamma_p \frac{1}{(1 - \alpha^2)} \left( \alpha \frac{J_1(\kappa R_1 / \alpha)}{\kappa R_1 / 2} - \alpha^2 \frac{J_1(\kappa R_1)}{\kappa R_1 / 2} \right) \quad (7)$$

где  $J_1$  — функция Бесселя первого рода первого порядка,  $\alpha = R_1 / R_2$  — отношение диаметров основного и компенсирующего элементов.

Фурье-образ  $K(\kappa)$  распределения локальной чувствительности  $K(\kappa)$  шумокомпенсированного приемника равен разности волновых образов локальной чувствительности  $K_1(\kappa)$  и  $K_2(\kappa)$ , и, в силу общего равенства волновой фильтрации

$$S(\vec{k}) = |K(\vec{k})|^2, \quad (8)$$

Отнесенная к квадрату интегральной чувствительности волновая характеристика  $S(\kappa)$  приемника представляется в виде:

$$S(\bar{\kappa}) = \frac{1}{(1-\alpha^2)^2} \left( \frac{2J_1(\bar{\kappa})}{\bar{\kappa}} \right)^2 \left( 1 - \alpha \frac{J_1(\bar{\kappa}/\alpha)}{J_1(\bar{\kappa})} \right)^2 \quad (9)$$

где  $\bar{\kappa} = \kappa R_1$ . Волновые характеристики  $S(\kappa)$  в работе исследованы при возрастании параметра  $\alpha$  (отношения диаметров основного и компенсирующего элементов): 0,02; 0,05 и 0,1, и показаны на рис. 5.

Результаты расчетов по формулам (2-9) показывают, что с ростом параметра  $\alpha$  возможности подавления акустической низкочастотной помехи возрастают. При этом, однако, снижается волновой диапазон корректного отображения поля турбулентных давлений, связанного с неизменностью волновой характеристики в зоне энергонесущих волновых компонент гидродинамического воздействия.

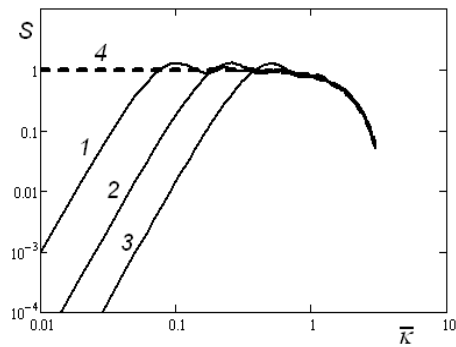


Рис.5. Подавление акустической помехи шумокомпенсированным приемником

## ЛИТЕРАТУРА

1. Кудашев Е.Б., Яблоник Л.Р. Турбулентные пристеночные пульсации давления. М.: Научный мир, 2007.
2. Кудашев Е.Б., Колышницын В.А., Маршов В.П., Ткаченко В.М., Цветков А.М. Экспериментальное моделирование гидродинамических шумов обтекания // Акустич. журнал 2013. Т. 59. № 2. С. 211-221.
3. Кудашев Е.Б. Пространственная фильтрация пристеночных турбулентных пульсаций давления // Акустич. журнал 2007. Т. 53. № 5. С. 715-723.
4. Кудашев Е.Б. Подавление акустических шумов, действующих в экспериментальной установке при измерении пристеночных пульсаций давления // Акустич. журнал 2003. Т 49. № 5. С. 644-649.

УДК 624.391

Д.А. Кузин, Л.Г. Стаценко

**ПРЕОБРАЗОВАНИЕ ЗВУКОВОГО СИГНАЛА В РЕАЛЬНОМ  
ВРЕМЕНИ ДЛЯ ПЕРЕДАЧИ ПО КАНАЛАМ СВЯЗИ**

Дальневосточный федеральный университет  
Россия, 690091, г. Владивосток, ул. Суханова, 8  
Тел.: 8(924)231-26-48, E-mail: kuzin\_da@students.dvfu.ru; lu-sta@mail.ru

*Преобразование звукового сигнала в режиме реального времени особо сложная задача, так как требует значительных вычислительных ресурсов средств обработки информации, а также особого подхода к написанию программного обеспечения. В данном исследовании описан прототип устройства, осуществляющего в реальном времени запись сигнала, выделение из него речи, сжатие, кодирование и передача в тракт. В качестве среды разработки используется LabVIEW 15, а для прототипирования устройства используется ту RIO-1900 с ПЛИС. В качестве дополнительного инструмента используется среда программирования Python.*

Для передачи звукового сигнала по каналам связи необходимо цифровое преобразование, которое используется для обработки звука с целью его сжатия, изменения, кодирования и др. Сжать сигнал в данном случае необходимо для удовлетворения техническим требованиям тракта передачи информации, а именно небольшой пропускной способности.

Подавление шума важная задача, так как в момент записи речи в помещении могут находиться источники, создающие мешающий звуковой фон [1]. Для решения этой задачи необходимо выделить из звукового сигнала определённую полосу частот, основываясь на формантной теории разборчивости речевого сигнала.

Кодирование звукового сигнала осуществлялось с целью предотвращения перехвата полезной информации при вторжении в тракт передачи информации.

В качестве передатчика используется микроконтроллер myRIO-1900 с подключенным к нему микрофоном и звуковым кабелем (тракт передачи информации). Передатчик является одновременно главным средством обработки исходного звукового сигнала, который поступает с микрофона. С помощью встроенного АЦП сигнал преобразуется в цифровой вид для последующей работы. Приёмник представлен также микроконтроллером myRIO-1900. Он выполняет декодирование информации, поступающей из тракта,

сохранение сигнала в формате WAV на внешний носитель, воспроизведение и передачу сигнала на регистрирующее устройство. Оно в данном случае связано с приёмником и передатчиком для контроля эксперимента. Также существует возможность удалённого подключения к ПЗУ приёмника.

Первая часть обработки потокового звукового сигнала – запись звука, подавление шума и выделение голоса. Преобразования выполняются в режиме реального времени передатчиком с помощью ПЛИС: осуществляется фильтрация, выделение речевого сигнала, и подавление шума с использованием дискретного преобразования Фурье.

Используя среду разработки Python был проведен эксперимент по выделению полезного сигнала из зашумленного, основываясь на свойстве свёртки сигналов дискретного преобразования Фурье [2]. Было записано два сигнала – шум и короткий импульс. Затем с помощью скрипта, реализованного на Python, было произведено Дискретное преобразование Фурье, а после выполнена свёртка функций для получения общего спектра (Рис. 1).

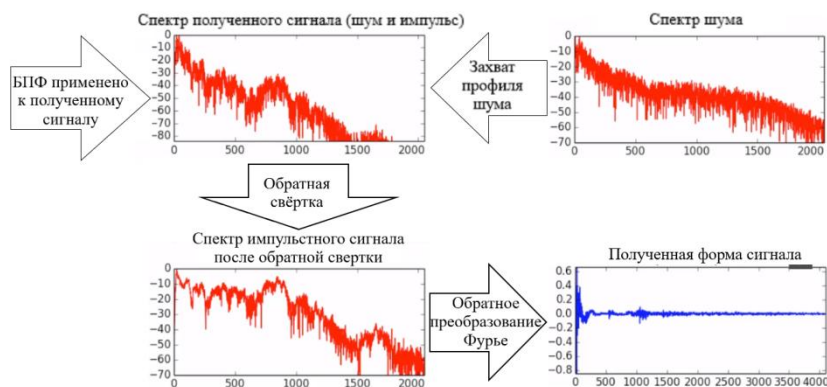


Рис. 1.

Сжатие и фильтрация сигнала осуществлялись с помощью алгоритмов выделения определенной полосы частот, основываясь на формантной теории разборчивости речи. Распознаваемость конкретного звука определяют форманты – локальные максимумы огибающей амплитудного спектра. Различные авторы приводят различные данные по значимости вклада в разборчивость отдельных формант. Специалисты считают, что первая форманта определяет громкость сигнала, а основную разборчивость определяет вторая форманта. В спектре однозначно удастся выделить только первую форманту – это глобальный максимум до 1000 Гц. Вторая форманта принадлежит диапазону 1000...2400 Гц.

После применения алгоритма выделения формант и фильтрации сигнала в диапазоне от 1000 до 2400 Гц для большего сжатия применяется алгоритм передискретизации (downsampling) звукового сигнала.



Выбор варианта фильтрации, новых значений дискретизации, а также отслеживание в реальном времени частотной характеристики поступающего сигнала и обработанного сигнала происходит в графическом интерфейсе пользователя.

Исходный звуковой сигнал поступал в полосе частот 16-20000 Гц, частота дискретизации 44100 Гц, скорость потока 1411 кбит/сек. В результате сжатия мы получили следующие характеристики сигнала: максимумы амплитуд приходятся на полосу частот 400-2000 Гц, частота дискретизации 5000 Гц, скорость потока 80 кбит/сек.

Проведя анализ выполненных исследований можно определить следующее: сигнал удовлетворяет характеристикам тракта передачи информации, сжат, оставаясь при этом разборчивым. Для сравнения размеров сигнала до преобразования и после использовалась запись на ПЗУ. Сигнал был записан, сохранён, преобразован, а затем передан на принимающее устройство. Файл удалось сжать в 18 раз (исходный сигнал 652 кбайт, сжатый сигнал 35,7 кбайт), при этом использовался формат файла WAV. Для проверки размера передаваемой информации, анализа формы сигнала, расчета скорости потока использовалось ПО Audacity (Рис. 2).

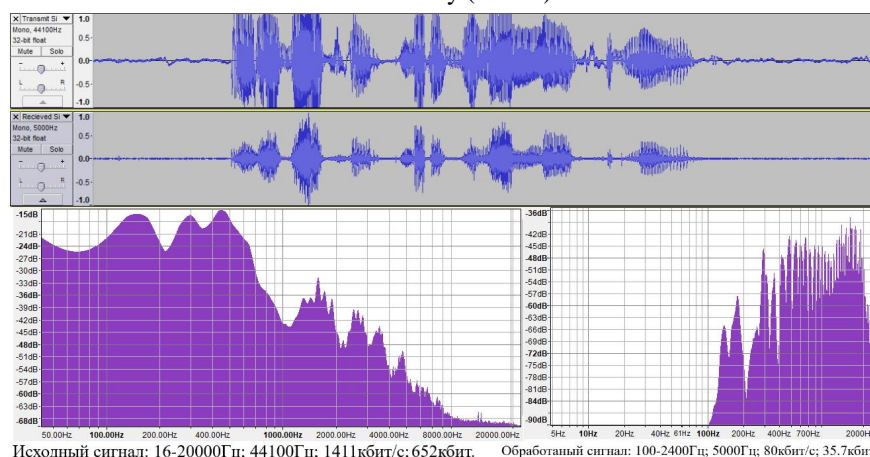


Рис. 2.

Проведя анализ различных методов распознавания речевого сигнала и подавления шума, для решения поставленной задачи использовался метод, основанный на формантной теории разборчивости звуков с применением свойства ДПФ – обратная свёртка функций.

Сжатие сигнала при данных методах обработки информации позволяет сократить объем передаваемой информации и при этом сохранить разборчивость речевого сигнала. Использование ПЛИС позволяет значительно ускорить первичную обработку звукового сигнала, а также применять скоростные цифровые фильтры [4]. Это позволит в режиме реального времени

обрабатывать и передавать речевую информацию в цифровом виде для легководолазов и операторов обитаемых подводных аппаратов.

#### **ЛИТЕРАТУРА**

1. Сергиенко А.Б. Цифровая обработка сигналов: учеб. Пособие. – 3-е изд. – СПб.: БХВ-Петербург, 2011. – 768 с.
2. Paulo S. R. Diniz, Eduardo A. B. da Silva, Sergio L. Netto. Digital Signal Processing: System Analysis and Design. – 2<sup>nd</sup> edition. – United Kingdom: Cambridge University Press, 2010. – 912 p.
3. Федосов В.П., Нестеренко А.К. Цифровая обработка сигналов в LabVIEW: учеб. Пособие. – М.: ДМК Пресс, 2007. – 456 с.

УДК542. 34

**В.М. Кузькин, С.А. Пересёлков<sup>1</sup>, Г.Н. Кузнецов, И.В. Казначеев<sup>1</sup>**

**ПОМЕХОУСТОЙЧИВЫЙ МЕТОД ПЕЛЕНГОВАНИЯ  
ШИРОКОПОЛОСНОГО ИСТОЧНИКА С ИСПОЛЬЗОВАНИЕМ  
ВЕКТОРНО-СКАЛЯРНЫХ ПРИЕМНИКОВ**

Институт общей физики им. А.М. Прохорова РАН  
Россия, 119991 Москва, ул. Вавилова, д.38  
Тел.: (499) 503-8384; Факс: (499) 135-8234, E-mail: kumiov@yandex.ru  
<sup>1</sup>Воронежский государственный университет  
Россия, 394006 Воронеж, Университетская пл., д.1  
Тел.: (4732) 789-748; Факс: (4732) 789-755,  
E-mail: pereselkov@yandex.ru

*Изложен интерферометрический метод пеленгования источника. По результатам натурального эксперимента выполнено сравнение точности определения пеленга предлагаемым методом с методом, основанным на измерении времен задержек широкополосных сигналов по скалярной компоненте поля, приходящих на разнесенные векторно-скалярные приемники. Рассмотрена помехоустойчивость метода.*

Векторно-скалярные приемники (ВСП)  $Q_1$  и  $Q_2$  расположены на оси абсцисс системы координат  $(x, y)$ , оси  $x$  ВСП совпадают с положительным направлением абсциссы. Горизонтальное расстояние  $r$  между источником и ВСП много больше расстояния  $d$  между ними,  $r \gg d$ . Источник движется со скоростью  $v$ . Характерный частотный масштаб изменения модуля квадрата спектра сигнала много больше характерного масштаба квадрата модуля передаточной функции, так что применим интерферометрический метод локализации источника [1], разработанный применительно к постоянному спектру, который далее опускается.

Давление  $P$  и горизонтальную компоненту колебательной скорости  $V_x$  запишем в виде

$$P = \sum_m A_m \exp[ih_m(\omega)r], \quad (1)$$

$$V_x = \frac{\cos \theta}{\rho \omega} \sum_m A_m h_m(\omega) \exp[ih_m(\omega)r], \quad (2)$$

где  $A_m$  и  $h_m$  – амплитуда и постоянная распространения  $m$ -й моды,  $\omega$  – циклическая частота,  $\rho$  – плотность среды,  $\theta$  – азимутальный угол направления на источник. Выражение для составляющей  $V_y$  получается из (2) заменой  $\cos \theta$  на  $\sin \theta$ . Используя (1), (2), запишем интерферограммы составляющих пото-

ка мощности  $W_{x,y} = PV_{x,y}^*$  и, переходя от переменной  $r$  ко времени  $t$ , применим к ним двукратное преобразование Фурье

$$F_{W_{x,y}}(\tau, \tilde{\nu}) = \int_0^{\Delta t} \int_{\omega - \frac{\Delta\omega}{2}}^{\omega + \frac{\Delta\omega}{2}} W_{x,y}(\omega, t) \exp[i(\tilde{\nu}t - \omega\tau)] v_r d\omega dt, \quad (3)$$

трактуемое как спектрограмма интерферограммы  $W_{x,y}(\omega, t)$ . Здесь  $\tilde{\nu} = 2\pi\nu$  и  $\tau$  – циклическая частота и время спектрограммы;  $v_r$  – радиальная скорость источника;  $\Delta\omega$  – ширина спектра;  $\Delta t$  – время накопления.

В качестве критерия обнаружения источника принимается наличие пика сигнала, заметно преобладающего над помеховыми пиками, функции

$$P_{V_r}[\varepsilon_*(q)] = \int_0^{\tau_1} |F_{V_r}[\tau(q), \nu(\tau(q))]| \sqrt{1 + \varepsilon_*^2(q)} d\tau, \quad (4)$$

определяющей угловой коэффициент прямой  $\nu = \varepsilon$  расположения главных максимумов спектрограммы интерферограммы  $W_r = PV_r$ . Здесь  $q$  – входное отношение сигнал/помеха (с/п);  $|V_r|^2 = |V_x|^2 + |V_y|^2$ ,  $\tau$  – временной интервал локализации спектральной плотности;  $\varepsilon$  – варьируемое значение углового коэффициента  $\varepsilon$ . За оценку  $\varepsilon(q)$  принимается положение главного максимума,  $\max P_{V_r}[\varepsilon_*(q)] = P_{V_r}[\varepsilon(q)]$ . После обнаружения источника проводится оценка азимута.

Регистрируется отношение модулей спектрограмм  $F_{W_y}(\tau, \nu)$  и  $F_{W_x}(\tau, \nu)$  в точке  $(\tau_1, \nu_1)$  положения первого главного максимума

$$|\operatorname{tg} \theta| = \frac{|F_{W_y}(\tau_1, \nu_1)|}{|F_{W_x}(\tau_1, \nu_1)|}, \quad (5)$$

Для отслеживания плавного изменения азимута используется каскадное траекторное накопление. В начальный момент времени  $t_0 = 0$  осуществляется траекторное накопление в течение времени  $\Delta t$ . Далее в момент времени  $t_1 = t_0 + t'$  проводится следующее траекторное накопление в течение времени  $\Delta t$  и т. д. Алгоритму (5) свойственна неоднозначность: углы  $\pm\theta$ ,  $\pi \pm \theta$  равнозначны.

Далее область спектрограмм за пределами зоны фокусировки очищается от помехи и выполняется двукратное обратное преобразование Фурье по восстановлению интерферограмм источника. Рассматривается знак отношения действительных/мнимых частей интерферограмм

$$\operatorname{tg} \theta = \frac{\operatorname{Re} W_y}{\operatorname{Re} W_x}, \quad (6)$$

Если  $\operatorname{tg} \theta > 0$ , то азимут расположен в первом или третьем квадрантах ВСП, если  $\operatorname{tg} \theta < 0$ , то – во втором или четвертом квадрантах. Определяется квадрант ВСП, где расположен пеленг. Регистрируется знак временной задержки  $\mu$  между потоками мощности  $s_{W_x}(Q_1, t)$  и  $s_{W_x}(Q_2, t + \mu)$ . Если  $\mu > 0$ , источник расположен в первом квадранте ( $\operatorname{tg} \theta > 0$ ) или в четвертом квадранте ( $\operatorname{tg} \theta < 0$ ). Если  $\mu < 0$ , то – во втором квадранте ( $\operatorname{tg} \theta < 0$ ) или в третьем квадранте ( $\operatorname{tg} \theta > 0$ ). В результате выбирается однозначное направление на источник.

Эксперимент проводился в шельфовой акватории: глубина  $\cong 53$  м, скорость звука  $\cong 1474$  м/с [2]. Источником звука являлся буксируемый на глубине  $\cong 15$  м пневмоизлучатель со скоростью  $v \cong 1.7$  м/с. При обработке использовались два ВСП на глубине  $\cong 52$  м и разнесенных между собой на расстояние  $d \cong 100$  м. Ширина полосы 180 – 220 Гц.

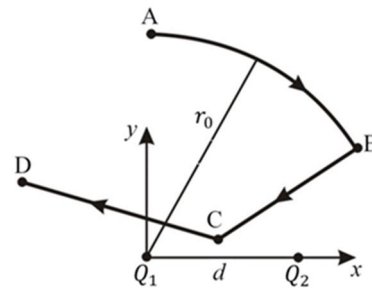


Рис. 1. Схема эксперимента.

Схема движения пневмоисточника и расположение ВСП  $Q_1$  и  $Q_2$  показаны на рис. 1. Из т.А источник перемещался по дуге окружности радиуса  $r_0 \cong 11$  км до т.В. Из т.В источник приближался к ВСП по прямолинейной траектории до т.С, где он разворачивался и по прямолинейной траектории удалялся в т.Д. В начальной т.А входное отношение с/п (по мощности)  $q \cong 25.5$ . При движении по дуге окружности: периодичность излучения  $\delta t \cong 1$  мин, задержка по времени  $t' \cong 5$  мин. При движении в радиальных направлениях: периодичность излучения  $\delta t \cong 30$  с, задержка  $t' \cong 2.5$  мин. Для условий эксперимента результаты измерений пеленга приведены на рис. 2. Под пеленгом понимается угол, дополнительный к азимутальному углу,  $\vartheta = 90^\circ - \theta$ . Положительные значения пеленга относятся к приближению источника к ВСП, отрицательные – к удалению. Рассмотренные методы дают близкие значения угла, что демонстрирует работоспособность интерферометрического метода пеленгования источника.

Для проверки помехоустойчивости интерферометрического метода пеленгования при обработке экспериментальных данных добавлялась изотропная помеха. При движении по окружности входное отношение с/п  $q \cong 10^{-3}$ . Зависимости пеленга от времени при движении по дуге окружности и в области разворота вблизи ВСП показаны на рис. 3. Для сравнения

сплошной линией представлены временные зависимости пеленга методом временных задержек, полученные для условий эксперимента.

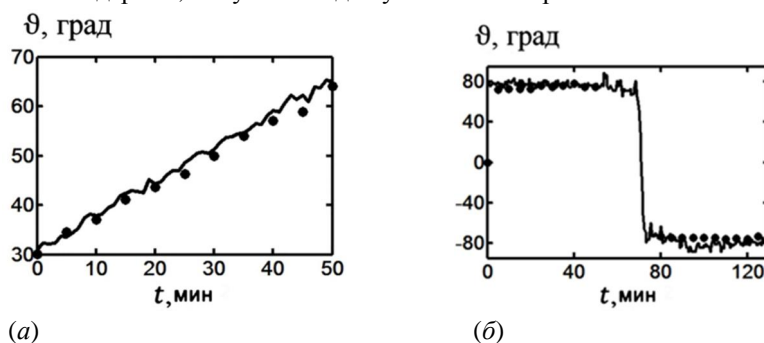


Рис.2. Пеленгование источника: (а) движение по окружности, (б) при развороте в т.С вблизи приемной системы. Точки – интерференционный метод, сплошная линия – метод временных задержек.

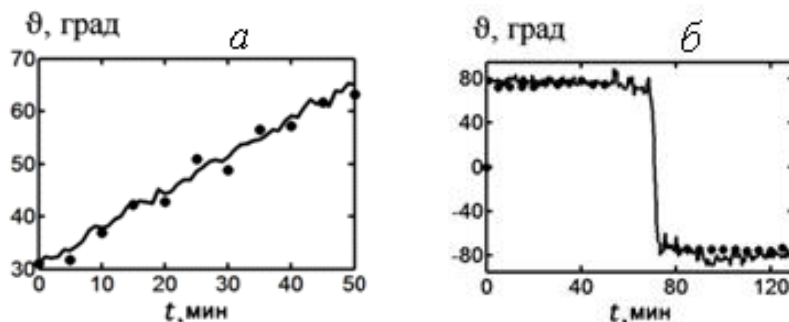


Рис.3. Пеленгование источника: (а) движение по дуге окружности, (б) движение в окрестности расположения ВСП. Точки – интерференционный метод (добавлена погрешность), сплошная линия – метод временных задержек (для условий эксперимента).

Работа выполнена при частичной поддержке программы президиума РАН № 7 «Актуальные вопросы фотоники, зондирование неоднородных сред и материалов».

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Казначеев И.В., Кузнецов Г.Н., Кузькин В.М., Пересёлков С.А. Интерферометрический метод обнаружения движущегося источника звука векторно-скалярным приемником // Акуст. журн. 2018. Т. 64. № 1. С. 33-45.
2. Белов А.И., Кузнецов Г.Н. Оценка акустических характеристик поверхностных слоев морского дна с использованием четырехкомпонентных векторно-скалярных приемников // Акуст. журн. 2016. Т. 62. № 2. С. 194-202.

УДК542. 34

**В.М. Кузькин, С.А. Пересёлков<sup>1</sup>, Г.Н. Кузнецов, И.В. Казначеев<sup>1</sup>**

**РАЗРЕШАЮЩАЯ СПОСОБНОСТЬ ИНТЕРФЕРОМЕТРИЧЕСКОГО  
МЕТОДА ЛОКАЛИЗАЦИИ ШУМОВЫХ ИСТОЧНИКОВ**

Институт общей физики им. А.М. Прохорова РАН  
Россия, 119991 Москва, ул. Вавилова, д.38  
Тел.: (499) 503-8384; Факс: (499) 135-8234, E-mail: kumiov@yandex.ru  
<sup>1</sup>Воронежский государственный университет  
Россия, 394006 Воронеж, Университетская пл., д.1  
Тел.: (4732) 789-748; Факс: (4732) 789-755,  
E-mail: pereselkov@yandex.ru

*Представлены результаты численного эксперимента разрешения трех шумовых источников различной интенсивности на фоне помехи в мелком море. Выполнен сравнительный анализ точности определения их координат: пеленга, радиальной скорости, расстояния, глубины. Моделирование проведено на основе интерферометрического метода локализации источника с использованием векторно-скалярных приемников.*

Интерферометрический метод локализации источника состоит из двух этапов. На первом этапе, используя когерентное траекторное накопление спектральных максимумов волнового поля вдоль интерференционных полос, формируемых широкополосным источником, решается задача обнаружения, пеленгования, определения радиальной скорости и удаления [1, 2]. Когерентное траекторное накопление максимумов поля источника, реализуемое двукратным преобразованием Фурье интерферограммы источника, формирует на спектрограмме локализованную область спектральной плотности в виде отдельных фокальных пятен. На втором этапе по очищенной от помехи интерферограмме источника восстанавливается огибающая сигнала и определяются амплитуды мод. По отношению амплитуд соседних мод оценивается глубина источника [3].

Суммарная интерферограмма состоит из интерферограмм каждого из источников и слагаемых, вызванных произведением их компонент поля. Слагаемые вызваны не когерентным сложением спектральных максимумов, так что спектрограммы нескольких источников можно рассматривать как линейное сложение спектрограмм источников. На ней выделяется область локализации спектральной плотности шумового поля наиболее мощного источника. Она вырезается и по отношению к ней применяется обратное двукратное преобразование Фурье по восстановлению интерферограммы.

Итерация повторяется до тех пор, пока не останется изображение одного источника. Выделяя последовательно на суммарных спектрограммах области локализации отдельных источников, вырезая их, получаем спектрограммы и интерферограммы менее интенсивных источников.

Волновод полагается горизонтально-однородным. Параметры поглощающего жидкого однородного дна: отношение плотности грунта и воды  $\rho = 1.8$ , комплексный показатель преломления  $n = 0.84(1 + i0.03)$ . Профиль скорости звука и геометрия задачи приведены на рис. 1, 2.

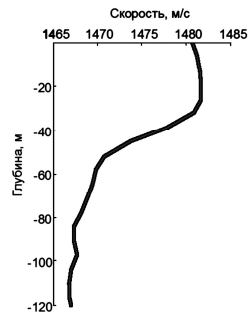


Рис. 1. Профиль скорости звука.

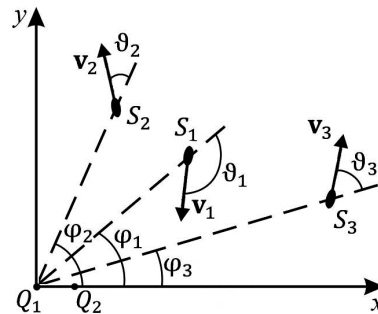


Рис. 2. Геометрия задачи.

Векторно-скалярные приемники (ВСП)  $Q_{1,2}$  размещены на глубине  $z_q = 100$  м, расстояние между ними  $d = 150$  м. Положительные направления осей  $x$  ВСП и системы координат  $(x, y)$  совмещены. Источник  $S_1$ : удаление  $r_1 = 7$  км, скорость  $v_1 = 3$  м/с, глубина  $z_1 = 80$  м, пеленг  $\varphi_1 = 45^\circ$ , угол траектории  $\vartheta_1 = 180^\circ$ , радиальная скорость  $v_{r1} = -3$  м/с, входное отношение с/п  $q_1 = 6 \times 10^{-3}$ . Источник  $S_2$ : удаление  $r_2 = 10$  км, скорость  $v_2 = 13.5$  м/с, глубина  $z_2 = 5$  м, пеленг  $\varphi_2 = 60^\circ$ , угол траектории  $\vartheta_2 = 0^\circ$ , радиальная скорость  $v_{r2} = 13.5$  м/с, входное отношение с/п  $q_2 = 1$ . Источник  $S_3$ : удаление  $r_3 = 20$  км, скорость  $v_3 = 9.9$  м/с, глубина  $z_3 = 6$  м, пеленг  $\varphi_3 = 15^\circ$ , угол траектории  $\vartheta_3 = 45^\circ$ , радиальная скорость  $v_{r3} = 7.0$  м/с, входное отношение с/п  $q_3 = 10^{-1}$ . Сигналы источников являются белым шумом. Ширина полосы  $\Delta f = 80-100$  Гц. Время наблюдения  $\Delta t = 1.5$  мин. Шумовое поле регистрируется в течение  $\Delta T = 5$  с, временной интервал между регистрациями  $\delta T = 0.1$  с.

На рис. 3 представлены интерферограмма и спектрограмма поля трех шумовых источников для двух случаев. На интерферограмме (рис. 3а) прослеживаются перекрывающиеся интерференционные полосы трех источников, т.е. поля источников не интерферируют между собой. Наложение спектральных плотностей сосредоточено преимущественно в первом фокальном пятне (рис. 3б), которое претерпевает искажения при разрешении источников. Различие в интенсивностях источников приводит к тому, что на интерферограмме (рис. 3в) и спектрограмме (рис. 4з) наблюдается изображение только мощного источника  $S_2$ .



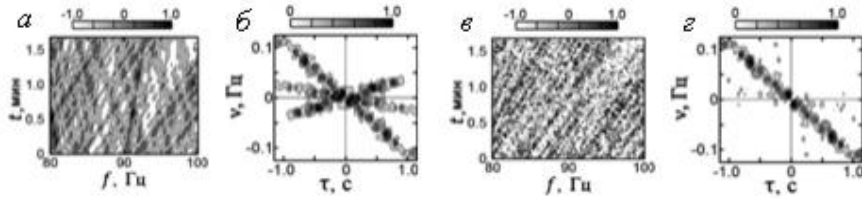


Рис. 3. Интерферограмма (а) и спектрограмма (б) трех шумовых источников одинаковой интенсивности в отсутствие помехи. Интерферограмма (в) и спектрограмма (г) трех шумовых источников по данным моделирования.

Эффект фильтрации области спектрограммы за пределами полосы локализации спектральной плотности источника  $S_2$  и выполнения обратного двукратного преобразования Фурье продемонстрирован на рис. 4 (а, б). Для сравнения показана спектрограмма источника в отсутствие помехи и источников  $S_{1,3}$  (рис. 4в). Такие спектрограммы назовем оригиналами.

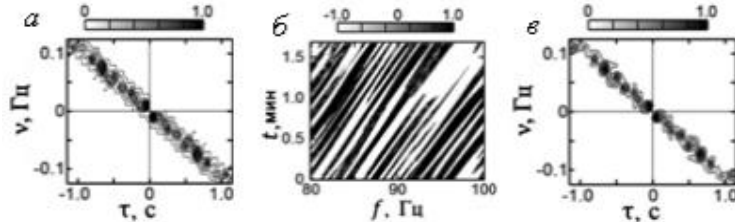


Рис. 4. Восстановленные спектрограмма (а) и интерферограмма (б) источника  $S_2$ . Оригинал спектрограммы источника  $S_2$  (в).

Далее поле трех источников очищается от поля источника  $S_2$  путем вырезания области локализации спектральной плотности на спектрограмме и обратным двукратным преобразованием Фурье восстанавливается интерферограмма. В результате получаем изображение двух источников  $S_{1,3}$  (рис. 5 (а, б)). Спектрограмма источника  $S_3$ , очищенная от источника  $S_1$  и помехи, и ее оригинал показаны на рис. 5 (в, г).

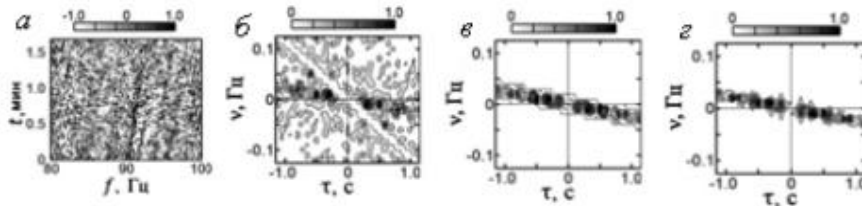


Рис. 5. Интерферограмма (а) и спектрограмма (б) двух шумовых источников  $S_{1,3}$ . Восстановленная спектрограмма источника  $S_3$  (в) и ее оригинал (г).

Результат очищения суммарного поля источников  $S_{1,3}$  от поля источника  $S_3$  приведен на рис. 6 (а, б). Спектрограмма источника  $S_1$ , очищенная от помехи, и ее оригинал показаны на рис. 6 (в, г).

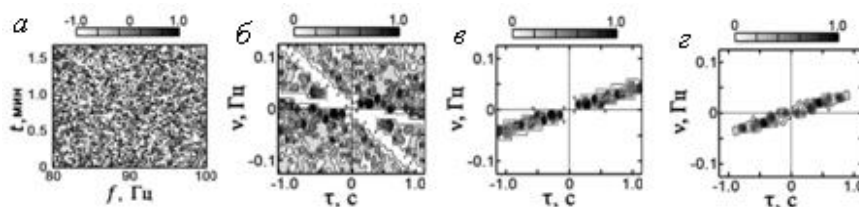


Рис.6. Интерферограмма (а) и спектрограмма (б) двух шумовых источников  $S_{1,3}$ . Восстановленная спектрограмма источника  $S_1$  (в) и ее оригинал (з).

Оценки координат разрешенных источников, выполненные на основе алгоритмов [1-3], приведены в табл. 1.

Таблица 1. Оценки координат разрешенных шумовых источников.

Источники	Координаты источников			
	$\varphi$ , град	$v_r$ , м/с	$r$ , км	$z$ , м
$S_1$	46.8	-3.4	7.2	80.8
$S_2$	60.5	12.4	9.2	$\leq 5.3$
$S_3$	16.2	6.7	18.9	$\leq 9.2$

Работа выполнена при поддержке программы президиума РАН № 7 «Актуальные вопросы фотоники, зондирование неоднородных сред и материалов».

## ЛИТЕРАТУРА

1. Казначеев И.В., Кузнецов Г.Н., Кузькин В.М., Пересёлков С.А. Интерферометрический метод обнаружения движущегося источника звука векторно-скалярным приемником // Акуст. журн. 2018. Т. 64. № 1. С. 33-45.
2. Кузькин В.М., Пересёлков С.А., Кузнецов Г.Н., Казначеев И.В. Помехоустойчивый метод пеленгования широкополосного источника с использованием векторно-скалярных приемников // Тр. XVI школы-семинара им. акад. Л.М. Бреховских. 2018. (см. настоящий сб. тр.).
3. Kuznetsov G.N., Kuz'kin V.M., Pereselkov S.A., Prosovetskiy D.Yu. Wave method for estimating the sound source depth in an oceanic waveguide // Phys. Wave Phenom. 2016. V. 24. N. 4. P. 310-316.

УДК 519.23

**Д.Е. Лейкин, С.В. Дунчевская, С.В. Видихин**

**ОБНАРУЖЕНИЕ МАЛОЗАМЕТНЫХ ЦЕЛЕЙ  
В РЕВЕРБЕРИРУЮЩЕЙ СРЕДЕ**

Научно-производственное предприятие «Форт XXI»  
Россия, 141074 Королев, ул. Пионерская, д.4  
Тел.: (495) 789-9019; Факс: (495) 513-2463, E-mail: del@fort21.ru

*Обсуждаются результаты испытаний активного гидролокатора, обеспечивающего обнаружения малоаметных целей, маскируемых нестационарной реверберационной помехой.*

Маскировка полезных эхо-сигналов нестационарной реверберационной помехой является основным фактором, ограничивающим эффективность работы активных гидролокационных систем ближнего действия.

Для моностатических систем, использующих короткие зондирующие посылки, оптимизированный по канонической схеме алгоритм обработки эхосигналов имеет структуру корреляционного детектора с порогом, задаваемым в зависимости от текущего уровня окружающих помех. К основным недостаткам корреляционного обнаружителя с адаптивным порогом следует отнести невозможность стабилизации уровня ложной тревоги и высокую вероятность пропуска цели. Низкая эффективность детекторов данного типа является результатом оптимизации алгоритма обработки сигналов на основе использования упрощенных вероятностных моделей, не в полной мере учитывающих статистические свойства реальных помех.

Особенности работы импульсных гидролокаторов ближнего действия обуславливаются влиянием нестационарной реверберационной помехи, перекрывающей спектр эхосигналов от целей и имеющей априорно неизвестное распределение, а также небольшими объемами сигнальных выборок. Понятно, что синтез алгоритма обнаружения в таких условиях едва ли может быть выполнен по традиционными схемам статистической теории обработки сигналов.

В настоящей работе использован альтернативный подход, в котором указанные трудности удается преодолеть благодаря использованию алгоритма, обеспечивающего автоматическую (без использования средств адаптации) стабилизацию уровня ложной тревоги при любом априорно неизвестном распределении помехи и произвольном объеме сигнальной выборки. Условия применимости данного алгоритма сводятся к требованию малости изменения уровня окружающей помехи на временах порядка длитель-

ности зондирующего сигнала, которое хорошо выполняется в большинстве реальных условий для импульсных гидролокационных систем.

Экспериментальная часть обсуждаемой работы состояла в проведении испытаний макета гидролокатора, реализующего предложенный алгоритм обнаружения. Цель испытаний заключалась в сравнении эффективности обнаружения гидролокатором слабых целей в реверберирующей среде с эффективностью корреляционного детектора в идентичной сигнально-помеховой обстановке. Испытания проводились в природном водоеме с применением трансдюсера и электронного приемно-излучающего блока оригинальной разработки. Зондирующий сигнал представлял собой импульс с несущей в субсантиметровом диапазоне. Обработка экспериментальных данных выполнялась в камеральном режиме.

Принимаемый гидролокатором отклик среды на зондирующий импульс показан на Рис.1. Стрелками отмечено положение двух целей, эхосигналы от которых тонут в реверберационной помехе. Уровни эхосигналов от целей составляют примерно -20 дБ от уровня помехи в соответствующие моменты времени.

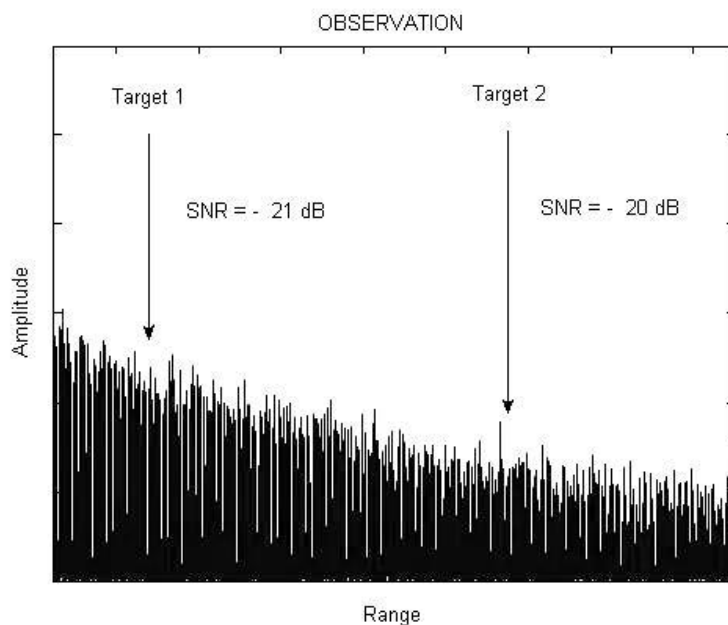


Рис.1 – Амплитуда принятого эхосигнала в функции расстояния до переднего фронта зондирующего импульса. Стрелки показывают положение целей, маскируемых помехой. (Масштаб линейный)

На Рис.2 приведены результаты обработки показанной выше сигнальной выборки на предмет обнаружения в ней эхосигналов от целей, маскиру-

емых реверберационной помехой. На верхней панели представлен отклик оптимального корреляционного детектора, на нижней – отклик тестируемого алгоритма обнаружения. Сопоставление полученных результатов позволяет прийти к следующим заключениям:

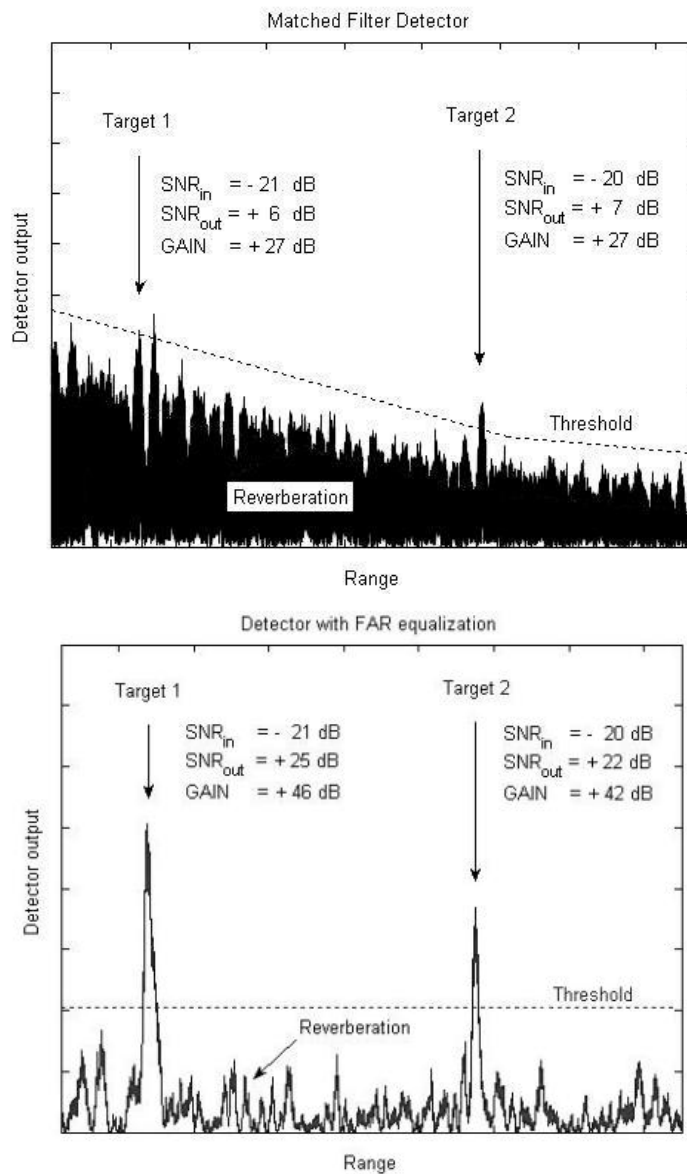


Рис.2 – Обнаружение слабых целей корреляционным детектором (вверху) и детектором со стабилизацией уровня ложных тревог (внизу)

- тестируемый алгоритм обладает на  $15 \div 20$  дБ большим усилением по отношению сигнал/помеха, что обеспечивает надежное обнаружение целей, которые могут пропускаться корреляционным детектором из-за флуктуаций шума;

- дисперсия шума на выходе тестируемого алгоритма обработки практически не зависит от мощности окружающей помехи, что обеспечивает снижение уровня ложных тревог и позволяет использовать фиксированный порог обнаружения;

- независимость порогового уровня и вероятности ложной тревоги от распределения помехи позволяет осуществлять обнаружение целей тестируемым алгоритмом без его адаптации к окружающей акустической обстановке, что существенно снижает требования к производительности вычислительного блока системы.

#### **Краткие выводы**

- Разработан и испытан макет гидроакустического устройства для обнаружения малозаметных подводных целей в нестационарной помехе с априорно неизвестными свойствами;
- Реализованный алгоритм обработки сигнала обеспечивает уверенное обнаружения слабых (примерно до -20 дБ от уровня помехи) целей и на порядок превосходит корреляционный детектор по эффективности;
- Алгоритм обнаружения обеспечивает автоматическую (без адаптации) стабилизацию вероятности ложной тревоги при априорно неизвестном распределении помехи, малом времени наблюдения и фиксированном пороге обнаружения;
- Устройство работоспособно при условии малости изменения уровня окружающей помехи на временах порядка длительности зондирующего сигнала, которое хорошо выполняется в большинстве реальных условий для импульсных гидролокационных систем;
- Экспериментально подтвержденная эффективность алгоритма обработки сигнала в сложных условиях приема может обеспечить целесообразность его применения в рыбопоисковых гидролокаторах и гидроакустических устройствах подводной охраны.

УДК550.34.09

Д.А. Преснов<sup>1</sup>, А.Л. Собисевич<sup>1</sup>, А.С. Шуруп<sup>1,2</sup>

**НАТУРНЫЕ НАБЛЮДЕНИЯ ОТДЕЛЬНЫХ МОД СЕЙСМО-  
ГИДРОАКУСТИЧЕСКОГО ПОЛЯ В УСЛОВИЯХ ПОКРЫТОГО  
ЛЬДОМ ВОДОЕМА**

<sup>1</sup>Институт физики Земли им. О.Ю. Шмидта Российской академии наук  
Россия, 123242, г. Москва, Б.Грузинская ул., д. 10, стр. 1  
Тел.: (499) 254-9080; E-mail: presnov@physics.msu.ru

<sup>2</sup>МГУ имени М.В.Ломоносова, Физический факультет  
Россия, 119991, г. Москва, Ленинские горы, д. 1, стр. 2  
Тел.: (499) 939-3081; E-mail: shurup@physics.msu.ru

*На примере обработки экспериментальных данных, полученных при помощи нового класса буев вмораживаемого типа на Ладожском озере демонстрируется возможность оценки частотно-временных характеристик отдельных модовых составляющих полного сейсмо- гидроакустического поля. Исходными данными являются естественные шумовые поля, зарегистрированные разнесенными в пространстве гидрофонами, а также сейсμοприемниками, расположенными на поверхности льда. Обработка записей основывается на спектрально-корреляционном анализе зарегистрированных шумов. В этом случае удастся оценить характеристики функции Грина точек приема, т.е. получить информацию об акустическом поле, как если бы оно излучалось и принималось в рассматриваемых точках. Этот подход удобен тем, что не требует использования мощных низкочастотных излучателей, специально располагаемых в исследуемом регионе. Анализируются возможности использования получаемой информации для томографической оценки характеристик среды на основе сопоставления результатов обработки экспериментальных данных и численного моделирования.*

Как было показано, в математической модели арктического волновода, включающего твёрдое дно, жидкий слой и покрывающий ледовый покров [1] возможно возникновение нескольких типов волн, каждая из которых несёт в себе информацию о соответствующей среде распространения. При измерениях в ледовых условиях возникает задача разделения в полном измеряемом волновом поле различных компонент с целью последующей оценки характеристик упругих и жидких сред. Оказывается [2], что в нормальных природных условиях такое разделение реализуемо во многих практических случаях. Кроме того, определение различных информативных характеристик сигналов возможно [3] без использования активного источника

излучения, что указывает на перспективность применения пассивного мониторинга среды. В настоящей работе демонстрируются результаты выделения модовых составляющих сейсмо-гидроакустического поля в пассивном режиме в условиях покрытого льдом водоема.

Экспедиционные работы в феврале 2017 года выполнялись в заливе Нейсмери Ладожского озера на закрытом испытательном полигоне АО «Концерн «Океанприбор». Для достижения поставленной цели была разработана схема наблюдения сейсмоакустических сигналов в условиях акватории покрытой льдом в виде равнобедренного треугольника со стороной 1 км и основанием 200 м (рис. 1), которая включала 3 основных измерительных пункта, включающих датчики на дне, в водной толще и на льду, а также пункты возбуждения сигнала различными источниками.

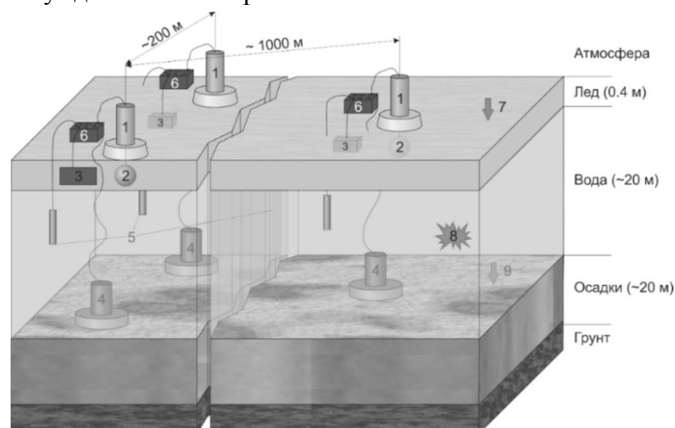


Рис. 1. Схема выполнения измерений.

На рис. 1 приняты следующие обозначения: 1 – верхняя часть макета гео-гидроакустического измерительного буя ледового класса; 2 – векторный пьезокерамический приемник (1-1000 Гц); 3 – сейсмический приемник СМЗ-ОС (0,03-10 Гц); 4 – донный молекулярно-электронный сейсмический приемник (0,03-50 Гц); 5 – гидрофон (20 – 15000 Гц); 6 – цифровой регистратор; 7, 9 – силовые источники; 8 – точечный источник взрывного типа. Молекулярно-электронный приемник имеет ряд преимуществ [4]. Для записи сигналов, получаемых при помощи указанного оборудования, использовались трехканальные регистраторы RefTek 130В, которые обеспечивают временную синхронизацию различных пунктов наблюдения с достаточно высокой точностью.

В результате накопления шумовых сигналов в течении двух суток и их последующей пространственно-временной корреляционной обработки в соответствии с методом, предложенным в [3], оказалось, что в волновом поле, регистрируемом на льду выделяется не только изгибная мода ледового слоя (рис. 3а, частоты 1 – 2 Гц), но и фундаментальная мода волны рэлеевского типа, распространяющаяся вдоль границы раздела «дно – водный



слой» (рис. 3б; рис. 3а, частоты 0,03 – 0,5 Гц). Причем вклад этих модовых составляющих в полное регистрируемое поле разделяется как по временной задержке, так и по частоте.

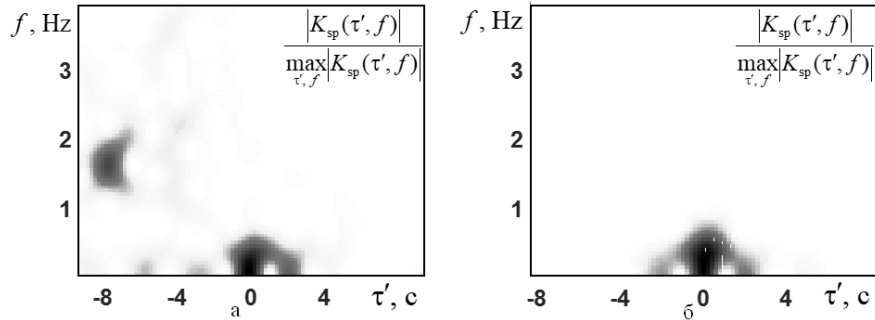


Рис. 3. Нормированные модули спектрограмм взаимно-корреляционных функций шумовых сигналов, зарегистрированных двумя разнесенными на расстояние ~ 1 км сейсмометрами, расположенными на поверхности льда (а), и результаты аналогичной обработки данных, зарегистрированных донными сейсмометрами (б).

Отсутствие на рис. 3а сигнала изгибной моды, симметричного относительно нулевой задержки, может объясняться анизотропией направлений распространения наиболее интенсивных волновых компонент шумового поля ледового покрова.

На рис. 4а представлен нормированный модуль спектрограммы взаимно-корреляционной функции шумовых сигналов, зарегистрированных двумя гидрофонами, расположенными примерно на половине глубины водного слоя. На рис. 4б изображены теоретические зависимости фазовых (сплошные линии) и групповых (пунктирные линии) скоростей первых трех гидроакустических мод, рассчитанных на основе дисперсионного уравнения [1] для параметров модели, близких к условиям проведения эксперимента.

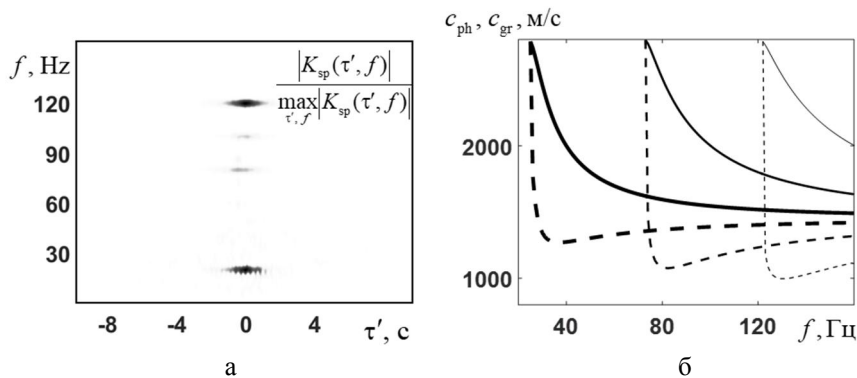


Рис. 4. Гидроакустические моды.

Наблюдаемые на рис. 4а максимумы (максимумы изображены более темным цветом), соответствуют минимумам групповых скоростей гидро-

акустических мод, где наблюдается точка стационарной фазы, частотные компоненты поля вблизи которой дают основной вклад во взаимно-корреляционную функцию шумовых сигналов при сравнительно низком отношении сигнал/помеха.

Полученные данные о модовой структуре сейсмоакустического поля являются исходными для построения томографической схемы совместного восстановления совокупности параметров геофизической среды «слоистое упругое полупространство – водный слой – ледовый покров». Таким образом, широкополосные гео-гидроакустические системы наблюдений в ледовых условиях открывают новые возможности для мониторинга неоднородных структур в морском дне и в водном слое, а также для оценки параметров ледового покрова.

Исследование выполнено при финансовой поддержке гранта Президента Российской Федерации для поддержки научных школ № НШ-5545.2018.5, а также гранта РФФИ в рамках научного проекта № 16-29-02046 код офи\_м.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Преснов Д.А., Жостков Р.А., Гусев В.А., Шуруп А.С. Дисперсионные зависимости упругих волн в покрытом льдом мелком море // *Акустический журнал*. Т. 60, № 4. С. 426-436.
2. Собисевич А.Л., Преснов Д.А., Жостков Р.А., Собисевич Л.Е., Шуруп А.С., Лиходеев Д.В., Агафонов В.М. Геогидроакустический шумовой мониторинг подледных акваторий северных морей // *Наука и технологические разработки*. 2017. Т. 96, № 3. С. 31-46.
3. Буров В.А., Сергеев С.Н., Шуруп А.С. Использование в пассивной томографии океана низкочастотных шумов // *Акустический журнал*. Т. 54, № 1. С. 51-61.
4. Антонов А.Н., Авдюхина С.Ю., Егоров И.В., Жостков Р.А., Лиходеев Д.В., Преснов Д.А., Шабалина А.С. Широкополосная сейсмическая станция для сейсморазведки на морском дне и в транзитной зоне на основе молекулярно-электронных датчиков // *Материалы научно-практической конференции «Сейсмические технологии- 2017»*. 2017. С. 64-67.

УДК 681.7:534.91

**А.Г. Сазонтов, И.П. Смирнов**

**ЛОКАЛИЗАЦИЯ ИСТОЧНИКА В ПОДВОДНОМ ЗВУКОВОМ  
КАНАЛЕ С ИСПОЛЬЗОВАНИЕМ СОГЛАСОВАННОЙ ОБРАБОТКИ  
В МОДОВОМ ПРОСТРАНСТВЕ**

Институт прикладной физики РАН  
Россия, 603950 Нижний Новгород, ул. Ульянова, д.46  
Тел.: (831) 416-0648; Факс: (831) 436-5745, E-mail: sazontov@ipfran.ru

*Построен адаптивный модовый алгоритм MUSIC, позволяющий локализовать акустический источник с помощью вертикальной антенной решетки, работающей в условиях неполной информации о среде распространения. Приведена верификация предложенного метода с использованием экспериментальных данных, полученных в Ладожском озере. Показано, что указанный способ обеспечивает большую устойчивость процедуры оценивания к рассогласованию между истинной и ожидаемой репликой сигнала по сравнению с традиционным методом MUSIC, осуществляющим обработку в пространстве элементов антенны.*

Пусть в точке с координатами  $\boldsymbol{\theta} = (r_0, z_0)^T$  волноводного канала расположен узкополосный источник звука с комплексной огибающей  $s(t)$ . (Верхний индекс  $T$  обозначает операцию транспонирования.) Прием осуществляется линейной вертикальной антенной решеткой (АР), состоящей из  $N$  элементов, расположенных на горизонтах  $\{z_j\}_{j=1}^N$ . (Начало координат по дальности выбрано в месте установки АР.)

В рамках волнового подхода акустическое поле давления на  $j$ -ом элементе антенны может быть представлено в виде суперпозиции конечного числа  $M$  распространяющихся нормальных мод:

$$p_j(\boldsymbol{\theta}) = \sum_{n=1}^M a_n(\boldsymbol{\theta}) \varphi_n(z_j), \quad a_n(\boldsymbol{\theta}) = \frac{\varphi_n(z_0)}{\sqrt{8\pi k_n r_0}} \exp(ik_n r_0 + i\pi/4). \quad (1)$$

Здесь  $\varphi_n(z_j)$  — собственные функции волновода в месте расположения  $j$ -го гидрофона, а  $k_n$  — соответствующие постоянные распространения.

В узкополосном приближении полное поле на входе АР характеризуется  $N$  – мерным выборочным вектором наблюдения  $\mathbf{x}_j$ :

$$\mathbf{x}_l = s_l \mathbf{U} \mathbf{a}(\boldsymbol{\theta}) + \mathbf{n}_l, \quad l = 1, 2, \dots, L, \quad (2)$$

где  $l$  — номер выборочного отсчета,  $\mathbf{U}$  — матрица размерности  $N \times M$  с элементами  $U_{jn} = \varphi_n(z_j)$ ,  $\mathbf{a}(\boldsymbol{\theta})$  —  $M \times 1$  модовый вектор с компонентами  $a_n(\boldsymbol{\theta})$ , определяемыми формулой (1),  $\mathbf{n}_l$  — вектор аддитивного белого шума с ковариационной матрицей  $\sigma_n^2 \mathbf{I}$ , а  $L$  — объем выборки. Задача состоит в построении адаптивного алгоритма обработки, позволяющего по принятой выборке  $\{\mathbf{x}(t_l)\}_{l=1}^L$  оценить искомые координаты источника без знания истинных параметров акустического волновода.

При  $N > M$  с вычислительной точки зрения пространственную обработку удобно реализовать в модовом пространстве, в котором вектор наблюдения  $\mathbf{y}_l$  связан с (2) соотношением:  $\mathbf{y}_l = (\mathbf{U}^T \mathbf{U})^{-1} \mathbf{U}^T \mathbf{x}_l$ . Ковариационная матрица соответствующего вектора  $\mathbf{y}_l$  имеет вид

$$\mathbf{\Gamma}_y = \sigma_s^2 \mathbf{a}(\boldsymbol{\theta}) \mathbf{a}^+(\boldsymbol{\theta}) + \sigma_n^2 \mathbf{\Sigma}, \quad \mathbf{\Sigma} = (\mathbf{U}^T \mathbf{U})^{-1},$$

где  $\sigma_s^2$  и  $\sigma_n^2$  — неизвестные уровни сигнала и помех.

Одним из наиболее распространенных проекционных способов локализации является алгоритм MUSIC [1]. При приеме сигнала на фоне коррелированных помех с известной ковариационной матрицей  $\mathbf{\Sigma}$ , искомые координаты источника могут быть найдены из условия

$$\hat{\boldsymbol{\theta}} = \arg \max_{\boldsymbol{\theta}} P_{MUSIC}(\boldsymbol{\theta}), \quad P_{MUSIC}(\boldsymbol{\theta}) = \tilde{\mathbf{a}}^+(\boldsymbol{\theta}) \tilde{\mathbf{a}}(\boldsymbol{\theta}) / \tilde{\mathbf{a}}^+(\boldsymbol{\theta}) \hat{\mathbf{\Pi}}_n \tilde{\mathbf{a}}(\boldsymbol{\theta}). \quad (3)$$

Здесь  $\tilde{\mathbf{a}}(\boldsymbol{\theta}) = \mathbf{\Sigma}^{-1/2} \mathbf{a}(\boldsymbol{\theta})$ ,  $\hat{\mathbf{\Pi}}_n = \hat{\Psi}_n \hat{\Psi}_n^+$ , а  $\hat{\Psi}_n$  — матрица, составленная из собственных векторов матрицы  $\tilde{\mathbf{\Gamma}}_y = \mathbf{\Sigma}^{-1/2} \hat{\mathbf{\Gamma}}_y \mathbf{\Sigma}^{-1/2}$ , принадлежащих шумовому подпространству, а  $\hat{\mathbf{\Gamma}}_y = L^{-1} \sum_{l=1}^L (\mathbf{U}^T \mathbf{U})^{-1} \mathbf{U}^T \mathbf{x}_l \mathbf{x}_l^+ \mathbf{U} (\mathbf{U}^T \mathbf{U})^{-1}$  —

выборочная матрица. При практической реализации такого способа оценивания в качестве вектора  $\tilde{\mathbf{a}}(\boldsymbol{\theta})$  (вследствие неполной информации о канале распространения) используется некоторый оценочный вектор  $\tilde{\mathbf{a}}_0(\boldsymbol{\theta})$ , рассчитываемый для номинальных акустических характеристик волновода. При наличии рассогласования между соответствующими векторами указанный способ оценивания нуждается в уточнении.

Для верификации предложенного метода локализации были использованы экспериментальные данные, полученные в августе 2014 года на Ладожском озере в стационарных условиях. Профиль скорости звука  $c(z)$  в месте проведения работ показан на рис. 1. На глубину 12 м был опущен ис-

точник, излучающий узкополосный сигнал с несущей частотой 5025 Гц. Прием осуществлялся на вертикальную антенну (с центром на глубине 10.1 м), состоящую из 96 элементов, расположенных эквидистантно с шагом 0.2 м. Дистанция между источником и антенной была равной 150 м. Выборочная ковариационная матрица оценивалась по первым 300 отсчетам, взятым из 2 минутного фрагмента записи. Точные значения параметров дна в рассматриваемой акватории априори неизвестны и при моделировании ожидаемого сигнального вектора считалось, что осадочные породы представляли собой илы с характерными значениями плотности  $1.2 \text{ г/см}^3$  и скорости звука  $1.45 \text{ км/с}$ . Коэффициент затухания в грунте

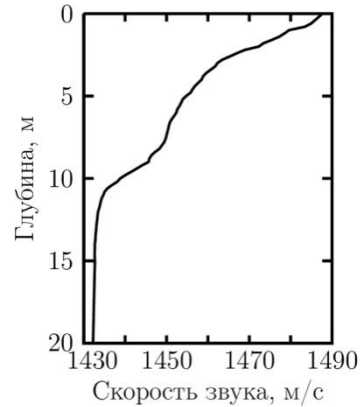


Рис.1.Профиль  $c(z)$ .

при вычислениях брался  $0.1 \text{ дБ/л}$ . Для указанных акустических характеристик полное число распространяющихся мод  $M$  составляло 12.

На рис. 2а изображена нормированная (на максимальное значение) выходная мощность модового процессора MUSIC в зависимости от ожидаемого положения источника по дальности и глубине. Для сравнения на рис. 2б показано поведение нормированной выходной мощности, построенной с привлечением стандартного адаптивного метода MUSIC, осуществляющим обработку в пространстве элементов антенны [2]. (При расчетах параметр регуляризации в рассматриваемых адаптивных алгоритмах выбран 0.15 и 0.9, соответственно, а число мод, используемых в процессе локализации, бралось равным 6.)

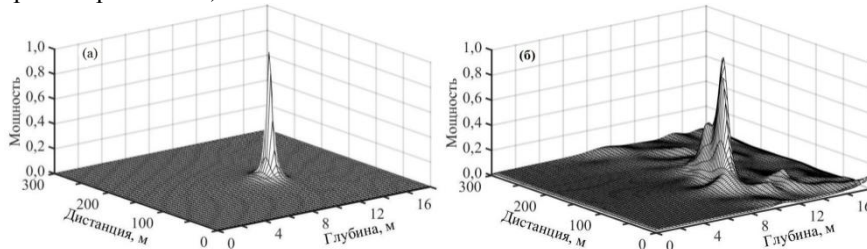


Рис. 2. Выходная мощность модового (а) и обычного (б) процессора MUSIC.

Из представленных рисунков следует, что положение одиночного пика на выходной мощности модового процессора наблюдается при  $\hat{r}_0 = 148 \text{ м}$  и  $\hat{z}_0 = 11 \text{ м}$ , что довольно близко к истинным значениям координат источника, в то время как стандартный метод MUSIC приводит к появлению дополнительного ложного пика при  $\hat{r}_0 = 118 \text{ м}$  и  $\hat{z}_0 = 11 \text{ м}$ , уровень которого пре-

вышает уровень правильного. Такое некорректное решение можно объяснить тем, что этот метод по умолчанию учитывает все моды волновода, включая высокие. Последнее обстоятельство не позволяет обеспечить устойчивость данного способа локализации к детерминированному рассогласованию, обусловленному неточным знанием геоакустических характеристик донных осадков.

#### **ЛИТЕРАТУРА**

1. Schmidt R.O. Multiple emitter location and signal parameter estimation // IEEE Trans. on Antennas and Propagation, 1986, v. 34, № 3, p. 276–280.
2. Stoica P., Wang Z., Li J. Extended derivations of MUSIC in the presence of steering vector errors // IEEE Trans. Signal Process., 2005, v. 53, № 3, p. 1209–1211. .

УДК 534.231.1

**М.Ю. Фершалов, В.А. Гриценко**

**ПРОГРАММНО-АППАРАТНЫЙ КОМПЛЕКС ДЛЯ МОНИТОРИНГА  
В РЕАЛЬНОМ ВРЕМЕНИ ПАРАМЕТРОВ АКУСТИЧЕСКИХ  
СИГНАЛОВ, ИЗМЕРЕННЫХ ВО ВРЕМЯ СЕЙСМОРАЗВЕДКИ  
НА ШЕЛЬФЕ**

Тихоокеанский океанологический институт им. В.И. Ильичева  
ДВО РАН. Россия, 690041 Владивосток, ул. Балтийская, 43  
Тел.: (4232) 312120; Факс: (4232) 312573, E-mail: mfershalov@gmail.com

*В 2015 г. во время проведения сейсморазведок на северо-восточном шельфе о. Сахалин, осуществлялся акустический мониторинг в режиме реального времени. Вариации акустического давления, измеренные в частотном диапазоне 2-2000 Гц у дна гидрофоном автономного подводного акустического регистратора (АПАР) передавались на поверхностный буй и далее с помощью цифровой УКВ телеметрии передавались на береговой пост, который мог быть удален на 15 км. Кроме того, в поверхностном бую с помощью контроллера проводился специальный анализ, результатом которого были 1 минутные ряды значений SEL и SPLpeak, рассчитанные на 0.5 секундных интервалах, а также значения 1/3- октавных спектров, усредненных за 1 минуту. Результаты этого анализа в виде цифровой посылки объемом 270 байт через спутниковый модем Иридиум отправлялся на центральный пост управления мониторингом (ЦПУ). Результаты анализа параметров измеренных акустических импульсов, проведенного на береговых УКВ постах, так же передавались в ЦПУ по сети Интернет или каналу Иридиум. На основании этих данных в реальном времени, производилась корректировка положения в море модельных границ зон облучения акустическими импульсами заданного уровня.*

Для наблюдения за акустической обстановкой на шельфе в ТОИ ДВО РАН разработан и реализован программно-аппаратный комплекс для мониторинга акустических шумов в режиме реального времени. Он основан на применении автономных подводных акустических регистраторов (АПАР) оснащенных поверхностным буюм с цифровыми радиотелеметрическими каналами: однонаправленным УКВ и двунаправленным спутниковым Иридиум [1]. В 2015 г. для мониторинга сейсморазведочных исследований, проводимых компанией Эксон Нефтегаз Лимитед на северо-восточном шельфе о. Сахалин, были организованы три береговых поста для приема данных

поступающих по УКВ каналам и Центральный пост управления - ЦПУ. На компьютер ЦПУ поступали все обработанные акустические данные. Результаты их анализа отображались на его дисплее. Это обеспечивало проведение акустического мониторинга в режиме реального времени.

Схема, передачи акустических данных с моря на берег, их анализа и отображение показана на рис. 1. Данные по УКВ каналу передаются на береговой пост, где они обрабатываются и результаты обработки передаются на ЦПУ. Результаты анализа акустического сигнала, проведенного с помощью контроллера в поверхностном буе передаются по каналу *Иридиум* на почтовый сервер и далее на ЦПУ. Кроме того, по каналу *Иридиум* осуществляется управление работой автономной акустической станции. При возникновении проблем с интернетом автоматически начинается резервная схема передачи данных и команд, в которой пересылка осуществляется через трансиверы *Иридиум*.

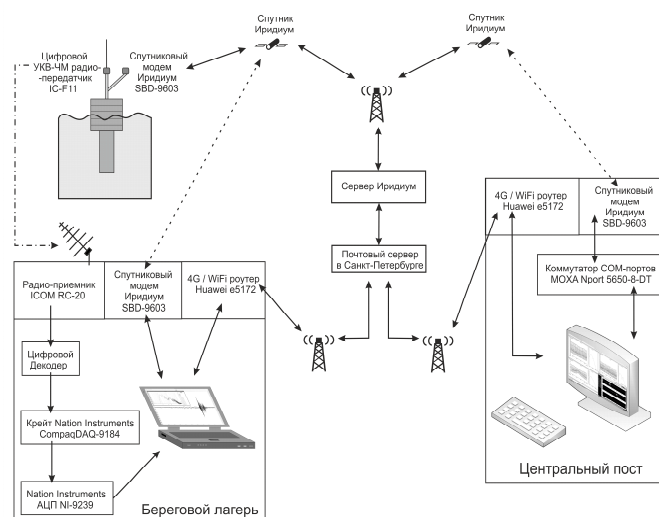


Рис. 1. Схема передачи данных и управления работой акустических станций, установленных в море.

По спутниковому каналу *Иридиум* с буя передавались раз в минуту посылки объемом 270 байт: 60 значений *SEL* (sound exposure level), 60 значений *SPLpeak* (peak of sound pressure level) и 22 значения среднего за 1 минуту треть-октавного спектра, а также дата и время [1].

На береговой УКВ приемный пост от нескольких АПАР поступали данные в виде 16 разрядного цифрового кода, соответствующие вариациям акустического давления, измеренным у дна в диапазоне 2-2000 Гц. Цифровой код декодируется и преобразуется в аналоговое напряжение, которое поступает на вход 24 разрядного АЦП, обеспечивающего синхронный ввод в ЭВМ акустических сигналов от нескольких АПАР. Программа преобразует полученные данные в мкПа и отображает их в виде графиков на дисплее.



Вторая программа, на одноминутных интервалах, в автоматическом режиме выделяет акустические импульсы [2] и оценивает их параметры, согласно блок-схеме, представленной на рис. 2.

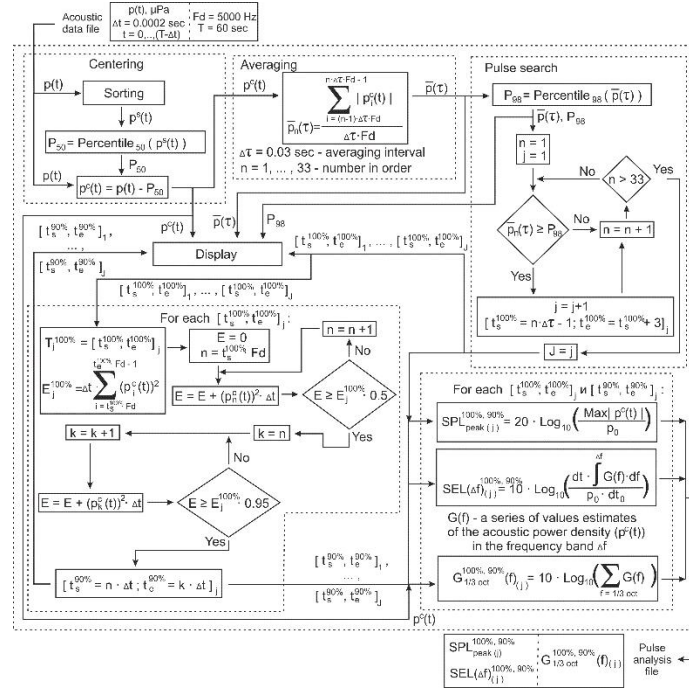


Рис. 2. Блок-схема работы программы автоматического поиска импульсов.

Поясним ее работу. Сначала программа проводит центрирование данных методом медианного усреднения и рассчитывает усредненные на 30 мс интервалах значения модуля вариаций акустического давления. Импульсы определяются с помощью перцентильного анализа. Если значение огибающей модуля вариаций акустического давления превышает значение 98-го перцентиля, то это сигнализирует о наличии импульса. От найденного значения отступается 1 секунда назад, и эта позиция считается началом импульса, за конец интервала принимается значение на 3 секунды больше. Расчет параметров импульсов производится на временном интервале, содержащем 90% энергии измеренного импульса. На этом интервале определяется значение  $SPL_{peak}$  и с помощью БПФ рассчитывается периодограмма, из которой определяются значения,  $SEL$  и значения треть-октавного спектра для каждого импульса. Эти данные, как и с  $УКВ$  приемных постов, передаются на ЦПУ и принимаются с помощью специальной программы. Если эта программа не может соединиться с сервером (отсутствует интернет), то управление передается программе приема данных по *Иридиуму*. Программа формирует специальное сообщение, в котором адресатом является IMEI трансивера, установленного на бую или на  $УКВ$  посту.

На дисплее ЭВМ ЦПУ отображаются все полученные данные (см. рис. 3). Каждое окно соответствует своей акустической станции, параметры окон настраиваются независимо. Линиями отображаются значения *SPLpeak* и *SEL* полученные с буя, точками отображаются те же параметры, полученные после анализа импульсов на береговом УКВ посту. Согласно рис. 3 в большинстве случаев данные, полученные с помощью анализа, проведенного на буе, совпадают с результатами анализа, проведенного на береговом УКВ посту.

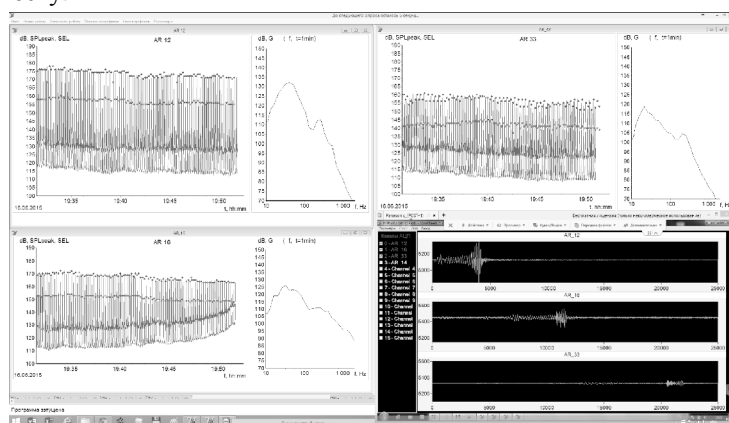


Рис. 3. Скриншот программы отображения на центральном посту

Работа выполнена при поддержке компанией Эксон Нефтегаз Лимитед.

## ЛИТЕРАТУРА

1. Рутенко А.Н., Борисов С.В., Ковзель Д.Г., Гриценко В.А. Радиогидроакустическая станция для мониторинга параметров антропогенных импульсных и шумовых сигналов на шельфе // Акустический журнал. 2015. Том. 61. №4. С. 500-511.
2. Гриценко В.А. Метод автоматического обнаружения сейсмоакустических импульсов // Докл. XIV школы-семинара им. акад. Л.М. Бреховских / Москва. ГЕОС. 2013. С. 287-290.

УДК 534.34

**А.Г. Хоботов, А.И. Хилько, А.А. Тельных**

**ОЦЕНКА ПАРАМЕТРОВ ПОДВОДНЫХ ОБЪЕКТОВ С ПОМОЩЬЮ  
КОНТЕКСТНО ЗАВИСИМЫХ НЕЙРОННЫХ СЕТЕЙ ПРИ  
ГИДРОАКУСТИЧЕСКОМ НАБЛЮДЕНИИ**

Институт прикладной физики РАН  
Россия, 603950, Н. Новгород, ул. Ульянова, д.46  
Тел. / Факс: (831) 436-9717; E-mail: A.khil@appl.sci-nnov.ru

*Обсуждаются возможности регистрации и обработки гидроакустических сигналов при подводной локации с помощью нейронных сетей с контекстно зависимыми параметрами. С использованием методов численного стохастического моделирования проанализированы возможности выполнения процедур по оценке параметров объектов с заданной достоверностью.*

Операция сравнения сигналов  $U(t)$  и  $V(t)$  является ключевой при решении задачи гидроакустического (ГА) наблюдения подводных объектов, когда один из сравниваемых сигналов  $V(t)$  является гипотезой, формируемой на основе априорной информации в виде параметрической модели, либо являющейся элементом базы эмпирических данных. При этом актуальным вопросом является оптимизация методов и алгоритмов выполнения таких операций. Рассмотрим возможности выполнения операций сравнения с помощью нейронной сети с контекстно зависимыми параметрами, с существенно редуцированной структурой, в приложении к решению задачи наблюдения объекта в виде сигнала в присутствии шумов. Будем полагать, что при осуществлении такой операции с помощью искусственные нейронные сети (ИНС) каждый отсчет на выходе сенсорного элемента сети является результатом активации обоими сравниваемыми сигналами. Сигнал  $Q$  на выходе редуцированной структуры ИНС в этом случае можно описать следующим образом:

$$Q[U(t), V(t)] = 1 - \left( \int_0^T V(t) dt \right)^{-1} \int_0^T V(t) \cdot F(U(t), V(t)) dt,$$
$$F(U(t), V(t)) = \begin{cases} 0, & \text{если } (-|U(t)|) \leq [V(t) - U(t)] \cdot V(t) |V(t)|^{-1}, \\ 1, & \text{если } (-|U(t)|) > [V(t) - U(t)] \cdot V(t) |V(t)|^{-1} \end{cases}, \quad (1)$$

где  $T$  – интервал в котором измеряются временные отсчеты смеси регулярного сигнала с шумом  $U(t)$ . Пороговая функция  $F$  в (1) зависит от амплитуды входного (наблюдаемого) сигнала. Поскольку в такой ИНС накопление отсчетов осуществляется после выполнения порогового преобразования величин каждого отсчета, сравнение сводится в основном к логическим операциям, что может существенно ускорить выполнение операции сравнения сигналов по сравнению с часто используемыми ковариационными методами. Однако при этом робастность операции сравнения может уменьшиться, поскольку в (1) не учитываются корреляционные связи между отсчетами. Проанализируем устойчивость процедуры сравнения сигналов ИНС (1) методом численного стохастического моделирования, сравнивая результаты наблюдения с вариантом наблюдения, в котором используется корреляционное сравнение. Для конкретизации, исследуем наблюдение (определение параметров) искажённого шумами сигнала от объекта  $U(t) = S(t, \tau_0, \Omega_0) + n(t)$ . В качестве сигнала от объекта наблюдения рассмотрим  $S(t, \tau_0, \Omega_0) = A(t - \tau_0) \text{Sin} \left[ (\omega - \Omega_0(t - \tau_0) + \gamma(t - \tau_0)^2) \right]$  - сложно модулированный импульс с линейной частотной модуляцией (ЛЧМ), с огибающей  $A(t - \tau_0) = \{ A(\text{Sin}(\pi t))^k, \text{ при } |t - \tau_0| \leq T_0 / 2; 0, \text{ при } |t - \tau_0| > T_0 / 2 \}$ . где  $k = 0, 1, \dots$ , – параметр регулирующий «крутизну» огибающей сигнала,  $T_0$  - длительность сигнала,  $\gamma$  - коэффициент перестройки частоты,  $n(t)$  - шум с нормальным распределением. В качестве оцениваемых параметров сигнала (изображения наблюдаемого объекта) рассмотрим задержку измеряемого сигнала  $\tau_0$  и его частотное смещение  $\Omega_0$ , которые определяются положением и скоростью движения объекта наблюдения. В качестве реплики  $V(t)$  будем использовать сигнал  $S(t, \tau, \Omega)$ , параметры которого  $(\tau, \Omega)$  будут перебираться. Результаты работы процедур сравнения сигналов с помощью ковариации и ИНС (1) показаны на рис. 1. Выходной сигнал сети  $Q(U(t), V(t))$  представляет результат нелинейного преобразования, управляемого репликой. Его энергия уменьшается пропорционально совпадению параметров сигналов, так, что минимум энергии выходного сигнала соответствует максимальному совпадению характеристик сравниваемых сигналов. При расчетах рассматривался входной сигнал  $U(t)$  в виде ЛЧМ импульс  $S(t)$ , длительностью 1.0 сек с частотной девиацией 110 Гц. В качестве шума  $n(t)$  рассматривался нормальный шум в частотном интервале сигнала. Отношение сигнала к шуму (С/Ш) на входе ИНС при расчетах (рис. 1) составляла 0.5 дБ с учетом приведения шума к частотному диапазону полезного сигнала. Структура ИНС формировалась априорной информацией в виде функцией реплики  $V(t)$ , представляющей собою смещенный по времени сигнал единичной амплитуды, параметры которого, в частности,

временное и частотное смещение, изменялись. Из приведенных результатов расчетов видно, что выходной отклик нейросетевой процедуры сравнения ЛЧМ сигналов близок отклику коррелятора. В качестве оценки эффективности процедур сравнения будем использовать пиковое значение  $(C/Ш)_п$  выходного отклика ИНС в точке совпадения параметров входного сигнала  $(\tau_0, \Omega_0)$  и соответствующих параметров реплики  $(\tau, \Omega)$ , рассчитанное соответственно для обеих процедур сравнения. Как показывают оценки, разность пиковых отношений сигнал/шум для приведенных выше способов сравнения сигналов составила величину  $(C/Ш)_п \approx 1,7$  дБ. Достоверность оценок, получаемых при использовании двух рассматриваемых алгоритмов сравнения, различным образом падает как с ростом уровня шумовой помехи, так и при отклонении параметров  $\tau$  и  $\Omega$  от точки совпадения их значений. Это проявляется в уменьшении величины экстремума отклика и его

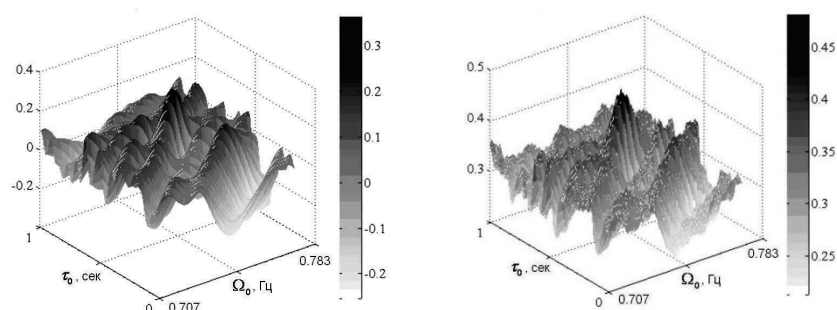


Рис. 1 Распределение оценок результатов сравнения сигналов на плоскости параметров сигнала  $\tau$  и  $\Omega$  (справа – корреляционный, слева – нейросетевой метод) при  $C/Ш \approx -7$  дБ на входе системы для одной реализации шума.

смещении от истинного значения для рассматриваемых алгоритмов сравнения, а также в появлении большого числа ложных локальных экстремумов, то есть, неоднозначности и недостоверности решения. При этом видно, что отклик в пространстве параметров  $\tau$  и  $\Omega$  при ИНС сравнении острее, то есть, уровень взаимной энергии выше, по сравнению с коррелятором. ИНС отклик имеет большую по сравнению с коррелятором высокочастотную изрезанность, что, по-видимому, является следствием высокой чувствительности к шумам используемых в ИНС нелинейных операций. Важным преимуществом ИНС, по сравнению с коррелятором, является существенное сокращение требуемых вычислительных ресурсов для выполнения процедур сравнения сигналов. Это, при выполнении сравнений в очень больших объемах, становится весьма существенным обстоятельством. Однако существенное ускорение процедур за счет устранения связей между нейронами приводит к падению устойчивости алгоритма сравнения к шумам, что видно при сравнении рабочих характеристик, построенных при усреднении  $10^4$  реализаций шума в точке  $(\tau_0, \Omega_0)$ , для двух рассматриваемых методов при одинаковых условиях наблюдения (рис.2). На этом рисунке показаны ре-

зультаты сопоставления рабочих характеристик - зависимости достоверности ( $D=1-F_p$ ) от входного С/Ш, где пороговое значение  $F_p=0.0001$ , построенных для корреляционного (1) и ИНС (2) методов сравнения, при одинаковых условиях наблюдения. Пунктирными линиями показаны доверительные интервалы величиной  $\pm 3\sigma$ . Из приведенных графиков следует, что устойчивость метода ИНС сравнения, приблизительно на 2 дБ меньше корреляционного метода, однако ИНС метод при своей реализации требует на порядок

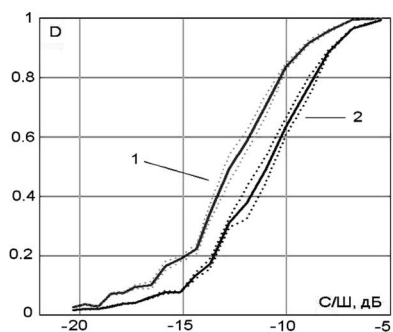


Рис.2

меньшего объема вычислений. Меньшая устойчивость ИНС метода в рассматриваемом конкретном варианте определяется тем, что при сравнении не учитываются связи отдельных нейронов в ИНС. Такой алгоритм является достаточно универсальным и может эффективно использоваться при наблюдении объектов, относительно которых объем априорной информации относительно мал. Вместе с этим, рассматриваемый при

моделировании корреляционный метод сравнения учитывает все связи отдельных отсчетов в пределах приемной апертуры. Как показывают расчеты, в целом, когда в ИНС учитываются связи всех нейронов, определяемая априорной информацией о наблюдаемом объекте в виде тестовой функции, устойчивость ИНС метода превышает устойчивость корреляционного метода. При этом скорость выполнения операций с помощью ИНС остается более высокой. Процедура сравнения с помощью ИНС (1) и других, не редуцированных ИНС с контекстно зависимыми параметрами, обобщается и на случай осуществления «алгебраических» операций над сигналами. Отметим, что возможности ИНС с контекстно-зависимыми параметрами не исчерпываются реализацией приведенных выше процедур. На их основе можно реализовать и процедуры получения «сигнальных препаратов» различной природы, которые представляют интерес при решении задач быстрого распознавания и анализа сложно построенных объектов. Эти процедуры могут использоваться для выделения наиболее информационно значимых характеристик сигналов. Вид этих характеристик определяется характером решаемой задачи. Меняя вид параметров функций порогового преобразования  $F$  и функции весовой связи отсчетов, синтезируются сети, реализующие различные операции предобработки (препарирования) сигналов.

*Abstracts of the XVI L.M. Brekhovskikh`s  
conference "Ocean Acoustics"*





**SOUND PROPAGATION**

**K.V. Avilov<sup>1,2</sup>, S.N. Kulichkov<sup>1</sup>, O.E. Popov<sup>1</sup>**

**THE PROPAGATION OF PULSE SIGNAL IN ATMOSPHERE, SEA WATER AND SEA BOTTOM FROM A SOUND SOURCE IN AIR.**

<sup>1</sup> A.M.Obukhov Institute of Atmospheric Physics Russian Academy of Sciences, Moscow, Russia, 119017, Pyzhyovskiy pereulok, 3

<sup>2</sup>Institute for Machine Science named after A.A.Blagonravov of the Russian Academy of Sciences, Moscow, Russia, 101990, M. Kharitonyevskiy Pereulok, 4. E-mail: k.v.avilov@list.ru

*The report considers an example of the calculation of wideband signal in atmosphere, sea water and sea bottom from the sound source in air for large distances using the computer code based on pseudodifferential parabolic equation technique.*

**K.V. Avilov<sup>1,2</sup>, S.N. Kulichkov<sup>1</sup>, O.E. Popov<sup>1</sup>**

**USING SUPERWIDEANGLE CAPABILITY OF THE WAVE PSEUDODIFFERENTIAL PARABOLIC EQUATION TECHNIQUE FOR CALCULATION OF SOUND FIELDS AND SIGNALS IN DIFFERENT MEDIA.**

<sup>1</sup> A.M.Obukhov Institute of Atmospheric Physics Russian Academy of Sciences, Moscow, Russia, 119017, Pyzhyovskiy pereulok, 3

<sup>2</sup>Institute for Machine Science named after A.A.Blagonravov of the Russian Academy of Sciences, Moscow, Russia, 101990, M. Kharitonyevskiy Pereulok, 4 E-mail: k.v.avilov@list.ru

*The report considers the results of numerical modeling of sound fields and signals in complex media proving the super wide angle capability of the new modification of the wave pseudodifferential parabolic equation technique. The features of sound signal formation in air, water and bottom sediments are analyzed.*

**A.L. Virovlyansky, A.Yu. Kazarova, L.Ya. Lyubavin**

**ANALYSIS OF SENSITIVITY OF FIELD INTENSITY DISTRIBUTION  
IN THE "DEPTH – ARRIVAL ANGLE" PLANE TO VARIATIONS OF  
PARAMETERS OF AN UNDERWATER SOUND CHANNEL**

Institute of Applied Physics of the Russian Academy of Sciences  
46 Ul'yanov Street , 603950, Nizhny Novgorod , Russia  
Tel.: (831) 416-4784; Fax: (831) 416-0630, E-mail: viro@appl.sci-nnov.ru u

*Classic matched field processing (MFP) is based on the comparison of the complex amplitudes of the measured and calculated wave fields. For the applicability of this method, a high accuracy of the model of the medium is required. In this paper it is shown that the requirements for the accuracy of the model of the medium can be significantly weakened if we go from comparing the complex field amplitudes to comparing the intensity distributions of these fields in the "depth-arrival angle" phase plane. Based on this comparison, a field similarity coefficient is introduced, which "reacts" only to those differences that are caused by strong changes in the coordinates of the source and/or the parameters of the sound speed field.*

**A.L. Virovlyansky, Iu. M. Makarova**

**MANIFESTATIONS OF STABLE FIELD COMPONENTS IN  
CORRELATION MATRICES OF SIGNALS ON ELEMENTS OF A  
VERTICAL RECEPTION ARRAY IN A HYDROACOUSTIC  
WAVEGUIDE**

Institute of Applied Physics of the Russian Academy of Sciences  
46 Ul'yanov Street , 603950, Nizhny Novgorod , Russia  
Tel.: (831) 416-4784; Fax: (831) 416-0630, E-mail: viro@appl.sci-nnov.ru u

*The work is devoted to the study of the spatial structure of a field excited by a tonal point source in a deep-sea waveguide with random sound speed fluctuations. An approach is used in which the sound field is approximated by a superposition of components formed by the contributions of narrow ray beams. These components are called stable, because in the presence of sound speed fluctuations only their amplitudes change: they are multiplied by random phase factors. The isolation of stable components from the total field is performed using the coherent state expansion borrowed from quantum mechanics. Using this approach, made it possible to obtain a simple analytic expression for the correlation matrix of the field at the aperture of the vertical receiving antenna. Monte*

*Carlo simulation showed that, although the formula obtained cannot correctly predict the correlation of the total field, it well describes the correlation matrices of individual stable components and superpositions of several such components.*

**M.V.Volkov<sup>1</sup>, I.V.Zhilin<sup>2</sup>, A.A.Lunkov<sup>1</sup>, V.G. Petnikov<sup>1</sup>,  
M. A.Shermeneva<sup>1</sup>, A.V. Shatravin<sup>3</sup>**

**TRANSFER FUNCTIONS OF ARCTIC SHALLOW-WATER  
ACOUSTIC WAVEGUIDES**

<sup>1</sup>Prokhorov General Physics Institute of RAS

Russia, 119991 Moscow, ul. Vavilova 38

Tel.: (495) 503-8384; Fax: (495) 135-8234, E-mail: petniko@kapella.gpi.ru

<sup>2</sup>Kharkevich Institute for Information Transmission Problems of RAS

Russia, 127051 Moscow, Bolshoy Karetny per. 19, build.1

Tel.: (495) 699-5096; Fax: (495) 650-0579, E-mail: zhilin@iitp.ru

<sup>3</sup>Shirshov Institute of Oceanology of RAS

Russia, 117997 Moscow, Nakhimovsky Prospekt., 36

Tel.: (499) 124-87-04; Fax: (499) 124-5983, E-mail: ashatravin@ocean.ru

*The results of the transfer function  $K(f)$  calculation of the arctic type shallow-water waveguides in the frequency band of  $f = 150-1000$  Hz are presented and analyzed. It is observed, that at a distance of several kilometers if the sound speed in bottom  $c_1$  is less than the sound speed in water, the amplitude of  $K(f)$  at low frequencies can increase with frequency monotonically and rather abruptly despite the increase with frequency of the sound attenuation coefficient in bottom. It is shown that a frequency band exists, where the average amplitudes of  $K(f)$  are close to each other at different values of  $c_1$ . It is this band that is expedient to apply for underwater communications in the considered waveguides. The effectiveness of the underwater acoustic communication with the use of the special methods for the channels with the inter symbol interference is shown.*

**V.N. Golubev<sup>a</sup>, I.P. Smirnov<sup>b</sup>**

**GEOMETRICAL APPROACH IN THE STUDY ON LOW FREQUENCY PULSES PROPAGATION IN NEAR BOTTOM OCEANIC WAVEGUIDE**

Federal research center Institute of Applied Physics.

Nizhny Novgorod , 603950 Russia.

E-mail: <sup>a</sup>golubev@ipfran.ru, <sup>b</sup>smip@ipfran.ru

*Are exposed data of experiment on the propagation of low-frequency pulse signals in the deep open-to-bottom region of the Indian Ocean when the received signal presents a sequence of reflections from the bottom. In geometrical acoustic approach travel times and intensities of different reflections were calculated. The method of partial coherent summation of rays is submitted. The dependence of the frequency spectrum of the reflected signals on the distance was demonstrated.*

**V.A. Grigoriev<sup>1</sup>, V.G. Petnikov<sup>2</sup>, A.G. Roslyakov<sup>3</sup>, Y.E. Terekhina<sup>3</sup>**

**EFFECTIVE AND REAL VALUES OF SEABOTTOM SOUND SPEED IN EVALUATING ACOUSTIC WAVE ATTENUATION ON THE ARCTIC SHELF**

<sup>1</sup>Voronezh State University. Russia, 394018 Voronezh,

Universitetskaya pl. 1. E-mail: grig4@yandex.ru

<sup>2</sup>Prokhorov General Physics Institute, Russian Academy of Sciences

Russia, 119991 Moscow, ul. Vavilova 38

E-mail: petniko@kapella.gpi.ru

<sup>3</sup>Lomonosov Moscow State University, Faculty Geology

Russia, 119991 Moscow, Leninskie Gory 1

*In the framework of the numerical modeling low-frequency ~100 Hz sound propagation is considered in shallow water arctic waveguide. The influence of the bottom characteristic features (gas saturation, occurrence of permafrost, spatial inhomogeneity of bottom sediment) on sound attenuation is analyzed for the distance  $r \sim (1 \div 100)H$  from sound source,  $H$  is depth. We compared sound attenuation in the different modeling waveguides (waveguide with homogeneous bottom, waveguide with layered (liquid and elastic) bottom, waveguide with real inhomogeneous bottom). Parameters of the real inhomogeneous bottom were obtained with a 3D seismic and trial drilling of the seabed. The situations with gas-saturated bottom sediment when bottom sound speed near (less and more) sound speed in water are considered. Effective bottom sound speed is a term*

*coined. For this speed sound attenuation in the modeling waveguide with homogeneous bottom is approximately the same as sound attenuation in the waveguide with layered or inhomogeneous bottom. By using the determination of effective sound speed the method for estimation of real bottom sound speed (average value and function of position) is proposed. The obtained results can be used for diagnostics of gas saturation in bottom sediments on the arctic shelf.*

**O.E. Gulin, I.O. Yaroshchuk**

**TO THE PROBLEM OF INFLUENCE OF A SPATIAL SPECTRUM OF INHOMOGENEITIES ON THE AVERAGE INTENSITY OF A FIELD WITH A LOW-FREQUENCY SOUND PROPAGATION IN SHALLOW WATER.**

*Previously, based on the asymptotic analytical considerations, it was concluded that the specific form of the spectral function of random inhomogeneities (background internal waves) weakly influences the average transmission losses of a low-frequency acoustic signal in an inhomogeneous medium of shallow regions of the ocean shelf with an absorbing bottom. In the present paper this conclusion is studied in detail using numerical statistical modeling of the influence of linear internal waves of different spatial scales. The obtained results are relevant both for the development of adequate models for the propagation of low-frequency sound in various regions of the ocean shelf with intensive processes of internal wave generation, and for creating algorithms to carry out full-scale measurements and for acoustic data processing.*

**V. A. Gusev**

**THE LOCALIZED ACOUSTIC FIELD NEAR BOUNDARIES OF MEDIA WITH NON-CLASSICAL AMPLITUDE - AND FREQUENCY-DEPENDENT BEHAVIOR**

Lomonosov Moscow State University, Physical Faculty  
Russia, 119991, Moscow, Leninskie gory  
Tel.: (495) 939-2943; E-mail: vgusev@bk.ru

*Formation of surface acoustic waves at the boundary of elastic bimodule medium and liquid layer is considered. The developed model of the medium describes the acoustic phenomena with non-classical nonlinearity in shallow sea in the presence of bottom soil with the amplitude-dependent threshold effects, caused by the presence of internal structures such as cracks. It is shown that in*

*the bimodal medium the time profile of the wave is fundamentally asymmetric, which leads to the formation of a unipolar limiting profile.*

**K.V. Dmitriev<sup>1</sup>, A.S. Lipavskiy<sup>1,2</sup>, I.A. Pankov<sup>1</sup>, S.N. Sergeev<sup>1,2</sup>**

**STUDY OF THE ACOUSTICWAVE PROPAGATION SEASONABLE  
VARIABILITY IN SHALLOW WATER**

<sup>1</sup> Department of acoustics, Faculty of Physics, M.V.Lomonosov Moscow State University. Moscow 119991, Russia. E-mail: shurup@physics.msu.ru

<sup>2</sup> Shirshov Oceanology Institute of the Russian Academy of Sciences, Moscow 117218, Russia.

*The field experiments were conducted in different (summer-winter) seasons in shallow water, also in case of ice surface. The mode structure of sound field was investigated. The vertical pressure profiles were studied and waveguide response-function spectrogram were calculated and processed. The signal propagation variability in different seasons was investigated. For example, ice surface results in the downshift of the cut-off frequencies of the propagating modes and makes signal structure significantly more complicated.*

**G.I. Dolgikh, V.P. Dzuba, V.A. Chupin**

**PARTICULARS OF DISTRIBUTION ON THE WEDGE-SHAPED SHELF  
OF THE INCREASING DEPTH OF SIGNALS, GENERATED BY THE  
COASTAL LOW-FREQUENCY SEISMOACOUSTIC RADIATOR**

V.I. Il'ichev Pacific Oceanological Institute FEB RAS

Russia, 690041 Vladivostok, 43 Baltiyskaya St.,

Ph.: (423) 2312598; Fax: (423) 2312573, E-mail: dolgikh@poi.dvo.ru

*Experimentally and model-theoretically, the particulars of distribution on the wedge-shaped shelf of the increasing depth of signals, generated by a coastal low-frequency seismoacoustic radiator are investigated. Low-frequency seismoacoustic radiator, installed on the shore, worked at the fixed frequencies. On the shelf of increasing depth (from shore to deep sea), variations of the hydrosphere pressure are measured from the surface up to the bottom at intervals of 1 m in selected points. Experimental data were used to construct an experimental spatial-frequency model of the water-bottom system. Further, taking into account the elastic properties of the seabed rocks, a spatial-frequency model of the water-bottom system was constructed on the computer, which was compared with the experimental model.*

**I.B. Esipov<sup>1,2)</sup>, G.A. Maksimov<sup>2)</sup>, N.N. Komissarova<sup>2)</sup>,  
O.E. Popov<sup>3)</sup>, G.V. Soldatov<sup>4)</sup>**

**ACOUSTICAL SIGNAL HORIZONTAL REFRACTION  
IN COASTAL WEDGE.**

- <sup>1)</sup> Gubkin State university of oil and gas, Moscow;  
<sup>2)</sup> Andreyev Acoustics institute, Moscow; E-mail: igor.esipov@mail.ru  
<sup>3)</sup> Obukhov Institute of Atmosphere Physics of RAS, Moscow  
<sup>4)</sup> Technology institute of SFU, Taganrog.

*Results of the experimental research of acoustical pulse propagation in Black sea shallow water at Gelendzhik area are presented. Acoustical signals were received by elongated seismoacoustical bottom array. Special features of acoustical signals related to bathymetric refraction have been analyzed as well.*

**I.V. Kalinyuk<sup>1</sup>, Zh. V. Malenko<sup>3</sup>, A.A. Yaroshenko<sup>2,3</sup>, A. I. Doloh<sup>2</sup>**

**STRUCTURE OF SEISMOACOUSTIC FIELD OF PRESSURE CREATED  
BY EXPANSION SOURCE IN ELASTIC HALF-SPACE**

- <sup>1)</sup> Institute of Seismology and Geodynamics, Crimean Federal University  
Russia, 295000, Simferopol, Studencheskaya Street 20  
<sup>2)</sup> Sevastopol State University,  
Russia, 299053, Sevastopol, Universitetskaya Street 33  
<sup>3)</sup> Admiral Ushakov Maritime State University (Sevastopol branch),  
Russia, 299001, Sevastopol, Geroiev Sevastopolya Street 7 - 8/22  
E-mail: isgik@mail.ru yaroshenko\_e\_a@mail.ru

*The features of the spatial structure of the acoustic pressure field in the far zone, created by an longer source in an elastic half-space, are described.*

**Katsnelson B.G., Petrov P.S.**

**WHISPERING GALLERY MODES IN HORIZONTAL PLANE IN  
VICINITY OF CURVED ISOBATHS IN SHALLOW WATER**

*It is shown that in a shallow water acoustic waveguide it is possible to have waves, propagating in vicinity of isobaths (whispering gallery waves/modes)/ Analytical estimations are done, results of numerical modeling are presented.*

**G.N. Kuznetov, A.N. Stepanov**

**REGULARITIES OF WEAKENING OF VECTOR-SCALAR SOUND  
FIELDS IN ZONES OF INTERFERENCE MAXIMA**

*Study of analytic dependencies that determine the law of attenuation of sound pressure and orthogonal projections of the vector of the vibrational velocity of low-frequency signals formed in a waveguide in zones of interference maxima are determined with increasing distance.*

**V.A. Lisiutin, O.R. Lastovenko, A.A. Yaroshenko**

**A COMPARISON OF DISPERSION-DISSIPATIVE PROPERTIES OF  
NORMAL MODES IN THE PEKERIS WAVEGUIDE IN THE CASE OF  
LIQUID AND POROUS BOTTOM**

Sevastopol State University  
33 Universitetskaya str., Sevastopol, Russia, 299053  
e-mail: vlisiutin@mail.ru

*The simplest model of the bottom of the shallow water is a "liquid bottom", with frequency-independent acoustic properties. More complex models: an elastic bottom with losses, and the most complex model is a porous-elastic bottom. The report is devoted to a comparison of the frequency dependences of the group velocity of normal modes and modal attenuation coefficients for two bottom models: liquid, and porous. The frequency dependence of the losses is extracted from the experimental data published in the open press. The ranges of depths and frequencies are revealed, in which the model of a simple liquid bottom is quite adequate. It is shown that for broadband calculations, the account of the frequency dependence of the phase velocity and the loss tangent is of fundamental importance.*



**D.V. Makarov**

**RANDOM MATRIX THEORY FOR ACOUSTICAL WAVEGUIDES  
WITH LARGE-SCALE INHOMOGENEITIES**

V.I. Il'ichev Pacific Oceanological Institute of FEB RAS  
Russia, 690041 Vladivostok, 43 Baltiyskaya Str.  
Phone: +7 (423) 231-3081; E-mail: makarov@poi.dvo.ru

*Problem of long-range sound propagation in the deep ocean is considered. Presence of random horizontal inhomogeneity leads to stochastic exchange of energy between modes of an acoustic wave field. If the background sound-speed profile doesn't change along a waveguide, this process can be described by means of random matrix theory. This work represents a method allowing one to use random matrix theory for waveguides with a slowly-varying background sound-speed profile. An underwater sound channel with synoptic eddy within is taken as an example.*

**D.S. Manulchev<sup>1</sup>, A.N. Rutenko<sup>1</sup>, V.E. Nechuk<sup>2</sup>, M. Jenkerson<sup>2</sup>**

**MEASUREMENT AND SIMULATION OF PULSE ACOUSTIC FIELD  
FORMED ON THE SHELF BY PILE DRIVING ON THE SHORE TO  
ESTIMATE THE ACOUSTIC IRRADIATION LEVEL OF A GRAY  
WHALE OBSERVED FROM THE SHORE**

<sup>1</sup> Pacific Oceanological Institute of Far Eastern Branch of Russian Academy of Sciences of V.I. Il'ichev, Vladivostok, Russia  
Tel.: (4232) 312120; Fax: (4232) 312573, E-mail: rutenko@poi.dvo.ru

<sup>2</sup> ExxonMobil, Houston, USA

*The work presents an analysis of the low-frequency acoustic field formed in summer conditions on the shelf by seismoacoustic pulses generated on the shore by the impact of the copra on a foundation pile immersed in the ground. Based on measurements, the 3-D model geoacoustic waveguide, corresponding to the pile drive area, was constructed using the MPEs software package. The technique of simulation of a pulsed acoustic field, formed on the shelf by pile driving on the shore, is illustrated with the aim of constructing a cumulative acoustic irradiation estimation received by a gray whale observed from the shore during pile driving.*

**Yu.I. Papkova**

**MODELING OF GEOMETRIC INHOMOGENEITIES OF THE BOTTOM  
ON THE BASIS OF THE CONJUGATION CYLINDRICAL AND  
CONICAL SURFACES**

Sevastopol State University  
Russia, 299053, Sevastopol, str. Universitetskaya 33  
E-mail: yulia.papkova@gmail.com

*An analytical representation of the acoustic field of a point source located in a waveguide with an inclined bottom in the form of a conical surface is obtained. This solution is based on the conjugation of the solutions of the wave equation for two regions: a finite region containing a conical bottom and an infinite region with plane-parallel boundaries. Accuracy of the obtained solution is investigated numerically by verifying of the conjugation conditions on the boundary of the partial regions.*

**V.G. Ushchipovskiy, S.V. Borisov, A.N. Rutenko, M. Jenkerson<sup>1</sup>**

**CONSTRUCTION OF 3-D MODEL GEOACUSTIC WAVEGUIDS USING  
THE RESULTS OF EXPERIMENTAL AND THEORETICAL STUDIES  
OF SOUND TRANSMISSION LOSSES ON THE SHELF IN THE AREAS  
OF DEVELOPMENT OF HYDROCARBON DEPOSITS**

V.I.II'ichev Pacific Oceanological Institute FEB RAS  
Baltiyskaya Street 43, Vladivostok 690041, Russia  
Tel.: 8(423) 2312120; Fax: 8(423) 2312573, E-mail: victor.g.u@yandex.ru  
<sup>1</sup>ExxonMobil: mike.jenkerson@exxonmobil.com

*The technique of preliminary experimental and model studies of features and losses in the propagation of acoustic signals with frequencies of 15-15000 Hz along acoustic profiles with a lot of stationary points of receiving and radiation is presented. As a rule, acoustic profiles extend from present or future industrial facilities to traditional summer-autumn feeding areas of gray whales. When analyzing the acoustic data obtained in such experiments, the spatial bathymetry and the distribution of sound speed in the water layer are known. The acoustic properties of the rocks composing the bottom are selected from empirical data and agreement of the model values with the results of field measurements. Generalization of measurement results to other hydrological conditions and the nearby water area is carried out by constructing model 3-D geoacoustic waveguides.*

**Yarina M.V., Grigorev V.A., Katsnelson B.G.**

**SPATIAL DATA PROCESSING FOR CROSS CORRELATION  
FUNCTION CALCULATION OF NOISE IN SW06 EXPERIMENT**

*Cross correlation function for the noise measured by horizontal line array and single hydrophones in the Shallow Water 2006 experiment. Anisotropy of CCF in horizontal plane is established.*

**SOUND SCATTERING AND REFLECTION**

**V.A. Bulanov, A. V. Storozhenko**

**ON THE RELATIONSHIP OF SOUND SCATTERING AND  
DISTRIBUTION OF ZOPLANKTON IN THE UPPER LAYER  
OF THE OCEAN**

*Results of acoustic researches in the Pacific and Indian oceans in 2003-2004 are compared with the results obtained in Far Eastern seas in various years from 2001 to 2017 and in the seas of the Eastern Arctic in 2013. Analysis of sound scattering in the Sea of Japan and in Eastern Arctic has revealed a significantly larger scattering of sound in the Eastern Arctic, perhaps due to the higher concentration of plankton in the upper layers of the Arctic seas. It is found out, that the daily migration of plankton in the Chukchi sea differs from the migration in the Sea of Japan. It is showed that acoustic estimation of biomass coincides with the results of biological measurements in situ.*

**A.A. Danilov, V.N. Kornienko\***

**DEPENDENCE OF THE QUALITY OF RECONSTRUCTION  
OF SOUND SOURCE COORDINATE BY THE TIME  
REVERSAL WAVES NUMERICAL METHOD  
FROM ABSORBING PROPERTIES OF THE BOTTOM**

N.N. Andreyev Acoustic Institute. Shvernik Str. 4, Moscow 117036  
Tel.: (499) 126-63-62. E-mail: dalex46@mail.ru

\* Institute of radio-engineering and electronics RAS Mokhovaya Str. 11,  
Moscow 125009 Tel.: (495) 629-72-79 E-mail: korn@cplire.ru

*The results of a study of the influence of the hydroacoustic characteristics of the bottom surface on the quality of the reconstruction of the coordinates of a point pulse source of sound by a numerical method of time reversal are presented. It is shown that the improvement of the matching of wave impedances at the interface between the "liquid medium and the bottom" leads to a narrowing of the angular wave spectrum near the location of the receiving antenna, which, in turn, worsens the source localization.*

**I.B. Esipov<sup>1,2)</sup>, G.V. Kenigsberger<sup>3)</sup>, A.D. Chernousov<sup>2,3)</sup>, O.E. Popov<sup>4)</sup>**

**MULTI-FREQUENCY ACOUSTICAL RESEARCH  
OF THE MARINE CURRENT**

<sup>1)</sup> Gubkin State university of oil and gas, Moscow;

<sup>2)</sup> Andreyev Acoustics institute, Moscow; E-mail: igor.esipov@mail.ru

<sup>3)</sup> Institute of Ecology ASA, Sukhum, Abkhazia

<sup>4)</sup> Obukhov Institute of Atmosphere Physics of RAS, Moscow.

*Results of the experimental research of special features of multi-frequency acoustical signal, under its transversal propagation through the marine current are presented. Acoustical signal, passing through the turbulent flow, begins to fluctuate both in its amplitude and phase. These fluctuations depend on the relation between the turbulence spatial scale and Fresnel zone dimension for the acoustical signal. Therefore, these fluctuations vary with the frequency of the acoustical signal. The research has been done in the frequency band from 4 kHz to 19 kHz at the marine range of Sukhum Institute of Ecology Abkhazia Academy of Science.*

**Yu.M. Zaslavsky, V.Yu. Zaslavsky**

**THREE DIMENSIONAL NUMERICAL SIMULATION OF HYDRO AND  
SEISMIC-ACOUSTIC WAVES BY SHELF BOTTOM PROFILING**

Institute of applied physics Russian academy of science (IAP)

Russia 603950, Nizhny Novgorod, Ul'janov Str., 46

Tel.: (831) 436-4764; Fax:(831)436-5745 e-mail: zaslav@appl.sci-nnov.ru

*3D numerical simulation results of hydro-acoustic and bottom seismic fields generated by a monopole source submerged in shallow water for seismic prospecting on the shelf are presented.*

**A.N. Ivakin**

**BACKSCATTERING AND LONG-RANGE REVERBERATION  
IN SHALLOW WATER**

Applied Physics Laboratory, University of Washington,  
1013 NE 40th Street, Seattle WA 98105  
Tel: (206) 616-4808, Fax: (206) 543-6785, E-mail: aniv@uw.edu

*A small perturbation model is developed to describe average intensity of reverberation in waveguides with rough interfaces. It is demonstrated to be capable of providing fast estimations for broad-band long-range reverberation in shallow water. An example of its application to analysis of experimental data is presented for a Pekeris waveguide with rough sandy bottom.*

**Kleshchev A. A.**

**SOFT PROLATE SPHEROID IN PLANE WAVEGUIDE WITH HARD  
ELASTIC BOTTOM IRRADIATED BY PULSE SOUND SIGNAL**

Saint-Petersburg State marine technical University,  
Lotsmanskayastr.,3, 190008, Saint-Petersburg, Russia  
Tel: (812) 783-1546; E-mail: alexalex-2@yandex.ru

*Based on the method of imaginary sources and imaginary scatterers is the solution to the diffraction problem of sound pulse signals at ideal (soft) prolate spheroid, put in the plane waveguide with the hard elastic bottom. In the work is proved that with such a formulation of problems eliminated possibility of using the method of normal waves because pulses are bundles of energy and can therefore only be distributed to the group velocity which is inherent in just the method of imaginary sources. Calculations made in the article showed that imaginary sources with small numbers experiencing the effect of total internal reflection, as the result of the reflection coefficient  $V$  by the hard elastic bottom is complex and the real part of  $V$  is close to 1,0 which corresponds  $V$  absolutely hard bottom. Found sequences of reflected pulses for the elastic hard bottom and the absolutely hard bottom floor confirmed this approach. In the final part of the article on the basis of the received results given by a solution (the method integral equations) is much more complex problem of the diffraction at the elastic non-analytical scatterer, put in the plane waveguide with the hard elastic bottom.*

**O.I. Kosarev, N.M. Ostapishin, A.K. Puzakina A.K.**

**RADIATION IN THE FAR FIELD GENERATED BY AN OSCILLATING  
FINITE FREE CYLINDRICAL SHELL**

Blagonravov Mechanical Engineering Research Institute  
of Russian Academy of Sciences Moscow, 10199, Russia

*A comparative study of two methods of calculating acoustic pressure in the far field generated by the oscillating finite of the cylindrical shell is carried out.*

**V.A. Lisiutin**

**A COMPARISON OF FREQUENCY-ANGULAR DEPENDENCES OF  
THE REFLECTION COEFFICIENT FOR THE BOUNDARY FLUID-  
POROUS SEMI-SPACE IN THE FRAMEWORK OF THE THEORY OF  
BIOT-STOLL AND BIOT + INTERGRUANULAR FRICTION**

Sevastopol State University  
33 Universitetskaya str., Sevastopol, Russia, 299053

*The determination of dispersion-dissipative properties, vertical profiles of normal modes, i. e. the space-time structure of an acoustic field in shallow water conditions, requires the calculation of the frequency-angular dependences of the reflection coefficient of a plane wave from the water-seabed interface. Historically, a number of bottom models have been developed: a liquid, elastic and porous-elastic bottom. Within the framework of the model of the porous-elastic bottom, the Bio-Stoll theory is used to calculate the reflection coefficients. The report presents the results of calculating the reflection coefficients from the plane interface between a fluid and a porous half-space in the framework of the modified Biot + GS theory. In the theory of Biot + GS, marine sediments are considered as a two-phase unconsolidated medium with intergranular friction.*

**A.A. Lunkov**

**INTERFERENCE STRUCTURE OF LOW-FREQUENCY BOTTOM  
REVERBERATION IN AN INHOMOGENEOUS SHALLOW WATER  
WAVEGUIDE**

A.M. Prokhorov General Physics Institute RAS  
Russia, 119991 Moscow, Vavilov Str., 38  
Tel.: (499) 503-8384; Fax: (499) 135-8234;  
E-mail: lunkov@kapella.gpi.ru

*Variations of the bottom reverberation interference structure are studied for an inhomogeneous shallow-water waveguide. Radiated and scattered sound fields are described by mean of normal mode theory. Three types of inhomogeneities are considered. They are sloping bottom, wind-driven surface waves and internal waves. These inhomogeneities affect the bottom reverberation interference structure in their own manner and may be identified by analyzing bottom scattered signals. The applicability of sound focusing with time-reversal mirror on a single transceiver for increasing reverberation intensity is discussed.*

**K.P. Lwow, A.A. Fomin**

**EXPERIMENTAL ESTIMATION OF COHERENCE OF HIGH-  
FREQUENCY BOTTOM REVERBERATION**

JSC «Concern «Oceanpribor»  
46 Chkalovsky Pr., Saint-Petersburg, Russia, 197376  
Tel: (7-911) 2734751; Fax: (7-812) 320 8052  
E-mail: k.lwow@mail.ru

*The degree (measure) of coherence is estimated from the histograms of the amplitude (envelope) of the bottom reverberation at the continuous wave (CW) pulses transmission. Estimates are given for the Doppler log with the following parameters – the frequency of 250 kHz, the 128 –ms –long CW pulses, reversible receiving antenna on the scheme "Janus", the -3 dB beam width of each of the four antennas 3 degrees, the grazing angle 60 degrees. Studies were carried out in the waters of Lake Ladoga at depths of more than 100 m with a ratio  $s/n \gg 1$ .*



**A.O. Maksimov, Yu.A. Polovinka**

**PECULIARITIES OF APPLICATION OF TIME-REVERSAL  
EMISSIONAL ACOUSTIC SIGNALS FOR DIAGNOSTICS OF  
CORRELATED SOURCES**

*The objective of this research is to study new methods for detecting under-water gas leaks based on the use of focusing properties of an acoustic time-reversal mirror (TRM). The development of our earlier results, which are valid for detection of individual inclusions, consists in taking into account the correlation properties of the bubbles. A description of the shape of the reversed signal and the scattered field for two closely located bubbles is presented.*

**D.Razumov, M.Salin**

**NUMERICAL MODELING OF SOUND SCATTERING AT THE ROUGH  
SURFACE OF WATER USING BOUNDARY ELEMENT METHOD**

Institute of Applied Physics of the Russian Academy of Science  
Russia.603155 Nizhny Novgorod, Ulyanova street, building 46

*We discuss how the scattering of sound at the infinite boundary can be calculated by the model with a finite number of elements. Geometry of our problem contains an infinite plane boundary with a finite area of deformation. We use Helmholtz integral equation on closed surface and we get the additional equation, which also contain integration over finite surface only. Thus the problem can be solved via boundary element method.*

**A.N. Rutenko**

**THE MODE PARABOLIC EQUATION TECHNIQUE FOR 3-D  
SIMULATION OF PULSE ACOUSTIC FIELD FORMED ON THE SHELF  
BY SEISMIC SURVEY SIGNAL**

Pacific Oceanological Institute of Far Eastern Branch of Russian Academy  
of Sciences of V.I.Ilichev, Russia, Vladivostok, Baltiyskaya Street, 43  
Tel.: (4232) 312120; Fax: (4232) 312573, E-mail: rutenko@poi.dvo.ru

*The work illustrates the numerical simulation technique, based on mode parabolic equation – MPE [1] obtained by generalized method of multiscale expansions for a layered medium with an arbitrary number of layers. Acoustic pulse*

*field formed by a point source in 3-D inhomogeneous geoacoustic waveguide is calculated in the approximation of interacting vertical modes and a narrow-angle parabolic equation in the horizontal plane.*

**I.P.Smirnov<sup>1)</sup>, A.I.Khil'ko<sup>1,2)</sup>**

**INVESTIGATION OF HIGH-FREQUENCY WIND WAVES  
REVERBERATION AT MULTISTATIC VISION IN THE SHALLOW  
WATER OSEANIC WAVEGUIDE**

<sup>1)</sup> Institute of Applied Physics of the Russian Academy of Sciences  
Ulyanov's street 46 N.Novgorod Russia, 603950,  
Phone/fax: (831 436-9717; an E-mail: A.khil@appl.sci-nnov.ru

<sup>2)</sup> Nizhniy Novgorod State University of N.I. Lobachevsky

*We analyze the functioning of high-frequency hydro acoustic system intended for detecting of localized inhomogeneities in a shallow sea. In geometric acoustic approach with taking into account Doppler effects representations for additive noise, surface and bottom reverberations were developed. Distributions of such parameters in the observed regions were calculated.*

**A.A. Tolchennikov, S.A. Sergeev, P.S. Petrov.**

**CALCULATION OF TIME SERIES FOR IMPULSE SIGNALS IN  
SHALLOW SEA WITH PENETRABLE BOTTOM IN FRAME OF RAYS  
THEORY**

Institute for problems in mechanics RAS, Moscow, Russia  
prospect Vernadskogo, 101-1, 119526. tel. (495)433-75-44  
Moscow institute of physics and technology, Dolgoprudny, Russia  
Institutskii pereulok, 9, 141701.  
V.I. Il'ichev Pacific Oceanological Institute, Vladivostok, Russia  
Baltiyskays street, 43, 690041.  
E-mail: tolchennikovaa@gmail.com, sergeevse1@yandex.ru,  
petrov@poi.dvo.ru

*The problem of impulse acoustic signals propagation in 2-dimensional shallow sea waveguide with penetrable bottom is considered. Using the generalization of ray method, the approximation for time series of acoustic signal in a receiver is constructed.*

**V.V. Uvarov<sup>1)</sup>, V.I. Kalinina<sup>1)</sup>, A.A. Khilko<sup>2)</sup>,  
V.V. Kurin<sup>2)</sup>, A.I. Khilko<sup>1,2)</sup>**

**ESTIMATION OF PARAMETRES OF UNDERWATER OBJECTS BY  
MEANS OF CONTEXTUALLY DEPENDENT NEURAL NETWORKS AT  
HYDROACOUSTIC VISION**

<sup>1)</sup>Institute of applied physics of the Russian Academy of Sciences  
Russia, 603950, N.Novgorod, Ulyanov's street, 46  
Phone/fax: (831 436-9717; an E-mail: A.khil@appl.sci-nnov.ru

<sup>2)</sup>Nizhniy Novgorod state university of N.I.Lobachevsky

*Possibilities of registration and processing of hydroacoustic signals are discussed at an underwater vision by means of neural networks with contextually dependent parameters. With use of methods of numerical stochastic modeling possibilities of performance of procedures are analyzed according to parameters of objects with the set reliability.*

**Uzhanskii E.<sup>1</sup>, Katsnelson B.<sup>1</sup>, Lunkov A.<sup>2</sup>, Ostrovsky I.<sup>3</sup>**

**ESTIMATION OF THE GASSY LAYER PARAMETERS IN SHALLOW  
WATER BASED ON ANGULAR AND FREQUENCY DEPENDENCE OF  
THE REFLECTION COEFFICIENT OF BROADBAND SIGNALS**

<sup>1</sup>L.Charny School of Marine Sciences, University of Haifa,  
Israel, 3498838 Haifa

E-mail: euzhansk@campus.haifa.ac.il , bkatsnels@univ.haifa.ac.il

<sup>2</sup> A. M. Prokhorov General Physics Institute, Russian Academy of Sciences,  
38 Vavilova str. Moscow, 119991, Russia, E-mail: landr2004@mail.ru

<sup>3</sup>Israel Oceanographic & Limnological Research, Yigal Alon Kinneret  
Limnological Lab., P.O. Box 447, Migdal 1495001, Israel  
E-mail: ostrovsky@ocean.org.il

*Results of experimental study and numerical modeling of the angular and frequency dependence of low-frequency acoustic broadband signals for estimation of gassy layer thickness in Lake Kinneret are presented.*

**ACOUSTICAL OCEANOLOGY**

**Bibikov N.G., Makushevich I.V.**

**STATISTICAL CHARACTERISTICS OF HIGH-FREQUENCY  
BIONOISES ON THE BLACK SEA SHELF**

JSE N.N. Andreev Acoustical Institute, Russia, 117036  
Moscow, ul. Shvernika, 4. Phone: (499) 723-6311; Fax: (495) 126-8411,  
E-mail: nbibikov1@yandex.ru

*We present the results of an analysis of the sounds generated by snapping shrimps on the shelf of the eastern shore of the Black Sea. The most powerful clicks were allocated. They were treated as a temporary point random process. The process was analyzed by a variety of statistical methods, including those used to assess fractality. The particular features of the statistical distribution of clicks are demonstrated, which should be taken into account in any attempts to use these signals to monitor the conditions of the ocean shelf, as well as to mask or illuminate the sonar situation.*

**V.A. Bulanov**

**FEATURES OF THE SCATTERING AND ABSORPTION OF SOUND  
AND ACOUSTIC NONLINEARITY IN THE UPPER OCEAN LAYER  
AND SHALLOWSEA**

V.I. Ilyichev Pacific Oceanological Institute  
Far Eastern Branch of the Russian Academy of Sciences  
Russia, 690041, Vladivostok, Baltic, 43  
Phone: (423) 2374913; Fax: (423) 2311400, E-mail: bulanov@poi.dvo.ru

*Results of researches of acoustic nonlinearity of sea water and the absorption of sound at different depths in situ are presented. A comparison of these local acoustic parameters and coefficients of sound backscattering in the top layer of the ocean to a depth of about 100 meters is discussed. It is shown that the acoustic characteristics change significantly with depth and the observed anomalies in absorption and nonlinearity connected with the presence of heterogeneous inclusions. It is discussed the possibility of predicting the distribution of acoustic nonlinearity and sound absorption in the ocean and in the shallow sea on the basis of remote sensing data for backscattering of sound.*

<sup>1</sup>A.I. Vedenev, <sup>2</sup>A.A. Lunkov, <sup>1</sup>A.V. Shatravin, <sup>1</sup>O.Yu. Kochetov

**MEASUREMENTS OF THE HOVERCRAFT NOISE FOR ESTIMATION  
OF ANTHROPOGENIC IMPACT ON ORNITHO- AND  
ICHTHYOFAUNA OF RIVER URAL DELTA**

<sup>1</sup>Shirshov Institute of Oceanology, Russian Academy of Sciences  
36, Nahimovskiy prospect, Moscow, Russia 117997  
Tel. (495) 380-4150, e-mail: vedenev@ocean.ru

<sup>2</sup>A.M. Prokhorov General Physics Institute, Russian Academy of Sciences,  
38, Vavilov st., Moscow, Russia 119991  
Tel. (495) 503-8384, e-mail: lunkov@kapella.gpi.ru

*Parameters of the underwater acoustic waveguide in the channel of the Ural river and on the shallow shelf of the Caspian Sea were estimated on the basis of transmission loss measurements. The waveguide model is used to estimate and compare source levels and directionality of underwater (in the frequency band 20 Hz-20 kHz) and airborne (in the frequency range up to 8 kHz) noise emitted by a hovercraft vessel (HV) and other water jet and propeller-driven vessels operating in the river. Airborne noise of the HV and underwater noise of a water jet vessel exhibit high directionality. Estimated source levels for the HV moving at low (up to 6 m / s) speed are 17-25 dB lower than the estimated source levels of conventional vessels, while the HV's airborne noise levels are 13-20 dBA higher than noise levels of other vessels.*

**G.I. Dolgikh, V.A. Chupin, I.O.Yaroshchuk**

**THE SOLUTION OF TOMOGRAPHIC TASKS BY MEANS OF THE  
TOWED LOW-FREQUENCY HYDROACOUSTIC RADIATOR**

V.I. Il'ichev Pacific Oceanological Institute FEB RAS  
Russia, 690041 Vladivostok, 43 Baltiyskaya St.,  
Ph.: (423) 2312598; Fax: (423) 2312573, E-mail: dolgikh@poi.dvo.ru

*On the basis of the obtained experimental data, the principles of the solution of a number of tomographic tasks by means of the towed low-frequency hydroacoustic radiator and a coastal laser strainmeter are considered. When towing along the shelf the low-frequency hydroacoustic radiator generates complex phase-manipulated signals with the frequency of 33 Hz (M-sequences) are registered by the coastal laser strainmeter after transformation on the seabed layers. The chosen radiation mode allows obtaining a large stream of the experimental data, registered by a laser strainmeter. Processing of the obtained experimental*

*data with iteration of the obtained inversion results on each step is directed to creation of a model of the earth's crust with a high resolution on horizontal and vertical cuts.*

**V.P. Elistratov, G.N. Kuznetsov, N.P. Mel'nikov**

**INVESTIGATION OF THE DEPTH DEPENDENCE  
OF SEA WATER'S CAVITATIONAL STRENGTH IN DIVERGENCE  
AND CONVERGENCE ZONES**

*The physical dependences on the depth of the thresholds for the onset of acoustic cavitation, measured in the divergence and convergence zones, are investigated. It has been established that when the water rises due to the preliminary «compression» of the embryos, the strength of the water and the cavitation thresholds increase in comparison with the zones where water penetration is observed. The connection between the regimes of the appearance of acoustic and hydrodynamic cavitation is noted.*

**N.A. Zavolsky, M.A. Raevsky**

**INFLUENCE OF SCATTERING EFFECTS ON THE ANGULAR  
SPECTRUM OF DYNAMIC NOISE IN THE OPEN SEAHORIZONTAL**

IAP RAS, Nizhny Novgorod, Russia

*Theoretical research of horizontal anisotropy of dynamic ocean noise is conducted. It is shown that the anisotropic distribution of oceanic noise owing to effect of its scattering by wind waves. The dependence of the noise anisotropy on the mode number and wind speed is discussed.*

**M. P. Ivanov, V. E. Stefanov**

**ACOUSTIC COMMUNICATION OF DOLPHINS.  
Results of laboratory experiments**

St. Petersburg State University, Faculty of biology, St. Petersburg,  
Russia, 199034, Universitetskaya nab., 7/9; Tel.: + 79119425478,  
e-mail.ru: 20mivanov@mail.ru; m.p.ivanov@spbu.ru

*Results of the experiments of the past years on the study of dolphin communication, their detailed analysis, advantages and disadvantages are presented. It*

*is demonstrated on the basis of the analysis why that research trend is risky. Animal communication is a segment in Psychology and Physiology dealing with the study of cognitive functions which generates an entirely new vector aimed at search of Psychophysiological methods. The experiment on the study of cognitive functions is described in detail. Shown are fragments of 3D animation of animals' work supporting the communication process. The analysis of errors in registration of echolocation and communication signals is performed. Checking a dolphin in the "mirror" test, commensurate with "him" in size, showed that the animal sees the opponent but does not identify "himself" in the mirror. Signals emitted by the dolphin in the direction of the image in the mirror are identified as danger signals. Images transmitted by the dolphin from with the underwater Web cams to the underwater display are not perceived by the animal as a small copy of "himself". It is assumed that the dolphin, seeing a moving image on a small screen, takes the image for a cub. Dolphin signals, emitted in response to the appearance of the image on the screen, are well readable and identified as "tender signals" addressed to the cub.*

**M. P. Ivanov, C. N. Butov, Y.A. Tolmachev, V. E. Stefanov**

**The registration of communication signals of dolphins by multi-channel broadband complex**

St. Petersburg State University, Faculty of biology, St. Petersburg, Russia, 199034, Universitetskaya nab., 7/9; Tel.: + 79119425478, e-mail.ru: 20mivanov@mail.ru; m.p.ivanov@spbu.ru

*The results of registration of dolphins' bioacoustic activity under laboratory experiment conditions with the provocation of communication interaction are presented. Signals were recorded by a new set of broadband digital recording systems on three channels. The complex is run by the computer fit-PC with Windows operating system and program of digital recording PowerGraph 600 kHz. In the process of verification of the complex, paradoxical signals with frequency of toothed whales stripe above 200 kHz are obtained. The records obtained are well deciphered and unambiguously linked with the provocation of acoustic communication behavior. Provided are the parameters of communication series, consisting of a sequence of acoustic packages of varying duration. Packages consist of broadband pulses with pulse modulation time ( $\sim 1 \div 100$  ms). Stable temporary structures in packages of pulses are limited by the set of three packages. Dedicated acoustic series communication signals are formed from combinations (repetition and permutations) of these packages on the time axis. The use of new methods of teaching experiment of communication and new technologies multi-channel broadband records gave the ability to accurately interpret communication signals in time domain: number of pulses in the packages associated with the*

*duration of the package; the time interval between batches is variable; packages consisting of pulses with different spectra are generated asynchronously and various radiation sources.*

**B. Klyachin**

**LAKE BAIKAL LOW FREQUENCY NOISE FIELD**

Moscow City Psychological-Pedagogical University 29 Sretenka Street,  
Moscow, 127051. Phone: (909)640-66-09. E-mail: klboris@rambler.ru

*The numerous unique characteristics of Lake Baikal are widely known. In this research we will look at one more, which seems to be a unique quality of the lake: the low-frequency noise field of Baikal is very similar to the low-frequency noise field of the deep ocean. The calculation of deep lake noise is conducted in the summer. A thorough comparison of the main characteristics of low-frequencies in the deep ocean and in the Lake Baikal is presented in the research.*

**A.V. Kosheleva, R.A. Korotchenko, A.A. Pivovarov, A.N. Samchenko,  
A.N. Shvyrev, I.O. Yaroshchuk**

**EXPERIMENTAL LOW-FREQUENCY HYDROACOUSTIC STUDIES IN  
THE PETER THE GREAT BAY, THE SEA OF JAPAN**

Federal state budgetary institute of science V.I. Il'ichev Pacific  
Oceanological Institute of Far Eastern Branch of Russian Academy of Sci-  
ences, 43, Baltiyskaya Street, Vladivostok, 690041, Russia  
Phone: (423)231-2617; fax: (423)231-2573. E-mail: kosheleva@poi.dvo.ru

*The paper deals with the results of hydroacoustic experimental studies in the Peter the Great Bay of the Sea of Japan carried out in May and October, 2016. Low-frequency hydroacoustic radiators with a carrier frequency of 22 and 33 Hz were used in these studies; the signals were registered by means of the autonomous hydroacoustic stations (AHS), which were synchronized in time. The group velocities of different modes, obtained during measurements, make it possible to estimate the geoaoustic properties of the bottom.*



**O.S. Krasulin, A.S. Shurup**

**FUNCTIONAL SOLUTION OF OCEAN TOMOGRAPHY PROBLEM  
WITH MODE COUPLING**

Faculty of Physics, M.V. Lomonosov Moscow State University  
Leninskie Gory, Moscow, Russia 119991  
Тел. (495) 939-3081, e-mail: shurup@physics.msu.ru

*The solution of the non-adiabatic ocean mode tomography problem is considered on the basis of the Novikov-Santacchia functional-analytical algorithm. The regarded approach does not require neither the linearization of the model and the construction of perturbation matrices, nor iterations and the involvement of additional regularization procedures, which makes it promising to study capabilities of this algorithm in acoustic tomography problems. The algorithm is based on the use of sufficiently rigorous integral equations that allow one to recalculate the scattering data, measured at the boundary of the tomography region, into estimates of the characteristics of the medium taking into account the effects of nonadiabatic propagation of mode signals. The results of numerical simulation are presented.*

**G.N.Kuznetov**

**ESTIMATION OF REDUCED NOISE OF MOVING SOURCES  
ON THE BASIS OF IDENTIFICATION OF AN ACOUSTIC MODEL  
OF THE SEA BOTTOM**

*With the use of the developed soil model and absolutely calibrated radiators, a forecast of the sound pressure recalculated to the radiation point with an error of no more than 2–2.5 dB is made. The accuracy of the forecast of the sound pressure converted to free space increases when measurements are made in zones of interference maxima.*

**M.S.Labutina<sup>1</sup>, A.I.Malekhanov<sup>2</sup>, A.V.Smirnov<sup>2</sup>**

**INFLUENCE OF CORRELATION CHARACTERISTICS OF PARTIAL-COHERENT SIGNALS ON THE SELECTION OF QUASI-PRIMARY METHOD OF SPATIAL PROCESSING**

<sup>1</sup>Lobachevsky State University of Nizhny Novgorod, Russia

<sup>2</sup>IAP RAS, Nizhny Novgorod, Russia

*In this paper we investigate the effect of the attenuation of the spatial coherence of a signal propagating in a randomly inhomogeneous channel on the gain receiving antenna under various methods of spatial signal processing against isotropic noise. The main attention is paid to the comparing the efficiency of quasi optimal methods in a wide range of parameters characterizing the coherent properties of the signal at the antenna input and to the analysis of those situations in which these methods are closest to optimal processing.*

**V.A. Lisiutin**

**ABOUT ACOUSTIC PROPERTIES OF MARINE SEDIMENTS.  
CONNECTION OF FLOWS TO THE GS INTERGRAINULAR  
FRICTION THEORY**

Sevastopol State University

33 Universitetskaya str., Sevastopol, Russia, 299053

e-mail: vlisiutin@mail.ru

*In the layer of unconsolidated marine sediments, elastic waves of two types can propagate: compression and shear. The acoustic properties of these waves are phase velocities, attenuation coefficients and their frequency dependences. M. Buckingham developed a GS theory that explains the propagation and attenuation of elastic waves in sediments by friction between particles. In GS theory, deal with is considered as a single-phase medium, and only "internal friction" is taken into account. A modification of the GS theory is presented, which consists in connecting the fluid flow capability, i.e. viscous friction. A new equation of state for a two-phase unconsolidated medium is derived. The substitution of this equation of state into the dispersion relation of the GS theory leads to a quadratic equation, the roots of which give the wave numbers of two types of waves - fast and slow compression waves in an unconsolidated medium with internal friction. The theory presented is called GS + F.*

**V.A. Lisiutin**

**ABOUT ACOUSTIC PROPERTIES OF MARINE SEDIMENTS.  
CONNECTION OF THE INTERGRANULAR FRICTION TO THE BIOT-  
STOLL THEORY**

Sevastopol State University  
33 Universitetskaya str., Sevastopol, Russia, 299053  
e-mail: vlisiutin@mail.ru

*The most famous theory of the propagation of elastic waves in marine sediments is the Biot-Stoll theory. The Biot-Stoll theory is a two-phase theory, but it considers sea sediments as an elastic, skeleton-consolidated medium. From these positions, flaws also result - a discrepancy between the frequency dependence of the dissipation given by the theory and the results of the experiments. The renovation of the Bio-Stoll theory, based on two positions on the medium, is proposed: the unconsolidated medium is assumed to be micronearlinear, which leads to new expressions for the Biot macro-coefficients; it is assumed that not all of the fluid moves apart from the solid phase, and some of it is trapped in nonconnecting pores. On the basis of these propositions, new expressions are derived for the Biot macro-coefficients and for the wave numbers of longitudinal waves of the first and second kind and the transverse wave. The presented theory is called Biot + GS.*

**V.A. Lisiutin, O.R. Lastovenko, A.A. Yaroshenko**

**EVALUATION OF THE CONTRIBUTION OF INERTIAL  
INTERACTION OF PHASES IN UNCONSOLIDATED  
MARINE SEDIMENTS**

Sevastopol State University  
33 Universitetskaya str., Sevastopol, Russia, 299053

*The report presents the results of a comparison of the modified theory of Biot + GS with the data of measurements of the frequency dependence of the damping of a shear wave, from which it follows that the inertial interaction of phases in an unconsolidated medium is either completely absent or does not exceed 10% of the predicted by the Bio-Stoll theory.*

**V.A. Lisiutin, O.R. Lastovenko, A.A. Yaroshenko**

**RHEOLOGICAL MODELS OF INTERGRANULAR CONTACT IN  
UNCONSOLIDATED MARINE SEDIMENTS**

Sevastopol State University, 33 Universitetskaya str.,  
Sevastopol, Russia, 299053. e-mail: vlisiutin@mail.ru

*At present two theories compete in the acoustics of marine sediments the theory of Biot-Stoll extended by N. Chotiros and M. Kimura and the VGS theory of M. Buckingham. The Biot-Stoll theory is based on an elastic model of intergranular contact. VGS theory assumes a nonlinear contact model. In this paper, the alternative model of the contact model used in GS (the generalized model of Kelvin-Voigt), based on the mathematical apparatus of fractional derivatives, is considered. An improved model (the generalized model of Zener) is proposed, where the viscous fluid influence filling the pores is taken into account within the framework of the concept of frequency-dependent volumetric elasticity of the medium.*

**V.A. Lisiutin, O.R. Lastovenko, A.A. Yaroshenko**

**A COMPARISON OF THE CURRENT ELASTIC WAVE  
PROPAGATION THEORY RESULTS IN MARINE SEDIMENTS  
WITH EXPERIMENTAL DATA**

Sevastopol State University  
33 Universitetskaya str., Sevastopol, Russia, 299053

*The results of comparison of GS, VGS, GS + F and Biot + GS theories with measurement data taken from the open press are considered.*

**V.A. Lisiutin, D.B. Tatarkov**

**PIONEER-M – SMALL TONNAGE SHIP FOR RESEARCHING  
RESOURCES OF THE SHALLOWSEA**

Sevastopol State University  
33 Universitetskaya str., Sevastopol, Russia, 299053

*The report is devoted to the presentation of a small-tonnage ship project for the study of shallow-water resources.*

**P. Yu. Mukhanov<sup>1</sup>, I.R. Sabirov<sup>1</sup>, S.N. Sergeev<sup>1,2</sup>, A.S. Shurup<sup>1,2</sup>**

**THE SIMULATION OF THE NOISE MUTUAL CORRELATION  
FUNCTION INVERSION IN SHALLOW SEA**

<sup>1</sup> Department of acoustics, Faculty of Physics, M.V.Lomonosov Moscow State University. Moscow 119991, Russia. E-mail: shurup@physics.msu.ru

<sup>2</sup> Shirshov Oceanology Institute of the Russian Academy of Sciences, Moscow 117218, Russia.

*The numeric calculation results of the tomography problem simulation by use of the ocean noise correlation data are discussed. The single hydrophones instead of vertical arrays are situated in a small distance (approximately 1 km). The Pekeris waveguide model is used for sound propagation calculations. The results of the simulation are compared with the experiment data.*

**V. E. Nechayuk<sup>2</sup>, D.S. Manulchev<sup>1</sup>, A.N. Rutenko<sup>1</sup>**

**CONSTRUCTION OF THE HORIZONTAL DIRECTIONAL DIAGRAM  
OF THE TYPICAL SEISMIC SURVEY EMITTING COMPLEX BY  
SPATIAL MEASUREMENTS ON THE SHELF**

<sup>1</sup> Pacific Oceanological Institute of Far Eastern Branch of Russian Academy of Sciences of V.I.Ilichev, Vladivostok, Russia  
Tel.: (4232) 312120; Fax: (4232) 312573, E-mail: rutenko@poi.dvo.ru

<sup>2</sup> ExxonMobil Exploration Company, Houston, USA

*This paper presents analysis of directional dependence of SEL of seismic pulses generated by an air gun array in shallow water. The directivity diagram was constructed using the data recorded by the acoustic monitoring program during the 3D seismic survey conducted by ENL in 2015 on Sakhalin shelf and compared to the theoretical modelled directivity diagram of the same array.*

**A.N.Serebryany<sup>1,2</sup>, G.V. Kenigsberger<sup>3</sup>, V.P. Elistratov<sup>3</sup>,  
E.E. Khimchenko<sup>1</sup>, O.E.Popov<sup>4</sup>, L.L. Tarasov<sup>2</sup>**

**PECULIARITIES OF HYDROPHYSICAL PHENOMENA  
ON THE SHELF OF ABKHAZIA:  
RESULTS OF OBSERVATIONS OF LAST YEARS**

<sup>1</sup>Shirshov Institute of Oceanology RAS, Russia, 117997 Moscow,  
NakhimovskiyPr., 36. Phone: (499) 124-5996; Fax: (499) 124-5983  
E-mail: ekhym@ocean.ru

<sup>2</sup>Andreyev Acoustics Institute, Russia, 117036 Moscow, Shvernik Str., 4  
Phone: (499) 723-6300; Fax: (499) 126-8411

<sup>3</sup>Institute of Ecology of the Academy of Sciences of Abkhazia  
Republic of Abkhazia, Sukhum, Krasnomayatskaya Str. 67

<sup>4</sup>Obukhov Institute of Atmospheric Physics, RAS,  
Russia, Moscow, Pyzhevsky per., 3

*The report summarizes the results of long-term observations of the variability of the parameters of the marine environment, which for several spring-summer seasons were conducted on the Abkhazian shelf of the Black Sea. The greatest attention was paid to the peculiarities of the processes of the coastal zone of the sea, caused by the big steepness of the slope.*

**A.N. Serebryany<sup>1,2</sup>, B.G. Katsnelson<sup>3</sup>, L.L.Tarasov<sup>2</sup>,  
E.Uzhansky<sup>3</sup>, I. Ostrovsky<sup>4</sup>**

**NEW RESULTS OF MEASUREMENTS OF THE SYSTEM OF  
CURRENTS AND INTERNAL WAVES IN THE GALILEY SEA**

<sup>1</sup>Shirshov Institute of Oceanology RAS, Russia, 117997 Moscow,  
NakhimovskiyPr., 36. E-mail: serebryany@hotmail.com

<sup>2</sup>Andreyev Acoustics Institute, Russia, 117036 Moscow, Shvernik Str., 4  
Phone: (499) 723-6300; Fax: (499) 126-8411

<sup>3</sup>University of Haifa, Haifa, Israel

<sup>4</sup>Oceanographic and Limnological Research, Haifa, Israel

*The report presents the results of measurements of currents and internal waves in Lake Kinneret, carried out in November 2016. With the help of ADCP, a system of currents in the form of a cyclonic vortex was detected along the entire water area of the lake. During the period of magnification of the eastern wind, there was an intensification of internal waves in the lake.*

**E. Khimchenko<sup>1</sup>, A. Serebryany<sup>1,2</sup>**

**OBSERVATIONS OF INTERNAL WAVES AND INTERNAL BORES  
ON THE SHELF OF THE BLACK SEA**

<sup>1</sup>Shirshov Institute of Oceanology, Russian Academy of Sciences

<sup>2</sup>Andreyev Acoustics Institute JSC

*The results of long-term observations of internal waves on the Crimean and Caucasian shelves of the Black Sea from stationary platforms for the period from 2011 to 2016 are summarized and analyzed.*

**A.V. Shatravin, O.Yu. Kochetov**

**TEMPORAL VARIABILITY OF THE ACOUSTIC CHANNEL  
TRANSFER FUNCTION IN A COASTAL REGION OF THE BLACK SEA  
FROM THE PERSPECTIVE OF PARTICULAR UNDERWATER  
COMMUNICATION ALGORITHMS**

Shirshov Institute of Oceanology, Russian Academy of Sciences

36, Nahimovskiy prospekt, Moscow, Russia, 117997

Tel.: (499) 124-5996; Fax: (499) 124-5983, E-mail: ashatravin@ocean.ru

*We assess temporal variability of the underwater acoustic channel impulse response near the Blue Bay (Gelendzhik region) in the Black Sea in October 2015. Two autonomous hydroacoustic stations synchronized with use of GPS were deployed approximately 1 km apart at ~36 m water depth. During 43 hours the stations repeatedly transmitted a probing signal binary phase modulated by an m-sequence of 2047 symbols at the carrier frequency of 10 kHz. Each symbol consisted of 5 carrier periods. The impulse response in the frequency band of the experiment was estimated by means of cross-correlation of received signals with a replica of the transmitted signal. We analyze the influence of temporal variability of the impulse response (largely, caused by variability of the current velocity) on performance of underwater communication algorithm based on phase modulation and intersymbol interference compensation in the time domain.*

**V.A. Shchurov, A.S. Ljashkov**

**MOTION OF VORTICES OF ACOUSTIC INTENSITY  
IN SHALLOW SEA WAVE-GUIDE**

Federal State Budgetary Institute of Science Pacific Oceanological Institute  
named after V.I. Il'ichev of the Far Eastern Branch of the Russian Academy  
of Sciences. 43 Baltiyskaia str., Vladivostok city, zip code 690041,  
E-mail: shchurov@poi.dvo.ru

*Experimental researches of vortical structures vector acoustic intensity in shallow sea waveguide. Found regular vibrational offset vortexes regarding combined phase center of the receiver in the direction along the axis of the waveguide. The results of the studies are original and should be taken into account in the actual models of small sea.*



**ENGINEERING EQUIPMENT, SIGNAL PROCESSING**

**A.E. Bakulin, G.N. Kuznetsov, V.P. Maslyanyi**

**INVESTIGATION OF THE CHARACTERISTICS OF THE AQUATIC ENVIRONMENT AND ORIENTATION IN THE SPACE OF THE TOWED VECTOR-SCALAR ANTENNA**

*Technical description and results of field studies of methods for simultaneous measurements of sound velocity and water temperature, as well as depth, true direction finding and orientation of a vector-scalar antenna in three-dimensional space are given. The tests were carried out in a towing mode using a compact multifunctional complex, including a hydrophysical block, orientation blocks and direction finding equipment.*

**A.L. Brekhovskikh, O.V. Greenberg, E.I. Evsenko, M.S. Klyuev, S.V. Olkhovsky, I.Ya. Rakitin, A.E. Sazhneva, A.A. Shrader, A.A. Schrader**

**DEVELOPMENT OF THE TECHNOLOGY FOUNDATION OF STUDYING THE OBJECTS OF THE CULTURAL HERITAGE, BURNED IN THE UNCONSOLIDATED BOTTOM SEDIMENTS BY THE METHOD OF THE PARAMETRIC PROFILOGRAPH WITH THE USE OF SATELLITE NAVIGATION DATA**

*The foundations of technology for explorations of cultural heritage sites buried in bottomless unconsolidated sediments using the parametric profilograph method and satellite navigation data are considered.*

**Vjuginova A. A.<sup>1)</sup>, Novik A. A.<sup>2)</sup>, Vjuginov S. N.<sup>2)</sup>, Lbov A. A.<sup>2)</sup>**

**DEVELOPING OF ULTRASONIC SYSTEM FOR CLEARING OF WATER RESERVOIRS FROM MICROBIOLOGICAL IMPURITIES**

<sup>1)</sup> Saint Petersburg Electrotechnical University "LETI", St. Petersburg;

<sup>2)</sup> LLC «Ultrasonic technique - INLAB», St. Petersburg;

Tel.:(812)329-49-61;Fax: (812)329-49-62;E-mail: alenanovik@rambler.ru

*Cyanobacteria blossom and formation of algae film at the water surface of natural and artificial reservoirs are serious problems. Toxins of blossoming algal flora are harmful for plants, microorganisms, fishes, they are potentially danger-*

*ous for human and are cancerogenic. Algal film contaminates water reservoirs, making its practical use more difficult or impossible. Large number of researches devoted to ultrasonic influence on different algae types confirms that ultrasound can not only destruct blue-green algae, significant part of green algae types, eliminate growth of different algae flora types but also can destruct toxins produced by it. Proposed intelligent ultrasonic complex for inactivation of algal flora in water reservoirs consists of two parts: the first is transportable tank with installed original multi-channel ultrasonic equipment, which provides high-effective treatment of water in frequency range from 20 to 100 kHz, and apparatus for telemetry control of ultrasonic equipment and monitoring of water and air condition. The second part is stationary system of control and monitoring. This complex will allow optimization and increasing of efficiency for ultrasonic treatment of water reservoirs in specific cases providing ecologically and environmental friendly method on algal flora inactivation which is absolutely safety for fishes, birds and human.*

**G.M. Glebova, G.N. Kuznetov**

**COMPARISON OF THE EFFICIENCY OF SUPPRESSION  
OF ACOUSTIC NOISE FROM A CARRIER ON TOWED SCALAR  
OR VECTOR-SCALAR ANTENNAS**

*The spatial responses of the scalar and vector-scalar antennas (CA and VCA) are studied. It is established that the noise of the carrier is the main source of interference on towed antennas. It is shown that the use of multichannel VCA not only ensures unidirectional reception, but also suppresses the side field and interference from the carrier much more efficiently than the CA with the same aperture and an equal number of elements.*

**B.I. Goncharenko<sup>1</sup>, A.I. Vedenev<sup>2</sup>, A.S. Shurup<sup>1,2</sup>**

**FIELD MEASUREMENTS OF VECTOR-PHASE STRUCTURE OF  
ACOUSTIC FIELD IN SHALLOW WATER**

<sup>1</sup> Faculty of Physics, M.V. Lomonosov Moscow State University  
Leninskie Gory, Moscow, Russia 119991  
Тел. (495) 939-3081, e-mail: shurup@physics.msu.ru

<sup>2</sup> Shirshov Institute of Oceanology, Russian Academy of Sciences  
36, Nahimovskiy prospect, Moscow, Russia 117997  
Тел. (495) 380-4150, e-mail: vedenev@ocean.ru

*The results of the field experiment on measuring the vector-phase structure of an acoustic field in a shallow water are presented. Simultaneous recording of the sound pressure and three mutually orthogonal components of the particle velocity was carried out using a sound pressure receiver and a vector receiver. The tone signals were measured from the towed source. The results of measurements of the noise signal from a vessel, passing near the location of the combined receiver module, are also presented. The values of relative sound pressure levels and three components of the particle velocity for different distances to the source are estimated.*

**S. Gorovoy**

**STUDY OF THE CHARACTERISTICS OF NONLINEARITY  
AND NON-GAUSSIANITY OF SEA NOISE**

Far Eastern Federal University  
8 Sukhanova St., Vladivostok 690090, Russia  
tel. (232) 265-2424; E-mail: GorovoySV@mail.ru

*The results of the study of temporal variability of the shallow sea noise bispectrums are presented. According to bispektrums, the characteristics of temporal variability of nonlinearity and non-gaussianity of sea noise are evaluated by means of the method proposed by M.J. Hinich. It is shown that as a model of noise signals studied in the paper on output of narrowband filters at the significance level 0.05 can be used Gaussian random process, at expansion of the bandwidth — linear non-Gaussian random process, with further bandwidth expansion, is a nonlinear non-Gaussian random process.*

**G.I. Dolgikh<sup>1</sup>, A.F. Scherbatyuk<sup>2</sup>**

**MOBILE HARDWARE AND SOFTWARE COMPLEX FOR THE  
RESEARCH OF STRUCTURE HYDROPHYSICAL FIELDS OF SHELF**

<sup>1</sup>V.I. Il'ichev Pacific Oceanological Institute FEB RAS  
Russia, 690041 Vladivostok, 43 Baltiyskaya St.,  
Ph.: (423) 2312598; Fax: (423) 2312573, E-mail: dolgikh@poi.dvo.ru

<sup>2</sup>Institute of Marine Technology Problems FEB RAS  
Russia, 690091 Vladivostok, 5a Sukhanov St.,  
Ph.: (423) 2432416; E-mail: scherba@marine.febras.ru

*On the basis of modern technologies, a hardware and software complex is created, consisting of a coastal system of laser strainmeters and an autonomous uninhabited underwater vehicle, equipped with a highly sensitive hydroacoustic.*

**Kerzhakov B. V., Kulinich V. V.**

**RESEARCH OF EFFICIENCY OF RECEPTION OF COMPLEX  
SIGNALS IN THE UNDERWATER SOUND CHANNEL**

Institute of Applied Physics RAS, 46 Uljanova str., Nizhni Novgorod  
603950, Russia, Tel. : (8312) 365745; E-mail: kul@appl.sci-nnov.ru

*The paper investigates the possibility of increasing the efficiency of reception of complex signals in underwater sound channel based on the selection of their basic parameters. For specific characteristics of the channel presents the results of quantitative estimations of carrier frequency, frequency bandwidth and duration of signals, providing the required characteristics of the noise immunity under limiting of the power of radiation source.*

**D.G. Kovzel**

**DEVELOPMENT OF HARDWARE AND ALGORITHMS OF AN  
ACOUSTIC COMMUNICATION EQUIPMENT  
FOR "SHELF-14" BOTTOM STATION**

V.I. Il'ichev Pacific Oceanological Institute,  
43, Baltiyskaya Street, Vladivostok, 690041, Russia  
Phone: +7 (4232) 31-2120, E-mail: dgk06@mail.ru

*A brief description of the equipment for acoustic communication of the bottom stations "Shelf-2014" and the tasks it solves is presented. The development of hardware is considered taking into account the 3-year experience of practical work in the sea. A review is made of the applied algorithms for processing the acoustic signal and the results obtained.*

**Korenbaum V.I., Gorovoi S.V., Kostiv A.E., Shiryayev A.D.,  
Borodin A.E., Dorozhko V.M., Fershalov A.Yu.**

**POSSIBILITIES OF REMOTE MONITORING HEALTH STATUS AND  
MOVEMENTS OF A SCUBA DIVER BY RESPIRATORY NOISES  
EMITTED INTO WATER**

V.I. Il'ichev Pacific Oceanological Institute, FEB RAS,  
Vladivostok, Russia, v-kor@poi.dvo.ru

*Remote monitoring the health status of scuba divers and tracing their movements in a limited water area are necessary to ensure diving safety. Own breathing noises, emitted by diver into water, may be used here. In the hydroacoustic basin the powerful signals with a repetition rate corresponding to the respiratory rhythm of open-circuit scuba diver are recorded by hydrophones. When registering respiratory noise of scuba diver in the real sea submersions against the background noise, it is possible to trace on the spectrograms the acoustic signs of breathing maneuvers associated with the noise of emerging bubbles at distances up to 100-200 m. These acoustic signs allow one to observe the movements of diver by determining the delays of maxima of the cross-correlation function. Trails of such delays in correlograms can be traced at distances up to 300m.*

**Kostiv A.E., Korenbaum V.I.**

**ABOUT APPLICATION OF ACOUSTIC SIGNALS ACCOMPANYING  
THE FUNCTIONING OF BREATHING APPARATUS OF VARIOUS  
TYPES, REGISTERED UNDER A DIVING SUIT, TO MONITOR THE  
HEALTH STATUS OF DIVERS**

V.I. Il'ichev Pacific Oceanological Institute, FEB RAS,  
Vladivostok, Russia. kostiv.anatoly@gmail.com

*The monitoring of the health status of divers is necessary to ensure the safety of an underwater submersion. Own diver breathing noises, registered under a diving suit, may be used for this purpose. Diving breathing apparatus of known types are distinguished by the predominance of various acoustic effects. Although a variability of emission levels of the respiratory apparatus of the same type, when used by different divers, depending on the settings and qualification, can reach 20 dB, it does not interfere with assessing the breathing rhythm and the ratio of the respiratory maneuver phases in breathing apparatus of any type.*

**Kochetov O.J.<sup>1</sup>, Smirnov P.N.<sup>2</sup>**

**4-CHANNEL HIGH-SPEED DIGITAL RECORDER**

<sup>1</sup> P.P. Shirshov Institute of oceanology RAS, Russia, 117997, Moscow,  
Nakhimovsky pros-t, 36. Tel.: +7 (916) 129-4044, E-mail: ok@noiselab.ru  
<sup>2</sup> JSC «NPP AKMA», Russia, 117036, Moscow, Shvernika st., 4  
Tel.: +7 (495) 228-1907, E-mail: akma@npo-akma.ru

*A prototype of high-speed 4-channel digital recorder for autonomous hydro-acoustic buoys is presented. Technical specs and key features of the device are described. Some preliminary results of laboratory tests are shown. This research was performed in the framework of the state assignment of FASO Russia (theme No. 0149-2018-0010), supported by RFBR (project No. 16-29-02036).*

**P.N. Kravchun**

**ON CALCULATION OF LINEAR HYDROACOUSTIC ANTENNAS  
DRIFTING ON 3D-NONUNIFORM UNDERWATER CURRENTS**

Faculty of Physics, Moscow State University, Leninskiye Gory,  
119991, GSP-1, Moscow, Russia. Tel.: +7-495-939-3844;  
Fax: +7-495-932-8820; E-mail: gedackt@mail.ru

*The drifting linear hydroacoustic antennas on 3D-nonuniform underwater currents are considered. Antennas represent non-uniform cable systems with a number of hydrophones. A new method of calculation of spatial configuration, tension, directivity pattern of antenna, velocity and direction of its drift is proposed. Methods of increasing of the spatial stability of the drifting antennas are discussed in order to stabilize their work in the real ocean.*

**Yu.S. Kryukov, E.O. Cherepanov**

**SOFTWARE FOR PROCESSING HYDROACOUSTIC SIGNALS,  
MODELING AND REMOTE EVALUATION OF THE COORDINATES  
OF THE TRIGGERING OF UNDERWATER PULSED SOURCES**

FSUE «Research Institute of Applied Acoustics». Dubna, Moscow Region,  
141981, Russia. E-mail: kryukov@niipa.ru, evgeny.cherepanov@niipa.ru

*The problem of modeling and remote evaluation of the triggering coordinates of an underwater pulse source is considered on the basis of the determination of the timing of the arrival of signals to the hydrophones of the beacon at spatially separated points with known coordinates. The results of experiments in the conditions of the Ladoga Lake and the Black Sea are present.*

**E.B. Kudashev, L.R. Yablonik**

**MEASUREMENT OF FLOW NOISE DURING ACOUSTIC INTERFERENCE**

Space Research Institute, Russian Academy of Sciences  
Profsovnaya Str. 84/32, Moscow, 117997, Russia  
Email: kudashev@iki.rssi.ru, yablonik@gmail.com

*In this paper, we consider the methods and measuring devices for experimental studies of fields of turbulent pressure fluctuations in the presence of acoustic noise. The formation of the signal of a noise compensated receiver and the efficiency of the acoustic noise suppression method are investigated. Numerical analysis has shown that the possibilities of suppressing acoustic low-frequency noise increase with an increase in the ratio of diameters of basic and compensating elements of acoustical transducer.*

**Kuzin D.A., Statsenko L.G.**

**REAL-TIME AUDIO SIGNAL PROCESSING FOR COMMUNICATION CHANNELS TRANSMISSION**

Far Eastern Federal University, Vladivostok

*Real-time signal processing applications requires considerable computing resources and unique approaches to software development. This paper describes prototype development of system, which perform real-time audio recording, allocation an effective signal, compression and transmission to communication channel. LabVIEW 15 is used as development environment and myRIO-1900 with FPGA module is used for prototyping the device. Python programming environment is used as an additional resource.*



**V.M. Kuz'kin<sup>1</sup>, S.A. Pereselkov<sup>2</sup>, G.N. Kuznetsov<sup>1</sup>, I.V. Kaznacheev<sup>2</sup>**

**NOISE PROOF METHOD OF ESTIMATION OF BROADBAND SOURCE DIRECTION BY USING A VECTOR-SCALAR RECEIVERS**

<sup>1</sup>Wave Research Scientific Center of A.M.Prokhorov Institute of General Physics of RAS, GSP-1, Vavilov street, 38, Moscow, 119991, Russia. Tel: (499) 503-8384; Fax: (499) 135-8234. E-mail: kumiov@yandex.ru

<sup>2</sup>Voronezh State University, Universitetskaya pl. 1, Voronezh, 394006, Russia. Tel.: (4732) 789-748; Fax: (4732) 789-755, E-mail: pereselkov@yandex.ru

*The interferometric method of estimation of broadband sound source direction in oceanic waveguide by vector-scalars receivers is presented. The method is based on 2D Fourier transform of the interference pattern formed during source motion. The efficiencies of the proposed interferometric method and classical method based on measuring of the arriving signals delay times at spaced scalar receivers are compared within framework of the natural experiment. The noise immunity of interferometric method of estimation of sound source direction is considered.*

**V.M. Kuz'kin<sup>1</sup>, S.A. Pereselkov<sup>2</sup>, G.N. Kuznetsov<sup>1</sup>, I.V. Kaznacheev<sup>2</sup>**

**RESOLUTION OF INTERFEROMETRIC METHOD OF NOISE SOURCES LOCALIZATION**

<sup>1</sup>Wave Research Scientific Center of A.M.Prokhorov Institute of General Physics of RAS, GSP-1, Vavilov street, 38, Moscow, 119991, Russia. Tel: (499) 503-8384; Fax: (499) 135-8234. E-mail: kumiov@yandex.ru

<sup>2</sup>Voronezh State University, Universitetskaya pl. 1, Voronezh, 394006, Russia. Tel.: (4732) 789-748; Fax: (4732) 789-755, E-mail: pereselkov@yandex.ru

*The results of computer experiment of three noise sources identification at presence of background noise in ocean waveguide are demonstrated. The comparative analysis of the accuracy of their coordinates: direction, radial velocity, distance, depth are presented. The presented computer experiment is based on the interferometric method of source localization by using vector-scalar receivers.*

**D.E. Leikin, S.V. Dunchevskaya, S.V. Vidikhin**

**WEAK TARGET DETECTION IN REVERBERANT MEDIA**

NPP "FORT XXI", Pionerskaya street 4, Korolev 141074, Russia  
Tel.: +7 (495) 789-9019; Fax: +7 (495) 513-2463  
E-mail: del@fort21.ru

*The paper relates test run results obtained with active sonar designed for weak target acquisition in highly reverberant environment*

**D.A. Presnov, A.L. Sobisevich, A.S. Shurup**

**FIELD OBSERVATIONS OF THE SEPARATE MODES  
OF SEISMIC-HYDROACOUSTIC FIELD  
IN CONDITIONS OF ICE-COVERED WATER**

*Results of processing of experimental data obtained on ice-covered Ladoga Lake are presented. Possibility of estimating the frequency-temporal characteristics of individual mode components of a complete seismic-hydroacoustic field is demonstrated. The initial data are natural noise fields recorded by space-separated hydrophones and seismometers located on the ice surface. The processing of records is based on the spectral-correlation analysis of registered noise. In this case, it is possible to estimate the characteristics of the Green function of the measuring points; to obtain information about the acoustic field, as if it were radiated and received at the points under consideration. This approach is convenient in that it does not require the use of powerful low-frequency sources specially located in the region under investigation. The possibilities of using the obtained information for the tomographic estimation of the characteristics of the medium are analyzed based on a comparison between experimental data processing and numerical modeling..*

**A.G. Sazontov, I.P. Smirnov**

**SOURCE LOCALIZATION IN AN UNDERWATER CHANNEL USING  
MATCHED MODE PROCESSING**

Institute of Applied Physics RAS, Russia,  
603950 Nizhny Novgorod, 46 Ul'yanov Str.  
Tel. (831) 416-0648; Fax: (831) 436-5745, E-mail: sazontov@ipfran.ru

*An adaptive modal MUSIC algorithm is constructed to localize an acoustic source with a vertical array operating at incomplete information about the propagation medium. The proposed algorithm is validated by its application to the experimental data observed in the Ladoga Lake. It has been shown that the presented estimation procedure is more robust to a mismatch between the true and expected signal replicas in comparison with the standard MUSIC method applied directly to the sensor data.*

**M.Y. Fershalov, V.A. Gritsenko**

**SOFTWARE AND HARDWARE SYSTEMS FOR REAL TIME  
MONITORING OF SEISMIC SURVEYS ON SAKHALIN OFFSHORE.**

V.I. Il'ichev Pacific Oceanological Institute FEB RAS,  
Russia, 690041, Vladivostok, Baltiyskaya Street, 43  
Phone: +7 (423) 231-1400, fax: +7 (423) 231-2573,  
E-mail: mfershalov@gmail.com, rutenko@poi.dvo.ru

*In 2015, acoustic monitoring was carried out in real time during seismic surveys on the northeastern shelf of Sakhalin. Variations of an acoustic pressure, measured in the frequency range 2-2000 Hz at the bottom by a hydrophone of an autonomous underwater acoustic registrar (APAR), were transmitted to a surface buoy, and then by digital VHF telemetry were transferred to a fly camp that could be situated in the range of 15 km. In addition, a controller of a surface buoy performs special analysis: 1 minute series of SEL and SPL peak values calculated at 0.5 second intervals, as well as 1/3-octave spectra averaged over 1 minute. The results of this analysis in the form of a digital package of 270 bytes through the Iridium satellite modem were sent to the central monitoring post (CMP). The results of the analysis of the parameters of the measured acoustic impulses conducted on shore VHF stations were also transferred to the CMP via the Internet or the Iridium channel. On the basis of these data in real time, position of the sea model acoustic pulses zones with a predetermined level were corrected.*

**A.G. Hobotov<sup>1)</sup>, A.I. Khilko<sup>1,2)</sup>, A.A. Telnyh<sup>1)</sup>**

**ESTIMATION OF PARAMETRES OF UNDERWATER OBJECTS BY  
MEANS OF CONTEXTUALLY DEPENDENT NEURAL NETWORKS AT  
HYDROACOUSTIC SUPERVISION**

<sup>1)</sup>Institute of applied physics of the Russian Academy of Sciences  
Russia, 603950, N.Novgorod, Ulyanov's street, 46  
Phone/fax: (831 436-9717; E-mail: A.khil@appl.sci-nnov.ru

<sup>2)</sup>Nizhniy Novgorod state university of N.I.Lobachevsky

*Possibilities of registration and processing of hydroacoustic signals are discussed at an underwater location by means of neural networks with contextually dependent parameters. With use of methods of numerical stochastic modeling possibilities of performance of procedures are analyzed according to parameters of objects with the set reliability.*

**АВТОРСКИЙ УКАЗАТЕЛЬ**

Авилов К.В.	9,13,375	Заславский Ю.М.	110,387
Бакулин А.Е.	281,407	Ивакин А.Н.	114,388
Бибииков Н.Г.	169,394	Иванов М.П.	193,201,396, 397
Борисов С.В.	89,384	Казарова А.Ю.	17,376
Бородин А.Е.	317,411	Казначеев И.В.	345,349,415
Бреховских А.Л.	285,407	Калинина В.И.	158,392
Буланов В.А.	99,173,386, 394	Калинюк И.В.	61,381
Бутов С.Н.	201,397	Кацнельсон Б.Г.	65,93,162, 255,381,385, 393,404
Веденев А. И.	177,297,395, 409	Кенигсбергер Г.В.	106,259,387, 404
Видихин С.В.	353,416	Кержаков Б.В.	309,410
Вировлянский А.Л.	17,21,376	Клещёв А.А.	121,388
Волков М.В.	25,377	Клюев М.С.	285,407
Вьюгинова А.А.	289,407	Клячин Б.И.	205,398
Вьюгинов С.Н.	289,407	Ковзель Д.Г.	313,411
Глебова Г.М.	293,408	Комиссарова Н.Н.	57,381
Голубев В.Н.	29,378	Коренбаум В.И.	317,321,411 412,
Гончаренко Б.И.	297,409	Корниенко В.Н.	103,386
Горовой С.В.	301,317,409, 411	Коротченко Р.А.	209,398
Григорьев В.А.	33,93,378, 385	Косарев О.И.	125,389
Гринберг О.В.	285,407	Костив А.Е.	317,321,411, 412
Гриценко В.А.	365,417	Кочетов О.Ю.	177,270,325, 395,405,412
Гулин О.Э.	41,378	Кошелева А.В.	209,398
Гусев В.А.	45,379	Кравчун П.Н.	329,413
Данилов А.А.	103,386	Красулин О.С.	213,399
Дзюба В.П.	53,380	Крюков Ю.С.	333,413
Дмитриев К.В.	49,,380	Кудашев Е.Б.	337,414
Долгих Г.И.	53,181,305, 380,395,410	Кузин Д.А.	341,414
Дорожко В.М.	317,411	Кузнецов Г.Н.	69,185,217, 281,293,345, 349,382,396, 399,407,408 415
Дунчевская С.В.	353,416	Кузькин В.М.	345,349,415
Дьолог А.И.	61,381	Кулинич В.В.	309,410
Евсенко Е.И.	285,407	Куличков С.Н.	9,13,375
Елистратов В.П.	185,259,396,		
Есипов И.Б.	57,106,381, 387,		
Жилин И.В.	25,377		
Завольский Н.А.	189,396		
Заславский В.Ю.	110,387		

*XVI школа-семинар им. Акад. Л.М. Бреховских "Акустика океана", XXXI сессия РАО*

Курин В.В.	158,393	Петров П.С.	65,156,381, 392
Лабутина М.С.	221,400	Пивоваров А.А.	209,398
Ластовенко О.Р.	73,233,237, 241,382,401, 402	Половинка Ю.А.	140,391
Лбов А.А.	289,407	Попов О.Е.	9,13,57,106, 259,375,381, 387,
Лейкин Д.Е.	353,416	Преснов Д.А.	357,416
Липавский А.С.	49,380	Пузакина А.К.	125,389
Лисютин В.А.	73,129,225, 229,233,237, 241,245,382, 389,400,401, 402	Раевский М.А.	189,396
Луньков А.А.	25,132, 162,177,377, 390,393,395	Разумов Д.Д.	144,391
Львов К.П.	136,390	Ракитин И.Я.	285,407
Любавин Л.Я.	17,376	Росляков А.Г.	33,378
Ляшков А.С.	274,406	Ругенко А.Н.	81,89,148, 251,383,384, 391,403
Макаров Д.В.	77,383	Сабиров И.Р.	247,403
Макарова Ю.М.	21,376	Сажнева А.Э.	285,407
Максимов А.О.	140,391	Сазонтов А.Г.	361,417
Максимов Г.А.	57,381	Салин М.Б.	144,391
Макушевич И.В.	169	Самченко А.Н.	209,398
Маленко Ж.В.	61,381	Сергеев С.А.	156,392
Малеханов А.И.,	221,400	Сергеев С.Н.	49,247,380, 403
Манульчев Д.С.	81,251,383, 403	Серебряный А.Н.	255,259,266, 404,405
Масляный В.П.	281,407	Смирнов А.В.	221,400
Мельников Н.П.	185,396	Смирнов И.П.	29,152,361, 378,392,,417
Муханов П.Ю.	247,403	Смирнов П.Н.	325,412
Нечаюк В. Е.	81,251,383, 403	Собисевич А.Л.	357,416
Новик А.А.	289,407	Солдатов Г.В.	57,381
Ольховский С.В.	285,407	Стаценко Л.Г.	341,414
Остапишин Н.М.	125,389	Степанов А.Н.	69,382
Островский И.	162,255,393, 404	Стефанов В.Е.	193,201,396, 397
Панков И.А.	49,380	Стороженко А.В.	99,386
Папкина Ю.И.	85,384	Тарасов Л.Л.	255,259,404
Переселков С.А.	345,349,415	Татарков Д.Б.	245,402
Петников В.Г.	25,33,377, 378	Тельных А.А.	369,418
		Терёхина Я.Е.	33,378
		Толмачев Ю.А.	201,397
		Толченников А.А.	156,392
		Уваров В.В.	158,393

XVI школа-семинар им. Акад. Л.М. Бреховских "Акустика океана", XXXI сессия РАО

Ужанский Э.	162,255,393, 404	Шерменева М.А.	25,377
Ущиповский В.Г.	89,384	Ширяев А.Д.	317,411
Фершалов М.Ю.	317,365,411, 417	Шрейдер А.А.	285,407
Фомин А.А.	136,390	Шрейдер Ал.А.	285,407
Хилько А.А.	158,393	Шуруп А.С.	213,247,297, 357,399,403, 409,416
Хилько А.И.	152,158,369, 392,393,418	Щербатюк А.Ф.	305,410
Химченко Е.Е.	259,266,404, 405	Щуров В.А.	274,406
Хоботов А.Г.	369,418	Яблоник Л.Р.	337,414
Черепанов Е.О.	333,413	Ярина М.В.	93,385
Черноусов А.Д.	106,387	Ярошенко А.А.	61,73,233," 437,241,381, 382,401,402
Чупин В.А.	53,181,395	Ярошук И.О.	41,181,209, 378,395,398
Шатравин А.В.	25,177,270, 377,395,405	Jenkerson M.R.	81,89,383, 384
Швырев А.Н.	209,398		

<b>Содержание</b>		
<b>Предисловие</b>	<b>Распространение звука</b>	5
<b>Авилов К.В., Куличков С.Н., Попов О.Е.</b>	Распространение импульсного сигнала в атмосфере, океане и земной коре от источника звука в атмосфере	9
<b>Авилов К.В., Куличков С.Н., Попов О.Е.</b>	Применение широкоугольной модификации волнового метода псевдодифференциального параболического уравнения для расчёта звуковых полей и сигналов в различных средах	13
<b>Вировлянский А.Л., Казарова А.Ю., Любавин Л.Я.</b>	Анализ чувствительности распределения интенсивности поля в плоскости "глубина - угол прихода" к вариациям параметров подводного звукового канала	17
<b>Вировлянский А.Л., Макарова Ю.М.</b>	Проявления устойчивых компонент поля в корреляционных матрицах сигналов на элементах вертикальной приемной решетки в гидроакустическом волноводе	21
<b>Волков М.В., Жилин И.В., Луньков А.А., Петников В.Г., Шатравин А.В., Шерменева М.А.</b>	Передаточные функции мелководных акустических волноводов арктического типа	25
<b>Голубев В.Н., Смирнов И.П.</b>	Геометроакустический подход в исследовании распространения низкочастотных импульсов в придонном океаническом волноводе	29
<b>Григорьев В.А., Петников В.Г., Росляков А.Г., Терёхина Я.Е.</b>	Эффективные и реальные значения скорости звука в морском дне при оценках затухания акустических волн на арктическом шельфе	33
<b>Гулин О.Э., Ярощук И.О.</b>	К вопросу о влиянии формы пространственного спектра неоднородностей на среднюю интенсивность поля при распространении низкочастотного звука в мелководных акваториях	41
<b>Гусев В.А.</b>	Локализованные акустические поля вблизи границ раздела сред с неклассическим амплитудно- и частотно-зависимым поведением	45
<b>Дмитриев К.В., Липавский А.С., Панков И.А., Сергеев С.Н.</b>	Исследование сезонной изменчивости распространения звука в мелком волноводе	49
<b>Долгих Г.И., Дзюба В.П., Чупин В.А.</b>	Особенности распространения на клиновидном шельфе возрастающей глубины сигналов, генерируемых береговым низкочастотным сейсмоакустическим излучателем	53



<b>Есипов И.Б., Максимов Г.А., Комиссарова Н.Н., Попов О.Е., Солдатов Г.В.</b> Горизонтальная рефракция акустического сигнала в береговом клине	57
<b>Калинюк И.В., Маленко Ж.В., Ярошенко А.А., Дьолог А.И.</b> Структура сейсмоакустического поля давления, созданного протяженным источником в упругом полупространстве	61
<b>Кацнельсон Б.Г., Петров П.С.</b> Моды шепчущей галереи в горизонтальной плоскости в окрестности искривленных изобат в мелком море	65
<b>Кузнецов Г.Н., Степанов А.Н.</b> Закономерности ослабления векторно-скалярных звуковых полей в зонах интерференционных максимумов	69
<b>Лисютин В.А., Ластовенко О.Р., Ярошенко А.А.</b> Сравнение дисперсионно-диссипативных характеристик мод в волноводе Пекериса в случае жидкого и пористого дна	73
<b>Макаров Д.В.</b> Теория случайных матриц для акустических волноводов с крупномасштабными неоднородностями	77
<b>Манульчев Д.С., Рутенко А.Н., Нечаюк В.Е., Дженкерсон М.</b> Измерение и моделирование импульсного акустического поля, формируемого на шельфе забивкой свай на берегу, для оценки уровня акустического облучения наблюдаемого с берега серого кита	81
<b>Папкина Ю.И.</b> Моделирование геометрических неоднородностей дна волновода на основе сопряжения цилиндрических и конических поверхностей	85
<b>Ущиповский В.Г., Борисов С.В., Рутенко А.Н., Jenkerson M.R.</b> Построение 3-D модельных геоакустических волноводов по результатам экспериментально-теоретических исследований потерь при распространении звука на шельфе о. Сахалин в районах освоения углеводородных месторождений	89
<b>Ярина М.В., Григорьев В.А., Кацнельсон Б.Г.</b> Пространственная обработка при получении взаимно-корреляционной функции шума в эксперименте SW06	93

#### **Рассеяние и отражение звука**

<b>Буланов В.А., Стороженов А.В.</b> О взаимосвязи рассеяния звука и распределения зоопланктона в верхнем слое океана	99
<b>Данилов А.А., Корниенко В.Н.</b> Зависимость качества восстановления координат источника звука численным методом временного обращения волн от поглощающих свойств дна	103
<b>Есипов И.Б., Кенигсбергер В.Г., Попов О.Е., Черноусов А.Д.</b> Многочастотное акустическое исследование морского течения	106

<b>Заславский Ю.М., Заславский В.Ю.</b> Трехмерное численное моделирование гидро- и сейсмоакустических волн при зондировании дна на шельфе	110
<b>Ивакин А.Н.</b> Обратное рассеяние и дальняя реверберация в мелком море	114
<b>Клещёв А. А.</b> Мягкий вытянутый сфероид в плоском волноводе с твёрдым упругим дном, облучаемый импульсным звуковым сигналом	121
<b>Косарев О.И., Остапшин Н.М., Пузакина А.К.</b> Звуковое давление в дальнем поле, создаваемое конечной цилиндрической оболочкой	125
<b>Лисютин В.А.</b> Сопоставление частотно-угловых зависимостей коэффициента отражения для границы флюид-пористое полупространство в рамках теории Био-Столла и Био+межгранулярное трение	129
<b>Луныков А.А.</b> Интерференционная структура низкочастотной донной реверберации в неоднородном мелководном волноводе	132
<b>Львов К.П., Фомин А.А.</b> Экспериментальные оценки когерентности высокочастотной донной реверберации	136
<b>Максимов А.О., Половинка Ю.А.</b> Особенности применения обращенных во времени эмиссионных акустических сигналов для диагностики коррелированных источников	140
<b>Разумов Д.Д., Салин М.Б.</b> Моделирование рассеяния звука на поверхностном волнении методом граничных элементов	144
<b>Рутенко А.Н.</b> Метод модового параболического уравнения для 3-D моделирования импульсного акустического поля, формируемого на шельфе сейсморазведочным сигналом	148
<b>Смирнов И.П., Хилько А.И.</b> Исследование высокочастотной поверхностной реверберации при мультистатическом наблюдении в мелком море	152
<b>Толченников А.А., Сергеев С.А., Петров П.С.</b> Расчет временных рядов импульсных акустических сигналов в мелком море с проницаемым дном в рамках лучевой теории	156
<b>Уваров В.В., Калинина В.И., Хилько А.А., Курин В.В., Хилько А.И.</b> Когерентное сейсмоакустическое зондирование модели слоистого морского дна в лабораторных условиях	158
<b>Ужанский Э., Кацнельсон Б., Луныков А., Островский И.</b> Определение параметров газонасыщенного слоя в мелком море на основе измерения угловой и частотной зависимости коэффициента отражения широкополосных сигналов	162

**Акустическая океанология**

<b>Бибиков Н.Г., Макушевич И.В.</b> Статистические характеристики высокочастотных бишумов шельфовой зоны Черного моря	169
<b>Буланов В.А.</b> Особенности рассеяния и поглощения звука и акустической нелинейности в верхнем слое океана и мелкого моря	173
<b>Веденев А.И., Луньков А.А., Шатравин А.В., Кочетов О.Ю.</b> Измерения шумов судна на воздушной подушке с целью оценки антропогенного воздействия шума на орнито- и ихтиофауну дельты р. Урал	177
<b>Долгих Г.И., Чупин В.А., Ярошук И.О.</b> Решение томографических задач с помощью буксируемого низкочастотного гидроакустического излучателя	181
<b>Елистратов В.П., Кузнецов Г.Н., Мельников Н.П.</b> Исследование глубинной зависимости кавитационной прочности морской воды в зонах дивергенции и конвергенции	185
<b>Завольский Н.А., Раевский М.А.</b> Влияние эффектов рассеяния на угловой спектр динамических шумов в открытом море	189
<b>Иванов М.П., Стефанов В.Е.</b> Акустическая коммуникация дельфинов - результаты лабораторных экспериментов	193
<b>Иванов М.П., Бутов С.Н., Толмачев Ю.А., Стефанов В.Е.</b> Результаты регистрации сигналов коммуникации дельфинов с помощью многоканального широкополосного комплекса	201
<b>Клячин Б.И.</b> Низкочастотное поле шумов озера Байкал	205
<b>Кошелева А.В., Коротченко Р.А., Пивоваров А.А., Самченко А.Н., Швырев А.Н., Ярошук И.О.</b> Экспериментальные низкочастотные гидроакустические исследования в заливе Петра Великого Японского моря	209
<b>Красулин О.С., Шуруп А.С.</b> Функциональное решение задачи томографии океана с учетом неадиабатического взаимодействия модовых сигналов	213
<b>Кузнецов Г.Н.</b> Оценка приведенной шумности движущихся источников на основе идентификации акустической модели морского дна	217
<b>Лабутина М.С., Малеханов А.И., Смирнов А.В.</b> Влияние когерентных свойств принимаемого сигнала на выбор квазиоптимального метода его пространственной обработки	221
<b>Лисютин В.А.</b> О акустических характеристиках морских осадков. Подключение течений к GS теории межгранулярного трения	225
<b>Лисютин В.А.</b> О акустических характеристиках морских осадков. Подключение межгранулярного трения к теории Био-Столла	229

- Лисютин В.А., Ластовенко О.Р., Ярошенко А.А.** Оценка вклада инерционного взаимодействия фаз в неконсолидированных морских осадках 233
- Лисютин В.А., Ластовенко О.Р., Ярошенко А.А.** Реологические модели межгранулярного контакта в неконсолидированных морских осадках 237
- Лисютин В.А., Ластовенко О.Р., Ярошенко А.А.** Сопоставление результатов современных теорий распространения упругих волн в морских осадках с экспериментальными данными 241
- Лисютин В.А., Татарков Д.Б.** ПИОНЕР-М - малотоннажное судно для исследования ресурсов мелкого моря 245
- Муханов П.Ю., Сабиров И.Р., Сергеев С.Н., Шуруп А.С.** Моделирование томографической инверсии функций взаимной корреляции шумов мелкого моря 247
- Нечаюк В.Е., Манульчев Д.С., Рутенко А.Н.** Изучение горизонтальной диаграммы направленности типового сейсморазведочного излучающего комплекса по пространственным измерениям на шельфе 251
- Серебряный А.Н., Кацнельсон Б.Г., Тарасов Л.Л., Ужанский Э., Островский И.** Новые результаты измерений системы течений и внутренних волн в Галилейском море 255
- Серебряный А.Н., Кенигсбергер Г.В., Химченко Е.Е., Елистратов В.П., Попов О.Е., Тарасов Л.Л.** Особенности гидрофизических явлений на шельфе Абхазии: результаты наблюдений последних лет 259
- Химченко Е.Е., Серебряный А.Н.** Наблюдения внутренних волн и внутренних боров на шельфе Черного моря 266
- Шатравин А.В., Кочетов О.Ю.** Временная изменчивость передаточной функции гидроакустического канала в прибрежной зоне Черного моря с точки зрения реализации некоторых алгоритмов звукоподводной связи 270
- Щуров В.А., Ляшков А.С.** О движении вихрей вектора акустической интенсивности в волноводе мелкого моря 274

#### **Технические средства, обработка сигнала**

- Бакулин А.Е., Кузнецов Г.Н., Масляный В.П.** Исследование характеристик водной среды и ориентации в пространстве буксируемой векторно-скалярной антенны 281

<b>Бреховских А.Л., Гринберг О.В., Евсенко Е.И., Клюев М.С., Ольховский С.В., Ракитин И.Я., Сажнева А.Э., Шрейдер А.А., Шрейдер Ал.А.</b> Разработка основ технологии исследования объектов культурного наследия, погребенных в донных неуплотненных осадках, методом параметрического профилографа с использованием данных спутниковой навигации	285
<b>Вьюгинова А.А., Новик А.А., Вьюгинов С.Н., Лбов А.А.</b> Разработка ультразвуковой системы для очистки водоемов от микробиологических загрязнений	289
<b>Глебова Г.М., Кузнецов Г.Н.</b> Сравнение эффективности подавления акустических помех от носителя на буксируемых скалярной или векторно-скалярной антеннах	293
<b>Гончаренко Б.И., Веденев А.И., Шуруп А.С.</b> Натурные измерения векторно-фазовой структуры акустического поля в мелком водоеме	297
<b>Горовой С.В.</b> Исследование характеристик нелинейности и негауссовости шумов моря	301
<b>Долгих Г.И., Щербатюк А.Ф.</b> Мобильный аппаратно-программный комплекс для исследования структуры гидрофизических полей шельфа	305
<b>Кержаков Б.В., Кулинич В.В.</b> Исследование эффективности приема сложных сигналов в подводном звуковом канале	309
<b>Ковзель Д.Г.</b> Развитие аппаратных средств и алгоритмов аппаратуры акустической связи донной станции "ШЕЛЬФ-2014"	313
<b>Коренбаум В.И., Горовой С.В., Костив А.Е., Ширяев А.Д., Бородин А.Е., Дорожко В.М., Фершалов А.Ю.</b> Возможности дистанционного контроля состояния и перемещения легководолазов по излучаемым ими подводным шумам	317
<b>Костив А.Е., Коренбаум В.И.</b> Об использовании регистрируемых под водолазным костюмом акустических сигналов, сопровождающих функционирование дыхательных аппаратов различных типов, для контроля состояния легководолазов под водой	321
<b>Кочетов О.Ю., Смирнов П.Н.</b> Четырехканальный высокоскоростной цифровой регистратор сигналов	325
<b>Кравчун П.Н.</b> О расчете линейных гидроакустических антенн, дрейфующих на трехмерно-неоднородных подводных течениях	329
<b>Крюков Ю.С., Черепанов Е.О.</b> Программные средства обработки гидроакустических сигналов, моделирования и дистанционной оценки координат срабатывания подводных импульсных источников	333
<b>Кудашев Е.Б., Яблоник Л.Р.</b> Измерение шумов обтекания при воздействии акустических помех	337
<b>Кузин Д.А., Стаценко Л.Г.</b> Преобразование звукового сигнала в реальном времени для передачи по каналам связи	341

- Кузькин В.М., Пересёлков С.А., Кузнецов Г.Н., Казначеев И.В.** Помехоустойчивый метод пеленгования широкополосного источника с использованием векторно-скалярных приемников 345
- Кузькин В.М., Пересёлков С.А., Кузнецов Г.Н., Казначеев И.В.** Разрешающая способность интерферометрического метода локализации шумовых источников 349
- Лейкин Д.Е., Дунчевская С.В., Видихин С.В.** Обнаружение малозаметных целей в ревербирующей среде 353
- Преснов Д.А., Собисевич А.Л., Шуруп А.С.** Натурные наблюдения отдельных мод сейсмо-гидроакустического поля в условиях покрытого льдом водоема 357
- Сазонтов А.Г., Смирнов И.П.** Локализация источника в подводном звуковом канале с использованием согласованной обработки в модовом пространстве 361
- Фершалов М.Ю., Гриценко В.А.** Программно-аппаратный комплекс для мониторинга в реальном времени параметров акустических сигналов, измеренных во время сейсморазведки на шельфе 365
- Хоботов А.Г., Хилько А.И., Тельных А.А.** Оценка параметров подводных объектов с помощью контекстно зависимых нейронных сетей при гидроакустическом наблюдении 369

**CONTENS**

**SOUND PROPAGATION**

<b>K.V. Avilov, S.N. Kulichkov, O.E. Popov.</b> The propagation of pulse signal in atmosphere, sea water and sea bottom from a sound source in air	375
<b>K.V. Avilov, S.N. Kulichkov, O.E. Popov.</b> Using super wide angle capability of the wave pseudodifferential parabolic equation technique for calculation of sound fields and signals in different media	375
<b>A.L. Virovlyansky, A.Yu. Kazarova, L.Ya. Lyubavin.</b> Analysis of sensitivity of field intensity distribution in the "depth – arrival angle" plane to variations of parameters of an underwater sound channel	376
<b>A.L. Virovlyansky, Iu. M. Makarova.</b> Manifestations of stable field components in correlation matrices of signals on elements of a vertical reception array in a hydroacoustic waveguide	376
<b>M.V. Volkov, I.V. Zhilin, A.A. Lunkov, V.G. Petnikov, M.A. Shermeneva, A.V. Shatravin.</b> Transfer functions of arctic shallow-water acoustic waveguides	377
<b>V.N. Golubev, I.P. Smirnov.</b> Geometrical approach in the study on low frequency pulses propagation in near bottom oceanic waveguide	378
<b>V.A. Grigoriev, V.G. Petnikov, A.G. Roslyakov, Y.E. Terekhina.</b> Effective and real values of sea bottom sound speed in evaluating acoustic wave attenuation on the arctic shelf	378
<b>O.E. Gulin, I.O. Yaroshchuk.</b> To the problem of influence of a spatial spectrum of inhomogeneities on the average intensity of a field with a low-frequency sound propagation in shallow water	379
<b>V.A. Gusev.</b> The localized acoustic field near boundaries of media with non-classical amplitude - and frequency-dependent behavior	379
<b>K.V. Dmitriev, A.S. Lipavskiy, I.A. Pankov, S.N. Sergeev.</b> Study of the acoustic wave propagation seasonable variability in shallow water	380
<b>G.I. Dolgikh, V.P. Dzuba, V.A. Chupin.</b> Particulars of distribution on the wedge-shaped shelf of the increasing depth of signals, generated by the coastal low-frequency seismoacoustic radiator	380
<b>I.B. Esipov, G.A. Maksimov, N.N. Komissarova, O.E. Popov, G.V. Soldatov.</b> Acoustical signal horizontal refraction in coastal wedge	381
<b>I.V. Kalinyuk, Zh. V. Malenko, A.A. Yaroshenko, A. I. Doloh.</b> Structure of seismoacoustic field of pressure created by expansion source in elastic half-space	381
<b>Katsnelson B.G., Petrov P.S.</b> Whispering gallery modes in horizontal plane in vicinity of curved isobaths in shallow water	381
<b>G.N. Kuznetov, A.N. Stepanov.</b> Regularities of weakening of vector-scalar sound fields in zones of interference maxima	382

- V.A. Lisiutin, O.R. Lastovenko, A.A. Yaroshenko.** A comparison of dispersion-dissipative properties of normal modes in the Pekeris waveguide in the case of liquid and porous bottom 382
- D.V. Makarov.** Random matrix theory for acoustical waveguides with large-scale inhomogeneities 383
- D.S. Manulchev, A.N. Rutenko, V.E. Nechuk, M. Jenkerson.** Measurement and simulation of pulse acoustic field formed on the shelf by pile driving on the shore to estimate the acoustic irradiation level of a gray whale observed from the shore 383
- Yu.I. Papkova.** Modeling of geometric inhomogeneities of the bottom on the basis of the conjugation cylindrical and conical surfaces 384
- V.G. Ushchipovskiy, S.V. Borisov, A.N. Rutenko, M. Jenkerson.** Construction of 3-d model geoacoustic waveguides using the results of experimental and theoretical studies of sound transmission losses on the shelf in the areas of development of hydrocarbon deposits 384
- Yarina M.V., Grigorev V.A., Katsnelson B.G.** Spatial data processing for cross correlation function calculation of noise in SW06 experiment 385

#### *SOUND SCATTERING AND REFLECTION*

- V.A. Bulanov, A. V. Storozhenko.** On the relationship of sound scattering and distribution of zooplankton in the upper layer of the ocean 386
- A.A. Danilov, V.N. Kornienko.** Dependence of the quality of reconstruction of sound source coordinate by the time reversal waves numerical method from absorbing properties of the bottom 386
- I.B. Esipov, G.V. Kenigsberger, A.D. Chernousov, O.E. Popov.** Multi-frequency acoustical research of the marine current 387
- Yu.M. Zaslavsky, V.Yu. Zaslavsky.** Three dimensional numerical simulation of hydro and seismic acoustic waves by shelfbottom profiling 387
- A.N. Ivakin.** Backscattering and long-range reverberation in shallow water 388
- Kleshchev A.A.** Soft prolate spheroid in plane waveguide with hard elastic bottom irradiated by pulse sound signal 388
- O.I. Kosarev, N.M. Ostapishin, A.K. Puzakina.** Radiation in the far field generated by an oscillating finite free cylindrical shell 389
- V.A. Lisiutin.** A comparison of frequency-angular dependences of the reflection coefficient for the boundary fluid-porous semi-space in the framework of the theory of Biot-Stoll and Biot + intergranular friction 389
- A.A. Lunkov.** Interference structure of low-frequency bottom reverberation in an inhomogeneous shallow water waveguide 390



- K.P. Lwow, A.A. Fomin.** Experimental estimation of coherence of high-frequency bottom reverberation 390
- A.O. Maksimov, Yu.A. Polovinka.** Peculiarities of application of time-reversal emissional acoustic signals for diagnostics of correlated sources 391
- D. Razumov, M. Salin.** Numerical modeling of sound scattering at the rough surface of water using boundary element method 391
- A.N. Rutenko.** The mode parabolic equation technique for 3-D simulation of pulse acoustic field formed on the shelf by seismic survey signal 391
- I.P.Smirnov, A.I.Khil'ko.** Investigation of high-frequency wind waves reverberation at multistatic vision in the shallow water oceanic waveguide 392
- A.A. Tolchennikov, S.A. Sergeev, P.S. Petrov.** Calculation of time series for impulse signals in shallow sea with penetrable bottom in frame of rays theory 392
- V.V. Uvarov, V.I. Kalinina, A.A. Khilko, V.V. Kurin, A.I.Khilko.** Estimation of parametres of underwater objects by means of contextually dependent neural networks at hydroacoustic vision 393
- Uzhanskii E., Katsnelson B., Lunkov A., Ostrovsky I.** Estimation of the gassy layer parameters in shallow water based on angular and frequency dependence of the reflection coefficient of broadband signals 393

#### *ACOUSTICAL OCEANOLOGY*

- Bibikov N.G., Makushevich I.V.** Statistical characteristics of high-frequency bionoise on the Black Sea shelf 394
- V.A. Bulanov.** Features of the scattering and absorption of sound and acoustic nonlinearity in the upper ocean layer and shallow sea 394
- A.I. Vedenev, A.A. Lunkov, A.V. Shatravin, O.Yu. Kochetov.** Measurements of the hovercraft noise for estimation of anthropogenic impact on ornitho- and ichthyofauna of river Ural delta 395
- G.I. Dolgikh, V.A. Chupin, I.O.Yaroshchuk.** The solution of tomographic tasks by means of the towed low frequency hydroacoustic radiator 395
- V.P. Elistratov, G.N. Kuznetsov, N.P. Mel'nikov.** Investigation of the depth dependence of sea water's cavitation strength in divergence and convergence zones 396
- N.A. Zavolsky, M.A. Raevsky.** Influence of scattering effects on the angular spectrum of dynamic noise in the open sea horizontal 396
- M. P. Ivanov, V. E. Stefanov.** Acoustic communication of dolphins. Results of laboratory experiments 396

<b>M.P. Ivanov, C.N. Butov, Y.A. Tolmachev, V.E. Stefanov.</b> The registration of communication signals of dolphins by multi-channel broadband complex	397
<b>B. Klyachin.</b> Lake Baikal low frequency noise field	398
<b>A.V. Kosheleva, R.A. Korotchenko, A.A. Pivovarov, A.N. Samchenko, A.N. Shvyrev, I.O. Yaroshchuk.</b> Experimental low-frequency hydroacoustic studies in the Peter the Great Bay, the Sea of Japan	398
<b>O.S. Krasulin, A.S. Shurup.</b> Functional solution of ocean tomography problem with mode coupling	399
<b>G.N. Kuznetov.</b> Estimation of reduced noise of moving sources on the basis of identification of an acoustic model of the sea bottom	399
<b>M.S. Labutina, A.I. Malekhanov, A.V. Smirnov.</b> Influence of correlation characteristics of partial-coherent signals on the selection of quasi-primary method of spatial processing	400
<b>V.A. Lisiutin.</b> About acoustic properties of marine sediments. connection of flows to the GS intergranular friction theory	400
<b>V.A. Lisiutin.</b> About acoustic properties of marine sediments. connection of the intergranular friction to the Biot-Stoll theory	401
<b>V.A. Lisiutin, O.R. Lastovenko, A.A. Yaroshenko.</b> Evaluation of the contribution of inertial interaction of phases in unconsolidated marine sediments	401
<b>V.A. Lisiutin, O.R. Lastovenko, A.A. Yaroshenko.</b> Rheological models of intergranular contact in unconsolidated marine sediments	402
<b>V.A. Lisiutin, O.R. Lastovenko, A.A. Yaroshenko.</b> A comparison of the current elastic wave propagation theory results in marine sediments with experimental data	402
<b>V.A. Lisiutin, D.B. Tatarkov.</b> PIONEER-M – small tonnage ship for researching resources of the shallow sea	402
<b>P.Yu. Mukhanov, I.R. Sabirov, S.N. Sergeev, A.S. Shurup.</b> The simulation of the noise mutual correlation function inversion in shallow sea	403
<b>V.E. Nechayuk, D.S. Manulchev, A.N. Rutenko.</b> Construction of the horizontal directional diagram of the typical seismic survey emitting complex by spatial measurements on the shelf	403
<b>A.N. Serebryany, G.V. Kenigsberger, V.P. Elistratov, E.E. Khimchenko, O.E. Popov, L.L. Tarasov.</b> Peculiarities of hydrophysical phenomena on the shelf of Abkhazia: results of observation soft last years	404
<b>A.N. Serebryany, B.G. Katsnelson, L.L. Tarasov, E. Uzhansky, I. Ostrovsky.</b> New results of measurements of the system of currents and internal waves in the Galilei sea	404
<b>E. Khimchenko, A. Serebryany.</b> Observations of internal waves and internal bores on the shelf of the Black Sea	405

- A.V. Shatravin, O.Yu. Kochetov.** Temporal variability of the acoustic channel transfer function in a coastal region of the black sea from the perspective of particular underwater communication algorithms 405
- V.A. Shchurov, A.S. Ljashkov.** Motion of vortices of acoustic intensity in shallow sea waveguide 406

**ENGINEERING EQUIPMENT, SIGNAL PROCESSING**

- A.E. Bakulin, G.N. Kuznetsov, V.P. Maslyanyi.** Investigation of the characteristics of the aquatic environment and orientation in the space of the towed vector-scalar antenna 407
- A.L. Brekhovskikh, O.V. Greenberg, E.I. Evsenko, M.S. Klyuev, S.V. Olkhovsky, I.Ya. Rakitin, A.E. Sazhneva, A.A. Shrader, A.A. Schrader.** Development of the technology foundation of studying the objects of the cultural heritage, burned in the unconsolidated bottom sediments by the method of the parametric profilograph with the use of satellite navigation data 407
- Vjuginova A.A., Novik A.A., Vjuginov S.N., Lbov A.A.** Development of ultrasonic system for clearing of water reservoirs from microbiological impurities 407
- G.M. Glebova, G.N. Kuznetov.** Comparison of the efficiency of suppression of acoustic noise from a carrier on towed scalar or vector-scalar antennas 408
- B.I. Goncharenko, A.I. Vedenev, A.S. Shurup.** Field measurements of vector-phase structure of acoustic field in shallow water 409
- S. Gorovoy.** Study of the characteristics of nonlinearity and non-gaussianity of sea noise 409
- G.I. Dolgikh, A.F. Scherbatyuk.** Mobile hardware and software complex for the research of structure hydrophysical fields of shelf 410
- Kerzhakov B.V., Kulinich V.V.** Research of efficiency of reception of complex signals in the underwater sound channel 410
- D.G. Kovzel.** Development of hardware and algorithms of an acoustic communication equipment for "SHELF-14" bottom station 411
- Korenbaum V.I, Gorovoi S.V, Kostiv A.E, Shiryaev A.D, Borodin A.E, Dorozhko V.M, Fershalov A.Yu.** Possibilities of remote monitoring health status and movements of a scuba diver by respiratory noises emitted into water 411
- Kostiv A.E., Korenbaum V.I.** About application of acoustic signals accompanying the functioning of breathing apparatus of various types, registered under a diving suit, to monitor the health status of divers 412
- Kochetov O.J., Smirnov P.N.** 4-channel high-speed digital recorder 412

<b>P.N. Kravchun.</b> On calculation of linear hydroacoustic antennas drifting on 3D-nonuniform underwater currents	413
<b>Yu.S. Kryukov, E.O. Cherepanov.</b> Software for processing hydroacoustic signals, modeling and remote evaluation of the coordinates of the triggering of underwater pulsed sources	413
<b>E.B. Kudashev, L.R. Yablonik.</b> Measurement of flow noise during acoustic interference	414
<b>Kuzin D.A., Statsenko L.G.</b> Real-time audio signal processing for communication channels transmission	414
<b>V.M. Kuz'kin, S.A. Pereselkov, G.N. Kuznetsov, I.V. Kaznacheev.</b> Noise proof method of estimation of broad band source direction by using a vector-scalar receivers	415
<b>V.M. Kuz'kin, S.A. Pereselkov, G.N. Kuznetsov, I.V. Kaznacheev.</b> Resolution of interferometric method of noise sources localization	415
<b>D.E. Leikin, S.V. Dunchevskaya, S.V. Vidikhin.</b> Weak target detection in reverberant media	416
<b>D.A. Presnov, A.L. Sobisevich, A.S. Shurup.</b> Field observations of the separate modes of seismic-hydroacoustic field in conditions of ice-covered water	416
<b>A.G. Sazontov, I.P. Smirnov.</b> Source localization in an underwater channel using matched mode processing	417
<b>M.Y. Fershalov, V.A. Gritsenko.</b> Software and hardware systems for real time monitoring of seismic surveys on sakhalin offshore	417
<b>A.G. Hobotov, A.I. Khilko, A.A. Telnyh.</b> Estimation of parameters of underwater objects by means of contextually dependent neural networks at hydroacoustic supervision	418



**НАУЧНОЕ ИЗДАНИЕ**

**АКУСТИКА  
ОКЕАНА**

*ДокладыXVIшколы-семинара им. акад. Л.М.Бреховских,  
совмещенной с XXXIсессией  
Российского Акустического Общества*

Подписано к печати  
Формат  
Гарнитура  
Тираж