

ДОЛГОВРЕМЕННЫЕ НАБЛЮДЕНИЯ АКУСТИЧЕСКОЙ ЭМИССИИ В ГЛУБОКОЙ СКВАЖИНЕ

А.С. Беляков, В.А. Гаврилов, И.Н. Диденкулов, В.С. Лавров, А.И. Малеханов, А.А. Стромков, А.Н. Фокин, В.В. Чернов

Институт прикладной физики РАН

На расстоянии около 35 км севернее плотины Нижегородской ГЭС имеется уникальное геологическое образование, именуемое «Пучеж-Катунская аномалия» диаметром 80 километров и возрастом 167 млн. лет. Рельеф ложа кратера аномалии характеризуется центральным поднятием кристаллических пород фундамента диаметром 8-10 км с амплитудой поднятия 1,6 – 1,9 км (так называемый Воротиловский выступ). Поднятие фундамента имеет куполообразную форму с впадиной в центре глубиной около 500 м. Центральное поднятие окружено кольцевым желобом глубиной 1,5 – 1,7 км и диаметром 40 км. С внешней стороны к желобу примыкает кольцевая зона террас шириной 20 км и наклоном плоскостей соскальзывания в сторону центра кратера. Приблизительно в центре кратера пробурена глубокая скважина до глубины 5374 м. В 100 м от основной скважины пробурена скважина-спутник до глубины около 2 км. Таким образом, уникальность Воротиловского поднятия, расположенного в центрально-Европейской части России, состоит в том, что в этой зоне кристаллические породы поднимаются до глубин 400-600 м от поверхности, в то время как повсеместно в этой части России кристаллические породы залегают в среднем на глубинах 2 км под слоем осадочных пород. Как известно, в кристаллических породах коэффициент затухания сейсмоакустических сигналов, значительно меньше, чем в осадочных. Поэтому в области Воротиловского поднятия имеется возможность «слушать» Землю, не погружая измерительные приборы в скважину столь глубоко, как в других местах.

На базе Воротиловской глубокой скважины (ВГС) ранее действовала геологическая лаборатория Научно-производственного объединения «Недра». В 2005 году она была закрыта из-за недостатка в финансировании. Усилиями команды, состоящей из сотрудников Института прикладной физики РАН, Института физики Земли РАН, Института вулканологии и сейсмологии ДВО РАН и Научно-производственного объединения «Недра» на базе ВГС был создан сейсмоакустический полигон ИПФ РАН. Он оснащен аппаратурой, которая была разработана в ИФЗ РАН, ИВС ДВО РАН и ИПФ РАН. Аппаратура включает в себя специальные трехкомпонентные геофоны разработки ИФЗ РАН, чувствительный элемент которых реагирует на третью производную относительно колебательного смещения. Один геофон установлен в основной скважине на глубине 2200 м, а другой – в скважине-спутнике на глубине 553 м. Оба геофона установлены непосредственно в скальном массиве, то есть существенно ниже обсадной трубы скважины. Сигналы с геофонов по кабелю передаются на поверхность в лабораторный блок, где усиливаются и фильтруются в

четырёх третьооктавных фильтров с центральными частотами 30, 160, 500 и 1000 Гц. Сигналы с выходов фильтров детектируются и усредняются в течение 1 мин. После этого сигналы поступают на вход контроллера разработки ИВС ДВО РАН, в котором производится оцифровка и запоминание полученных значений уровней сигнала на выходе каждого фильтра. Контроллер оснащен также модемом сотовой связи, с помощью которого накопленные данные могут быть считаны из любой точки страны, где имеется сотовая связь. Эти данные регулярно накапливаются и анализируются в ИПФ РАН.

Сигналы, которые регистрируют геофоны, являются сигналами геоакустической эмиссии (ГАЭ). Эти сигналы представляют собой короткие акустические импульсы, возникающие при растрескивании пород вокруг скважины. Каждый акт рождения микротрещины порождает акустический импульс. Множество таких импульсов и формирует усредненный уровень геоакустической эмиссии, характеризующий состояние геосреды в каждый момент времени.

На рис. 1 показана одна из реализаций данных, полученная в период со 2 по 13 апреля 2008 г.

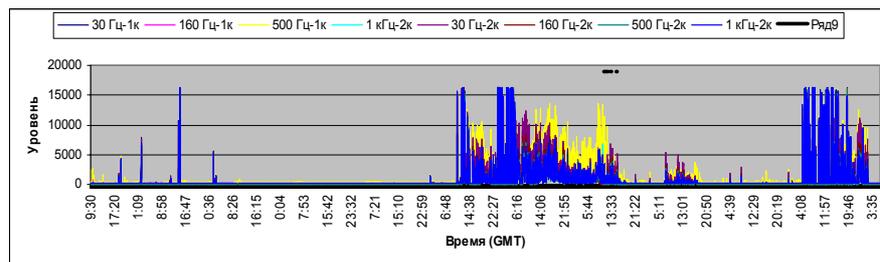


Рис. 1

Из приведенного рисунка видно, что уровень ГАЭ сильно изменяется во времени: спокойные периоды сменяются «подземными бурями».

Аналогичные измерения по той же методике и с использованием такой же аппаратуры проводятся в скважинах вблизи Петропавловска-Камчатского. Фон геоакустической эмиссии там заметно выше, чем в ВГС, поскольку Камчатка является сейсмоактивным регионом. Уровни ГАЭ на Камчатке также испытывают сильные суточные и более долговременные вариации. Изменение уровня ГАЭ может свидетельствовать о процессах подготовки локальных землетрясений и глобальных процессов.

Накопление данных с ВГС и с Камчатских скважин позволит выявить общие черты и различия в процессах, ответственных за генерацию сигналов геоакустической эмиссии, и тем самым характеризовать локальные и глобальные тектонические явления.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (06-05-64925).

ЭФФЕКТИВНОСТЬ МАЛОМОДОВОЙ АКУСТИЧЕСКОЙ ТОМОГРАФИИ МЕЛКОГО МОРЯ ПРИ ИСПОЛЬЗОВАНИИ РЕШЕТОК ОГРАНИЧЕННОЙ ДЛИНЫ

В.Г. Бурдуковская, А.И. Хилько

Институт прикладной физики РАН

При наблюдении локализованных неоднородностей методом акустической малоимпульсной томографии (МИТ) излучающими и приемными решетками конечной длины в мелком море, проявляются эффекты интерференции мод. В настоящей работе указанные эффекты исследовались на примере наблюдения айсберга, перемещающегося под действием ветра и подводных течений. Использовалась имитационная модель МИТ, включающая в себя в качестве составных частей модели среды, объекта наблюдения, шумов и мешающих помех, а также модель системы наблюдения, описывающую положение и конфигурацию излучающих и приемных решеток и структуру зондирующих импульсов [1, 2].

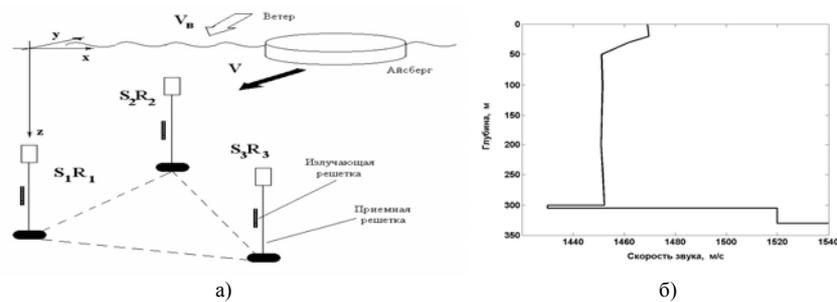


Рис. 1.

Рассматриваемая система наблюдения состояла из трех разнесенных на 50 км приемно-излучающих вертикально ориентированных решеток (рис.1а). В качестве зондирующих, рассматривались фазоманипулированные импульсные сигналы, длительностью 10 сек, с законом модуляции в виде М-последовательности с несущей частотой 250 Гц и полосой 10 Гц. Будем считать, что акустическая мощность источника подсветки на несущей частоте составляет 200 Вт. В качестве модели мелкого моря рассматривался горизонтально однородный гидроакустический канал, представляющий собою слой жидкости толщиной $H=300$ м, с зависимостью скорости звука от глубины, показанной на рис. 1б. Дно волновода состояло из двух слоев осадков толщиной $h_1=5$ и $h_2=25$ метров. Скорость, плотность и коэффициент затухания продольных волн в первом осадочном слое считались равными: $c_1 = 1430$ м/с, $\rho_1 = 1,6$ г/см³, $\eta_1 = 0,05$ дБ/м кГц. Во втором – $c_2 = 1520$ м/с, $\rho_2 = 1,9$ г/см³, $\eta_2 = 0,08$ дБ/м кГц. Упругое полупространство, на котором располагаются осадочные слои, имело параметры: $c_0 = 2500$ м/с, $\rho_0 = 2,1$ г/см³, $\eta_0 = 0,08$ дБ/км Гц.

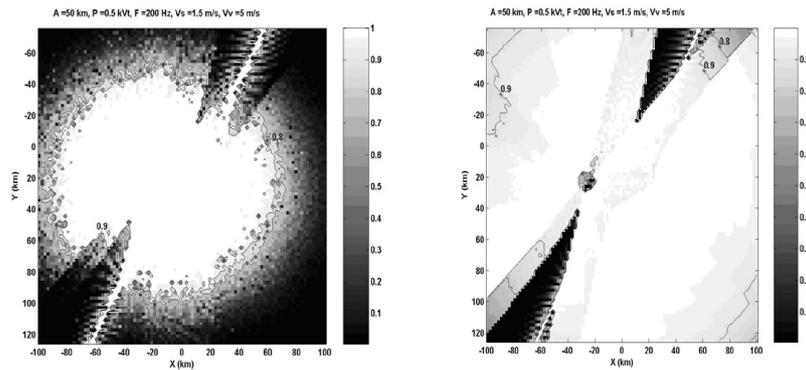


Рис. 2.

Для описания структуры донной реверберации использовалась простейшая модель Ломмеля – Зеелингера. Для описания поверхностной реверберации была выбрана модель неизотропного ветрового волнения JONSWAP. Считалось, что волнение возбуждается ветром, имеющим скорость $V=5$ м/с и направленным под углом $\pi/4$ к оси x . Уровень аддитивных шумов на несущей частоте полагался равным 70 дБ относительно 1 мПа. Айсберг задавался моделью в виде перемещающегося по поверхности мелкого моря абсолютно жесткого вертикально ориентированного цилиндра, диаметром 200 м, погруженного в волновод на 50 м. Он перемещался со скоростью 1,5 м/с, вдоль траектории наклоненной к линии $S_1R_1-S_3R_3$ под углом $\pi/6$ (см. рис.1). Из-за влияния паразитных мод, возбуждаемых короткой излучающей решеткой, дифрагированный айсбергом сигнал становился изрезанным (имел флуктуационную структуру), так как айсберг при перемещении попадал в различные максимумы и минимумы поля акустической подсветки. Уровень пространственных вариаций сигнала максимален при использовании одиночного излучателя, и падает при увеличении размеров излучающей решетки. Этот эффект заметен на рис. 2, где показано поле зрения (распределение вероятностей правильного решения при ложной тревоге 10^{-6}) системы наблюдения (рис. 1) для случая одиночного излучателя (слева) и 32-х элементной излучающей решетки (справа). Излучение в последнем случае согласовывалось с первой модой. Поскольку при использовании короткой излучающей решетки возбуждаются моды высоких номеров, которые имеют высокие декременты затухания, уровень сигнала при той же суммарной мощности источника падает. Кроме того, имеет место существенная пространственная изрезанность в распределении сигнала в поле зрения, что затрудняет наблюдение.

Работа поддержана РФФИ (проект № 06-02-16589).

[1] Лучинин А.Г., Хилько А.И. // Акуст. журнал. 2005. Т.51, №2. С. 124.

[2] Хилько А.И., Лучинин А.Г., Бурдуковская В.Г., Смирнов И.П. // Акуст. журнал. 2007. Т. 53, №. 3, С. 437.

ОПТИМИЗАЦИЯ МОДОВОГО СОСТАВА ИЗЛУЧАЕМОГО АНТЕННОЙ РЕШЁТКОЙ ПОЛЯ

В.Г. Бурдуковская, И.П. Смирнов, А.И. Хилько

Институт прикладной физики РАН

Задачам формирования оптимальных модовых сигналов в волноводах посвящено большое число работ (см., например, [1–3]). В настоящей работе, продолжая исследование [3], рассматриваются задачи определения амплитудно-фазовых распределений, обеспечивающих оптимальный состав излучаемого модового поля в условиях отклонений отдельных излучателей от вертикальной оси антенны.

Рассмотрим конечную систему K независимых точечных излучателей (антенную решётку), помещённых в ограниченную область волновода. При их совместной работе в волноводе формируется звуковое поле, которое на достаточном удалении в горизонтальной плоскости от области размещения излучателей может быть представлено в виде конечной суммы слабозатухающих мод, комплексные амплитуды которых зависят от координат излучателей, коэффициентов возбуждения и профилей мод. Целью задачи оптимального формирования поля является такой выбор вектора комплексных коэффициентов возбуждения излучателей C , чтобы сумма мощностей мод с номерами из заданного множества M максимально превышала аналогичную сумму для мод из множества L :

$$\frac{\sum_{m \in M} |A_m|^2}{\sum_{l \in L} |A_l|^2} \rightarrow \max, \quad (1)$$

где A_l – амплитуда моды l .

При решении задачи учитываются естественные ограничения на суммарную мощность устройств, питающих систему излучателей. При подобной постановке сумма мощностей всех распространяющихся мод в волноводе, вообще говоря, непостоянна, а зависит от способа возбуждения излучателей.

Для амплитуд генерируемых наклонной антенной мод получаем следующее приближённое выражение [1]:

$$A_l = A_l(\mathbf{e}) = \sum_{k=1}^K C_k \phi^{(l)}(\mathbf{r}_k, \mathbf{e}),$$

$$\phi^{(l)}(\mathbf{r}_k, \mathbf{e}) = \pi i \exp(-i \zeta_k \langle \mathbf{p}_k, \mathbf{e} \rangle) \psi_l(z_k),$$

здесь \mathbf{p}_k – малые (в сравнении с длиной волны) отклонения отдельных излучателей в горизонтальной плоскости от начала координат, \mathbf{e} – выбранное направление в горизонтальной плоскости, $\psi_l(z)$ – профиль, а ζ_k – собственное число моды k . Кроме (1) будем также рассматривать задачу с более простым функционалом:

$$\sum_{m \in M} |A_m|^2 - \beta \sum_{l \in L} |A_l|^2 \rightarrow \max, \quad (2)$$

где $\beta > 0$ – числовой параметр. Согласно полученной теореме (1), решение задачи (1) может быть сведено к решению семейства задач типа (2). Для решения последних применяется итерационный метод условного градиента в пространстве комплексных векторов возбуждения, что приводит к эффективным, быстродействующим алгоритмам их решения [3].

Пусть $W(x) > 0$, $W_1(x)$ непрерывные на компактном множестве K метрического пространства функционалы, β – положительное число,

$$J(x) \equiv \frac{W_1(x)}{W(x)},$$

$$J_\beta(x) \equiv W_1(x) - \beta W(x).$$

Рассмотрим следующие экстремальные задачи на множестве K :

$$J \rightarrow \max, \quad J_\beta \rightarrow \max.$$

Пусть x_{\max} – решение первой из задач, x_β – решение второй задачи, $\beta_{\max} = J(x_{\max})$, $j(\beta) = J_\beta(x_\beta)$. Тогда $j(\beta) < 0$ при $\beta > \beta_{\max}$; $j(\beta) > 0$ при $\beta < \beta_{\max}$ и $j(\beta) = 0$ при $\beta = \beta_{\max}$, и потому β_{\max} служит единственным решением уравнения $j(\beta) = 0$. При этом экстремумы функционалов $J(x)$ и $J_{\beta_{\max}}(x)$ достигаются в одной и той же точке: $x_{\max} = x_{\beta_{\max}}$. Решение задачи $J_\beta \rightarrow \max$ непрерывно зависит от β на любом конечном отрезке изменения параметра β .

Заметим, что полученный результат может оказаться полезным при решении целого ряда задач оптимизации, в которых функционалы W , W_1 имеют близкую природу. Например, для линейных и квадратичных функционалов задача (2) принадлежит классу линейно-квадратичных задач в отличие от задачи (1). Именно так обстоит дело в рассмотренной выше задаче оптимизации модового состава поля.

Работа поддержана РФФИ (проект № 06-02-16589).

- [1] Кержаков Б.В., Кулинич В.В., Кошкин А.Г., Хилько А.И. // Изв. вузов. Радиофизика. 2006. №9. С. 770.
- [2] Городецкая Е.Д., Малеханов А.И., Таланов В.И., Фикс И.Ш. / В кн.: Формирование акустических полей в океанических волноводах. Н.Новгород: ИПФ РАН СССР, 1991. С. 9.
- [3] Смирнов И.П., Хилько А.И., Романова Т.В. // Изв. вузов. Радиофизика. 2008. Т.51, № 1. С. 1.

О ВЛИЯНИИ КРУПНОМАСШТАБНЫХ ВИХРЕЙ НА ДИНАМИКУ ФРОНТА ТУРБУЛЕНТНОСТИ

С.А. Ермаков, И.А. Капустин

Институт прикладной физики РАН

В настоящее время в геофизической гидродинамике значительное внимание уделяется исследованию турбулентности в жидкости. В частности, задачи о турбулентной диффузии обсуждаются в связи с необходимостью идентификации различ-

ных неоднородностей на поверхности океана, связанных с пониженной интенсивностью ветрового волнения. Существует несколько механизмов, приводящих к затуханию поверхностных волн, одним из которых является их взаимодействие с интенсивной турбулентностью. Настоящая работа посвящена экспериментальному исследованию влияния крупномасштабных вихрей на динамику слоя мелкомасштабной турбулентности. Эксперименты проводились в лабораторных и натуральных условиях.

Лабораторная установка включает кювету из оргстекла, заполненную жидкостью. Источником турбулентности является горизонтально осциллирующая на дне кюветы пластинка с ребрами, частота колебаний которой (2,5 Гц) и амплитуда (1 см) были фиксированы. Использовались два способа возбуждения турбулентности – при непрерывном и при импульсном (3 периода колебаний) действии пластинки. Возникающий при обтекании ребер слой турбулизованной жидкости визуализировался при помощи чернил. В процессе обработки фрагментов видеозаписи определялась усредненная по ширине кюветы координата фронта турбулентности в зависимости от времени. Время прихода фронта в заданную точку кюветы определялось по результатам обработки данных акустического доплеровского измерителя скорости течений 16-МГц Acoustic Doppler Velocimeter (ADV). На рис. 1. показаны фотографии, иллюстрирующие различные стадии процесса: формирование отдельных вихрей, движение однородно турбулизованной области, развитие крупномасштабных вихрей в кювете.

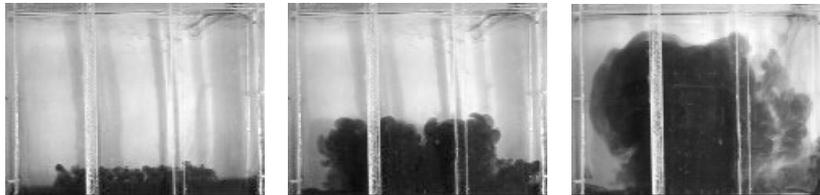


Рис.1. Различные стадии процесса.

По экспериментальным данным были построены зависимости координаты фронта от времени. В случае непрерывного действия пластинки, зависимости близки к степенной функции $h \sim t^{0.6}$. При анализе уравнений полуэмпирической теории турбулентности в предположении постоянства масштаба турбулентности, степенная зависимость $h \sim t^{0.6}$ отвечает заданию на границе турбулентной области условия постоянства потока турбулентной энергии. В случае импульсного действия решетки, зависимость координаты фронта от времени близка к степенной функции $h \sim t^{0.4}$. Из уравнений полуэмпирической теории турбулентности зависимость $h \sim t^{0.4}$ получается при задании на дне кюветы импульсного источника турбулентной энергии. Поскольку при непрерывном действии решетки в кювете развиваются два симметричных вихревых образования, с восходящим потоком жидкости в центре кюветы и нисходящими потоками по краям, задание граничного условия постоянства потока на дне кюветы может рассматриваться, как способ учета течения влияющего на

динамику фронта турбулентности. Лабораторные эксперименты были, в частности, проведены для интерпретации результатов, полученных в натуральных условиях, в прибрежной зоне Черного моря.

В 2006–2007 годах был проведен ряд экспериментов по исследованию временной динамики турбулентной области, возбуждаемой надводным движущимся пассажирским судном. Измерения проводились с использованием акустического профилографа скорости течений (ADCP 600 кГц). Моторный катер с установленным на нем ADCP, последовательно пересекал след по заданному направлению. При этом производилась запись профилей обратного акустического рассеяния. След за кораблем характеризуется большой концентрацией пузырьков воздуха, которые сильно рассеивают акустический сигнал (отличие в уровне сигнала в следе и вне следа 20–30 дБ). Поскольку пузырьки малых размеров увлекаются жидкостью, они маркируют область, занятую турбулентностью. В процессе обработки по профилям обратного акустического рассеяния были определены зависимости геометрических размеров корабельного следа от времени.

На начальном этапе глубина следа практически не меняется, а турбулентная область расширяется в направлении, поперечном к треку судна по степенному закону близкому к $x \sim t^{0.6}$. Как было показано в лабораторном эксперименте и следует из анализа уравнений полуэмпирической теории турбулентности, зависимость $h \sim t^{0.6}$ соответствует заданию граничного условия постоянства потока турбулентной энергии в центральной плоскости следа. Реализация данного режима динамики турбулентного фронта может быть обусловлена наличием крупномасштабных вихрей, образующихся при вращении винтов судна. В пользу этого свидетельствует концентрирование поверхностно-активных веществ вдоль границ следа за счет их выноса такими вихрями.

Следует отметить, что временная динамика ширины турбулентной области, генерируемой движущимся судном, зависит от скорости приводного ветра. Замечено, что с ростом скорости ветра увеличивается продолжительность стадии роста ширины следа. Данный эффект, вероятно, обусловлен дополнительным вкладом в кинетическую энергию турбулентных пульсаций от затухающих на турбулентности ветровых волн.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (проекты 08-05-00634, 07-05-00125), ИНТАС (проект BOW), а также проектов Научной школы акад. В.И. Таланова и программы “Мировой океан”.

СВЯЗЬ АКУСТИЧЕСКИХ ХАРАКТЕРИСТИК СЛЮНЫ ЧЕЛОВЕКА С ЕЕ СОСТАВОМ

А.В. Клемина

Нижегородский госуниверситет

Функциональные и патологические изменения в тканях и жидкостях организма человека сопровождаются изменениями их биологического состава. Разработка

метода интерферометра постоянной длины с объемом акустической ячейки менее 100 мкл, реализованного на акустическом анализаторе «БИОМ» позволили проводить систематические исследования слюны при различных функциональных состояниях организма и изучить связь акустических характеристик слюны с ее составом. В качестве различных функциональных состояниях были выбраны состояния курсантов военно-медицинского факультета до и после экзамена в качестве состояния эмоционального стресса.

Слюна человека в норме содержит как неорганические, так и органические низкомолекулярные и макромолекулярные компоненты [1]. Изменения в концентрации этих компонентов наблюдается при заболеваниях, например желудочно-кишечного тракта [1]. Слюну для исследования получали от пациентов натощак до и после экзамена, который может рассматриваться как эмоциональный стресс. После центрифугирования при 6000 об/мин в течение 10 мин исследовалась надосадочная часть слюны. Измерения скорости и поглощения ультразвука выполнялись методом интерферометра постоянной длины [2]. Точность относительных измерений скорости составляла 10^{-5} . Измерения проводились в частотном диапазоне от 5 до 15 МГц при температурах от 25°C до 40°C.

Основные компоненты слюны, которые могут изменять акустические характеристики, это ионы K^+ и Na^+ , а также белок и глюкоза. Концентрация K^+ и Na^+ в тех

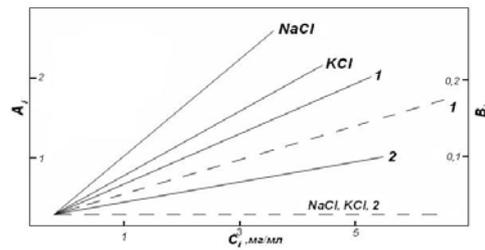


Рис.

же образцах слюны определялась методом пламенной фотометрии, концентрация глюкозы в слюне измерялась ферментативно, концентрация общего белка — по Лоури. На рисунке представлены концентрационные зависимости относительных измерений скорости ультразвука $A_i = (V_i - V_0) \cdot 10^3 / V_0$ (сплошная линия) и поглощение ультразвука $B_i = (\alpha_i - \alpha_0) / \alpha_0$ (пунктирная линия) в водных растворах

основных компонентов слюны K^+ , Na^+ , общего белка (1) и глюкозы (2), где V_i , V_0 , α_i и α_0 — скорости ультразвука и коэффициенты поглощения в растворах отдельных компонентов и дистиллированной воде соответственно.

При растворении в воде ион хлора не гидратируется, поэтому вклада в изменение скорости ультразвука не дает [3].

Результаты измерения слюны курсантов Военно-медицинского факультета до и после экзамена представлены в таблице. Представлены концентрации основных компонентов слюны и их вклад A_i в A_Σ . C_i — концентрация компонента слюны в мг/мл. A_Σ и B_Σ содержит информацию о всех компонентах слюны, которые могут увеличивать скорость ультразвука в воде.

Табл.

Компон. слюны	До экзамена		После экзамена	
	C_i , мг/мл	A_i	C_i , мг/мл	A_i
K^+	$1,04 \pm 0,065$	$0,96 \pm 0,05$	$1,33 \pm 0,059$	$1,18 \pm 0,05$
Na^+	$0,69 \pm 0,06$	$1,27 \pm 0,11$	$0,49 \pm 0,05$	$0,86 \pm 0,08$
Об.белок	$0,89 \pm 0,31$	$0,18 \pm 0,06$	$1,73 \pm 0,41$	$0,36 \pm 0,08$
Глюкоза	$0,14 \pm 0,02$	$0,03 \pm 0,004$	$0,29 \pm 0,04$	$0,06 \pm 0,009$
ΣA_i		$2,35 \pm 0,08$		$2,47 \pm 0,12$
A_Σ		$2,49 \pm 0,12$		$3,04 \pm 0,11$
B_Σ		$0,081 \pm 0,009$		$0,15 \pm 0,01$

Результаты, представленные в таблице, показывают, что концентрации K^+ и Na^+ в среднем изменяются незначительно при эмоциональном стрессе в виде экзамена, причем эти изменения носят разнонаправленный характер. Общий белок и глюкоза имеют небольшую тенденцию к повышению после экзамена. Акустические характеристики четко отражают изменения в слюне при эмоциональном стрессе, причем точность измерения акустических характеристик слюны на порядок выше точностей измерения отдельных компонентов слюны традиционными методами.

Поскольку глюкоза, Na^+ и K^+ при измеренных концентрациях не дают вклад в поглощение ультразвука в слюне, этот акустический параметр достоверно увеличивается после экзамена за счет увеличения в слюне общего белка. Не совпадение ΣA_i и A_Σ в слюне после экзамена может быть объяснено появлением в слюне новых компонентов, которые были не учтены при анализе.

Таким образом, измерения акустических характеристик слюны дают возможность оценивать функциональные изменения в организме человека, происходящие при эмоциональном стрессе, и нам удалось выяснить основные компоненты слюны, которые дают вклад в ее акустические характеристики.

Работа выполнена при частичной поддержке гранта «Ведущие научные школы» НШ-1055.2008.2 и гранта РФФИ № 08-02-00631.

- [1] Комарова Л.Г., Алексеева О.П. Саливалогиа. Н.Новгород: Изд. НГМА, 2006. С. 177.
- [2] Клемина А.В., Демин И.Ю., Клемин В.А. // Вестник Нижегородского университета им. Н.И. Лобачевского. Серия Радиофизика. Н.Новгород: Изд. ННГУ, 2006. Вып. 4. С.59.
- [3] Бергман Л. Ультразвук и его применение в науке и технике. М.: Изд. иностранной литературы, 1957. С.726.

МОДЕЛЬ ЭВОЛЮЦИИ РАСПРЕДЕЛЕНИЯ МЕТАНОВЫХ ПУЗЫРЬКОВ ПО РАЗМЕРАМ И ЕЕ ПРИМЕНЕНИЕ ДЛЯ РАСЧЕТА ПОТОКА МЕТАНА ИЗ ГЛУБОКОВОДНЫХ ИСТОЧНИКОВ В МИРОВОМ ОКЕАНЕ

С.И. Муякшин, Ю.В. Шкуро

Нижегородский госуниверситет

В последние десятилетия на дне морей и океанов с помощью эхолотов (частоты 10–50 кГц) и визуально, с подводных аппаратов, обнаружены многочисленные пузырьковые источники метана [1]. Поскольку метан (второй по значению парниковый газ) может попадать из океана в атмосферу, очень актуально создание количественного метода оценки его потока с помощью эхолотов. Такой метод был предложен в работе [2] для расчета потока метана около дна. Если знать, как меняется распределение пузырьков по размерам (РПР) при их всплытии, то возможно рассчитать поток на любой глубине. В работе исследуется простая модель эволюции одиночного метанового пузырька, основанная на выводах работы [3]. Модель используется для оценки вертикального потока метана в толще воды. Экспериментальный материал (цифровые записи эхограмм) получен в экспедиции к подводному грязевому вулкану (ПГВ) «Хакон Мосби» [1, 2].

С помощью наблюдений в зоне стабильности газогидрата авторами [3] установлено, что радиус r метанового пузырька сначала быстро уменьшается со скоростью $dr/dt = -V = -V_{fast} = -6,4$ мкм/сек. Затем, при достижении им значения примерно $r^* = 1,75\text{--}2$ мм, эта скорость падает до $V_{slow} = 1,5$ мкм/сек. Конечно, представленные экспериментальные данные не позволяют с уверенностью утверждать, что этот переход происходит при постоянном значении r^* независимо от начального радиуса и глубины. Однако для качественного исследования влияния этой особенности поведения пузырька на эволюцию РПР, примем эту гипотезу.

Из уравнения установившегося движения пузырька $dz/dt = -U_{rise}(r)$ (z – текущая глубина, $U_{rise}(r)$ – зависимость скорости всплытия от радиуса, взятая из [5]) и уравнения изменения его радиуса получается дифференциальное уравнение $dz/dr = U_{rise}(r)/V$. Результат вычисления траекторий этого уравнения на плоскости глубина–радиус представлен на рис.1 (сплошные линии). На этом же рисунке показана усредненная траектория пузырька, полученная в работе [4] путем анализа эхограмм упоминавшейся выше экспедиции к ПГВ «Хакон Мосби». Хорошо видны различия в наклонах траекторий в областях $r > r^*$ и $r < r^*$ и близость наклонов расчетных и экспериментальной траекторий. Измерения, опирающиеся на анализ эхограмм, и расчет, в котором использованы данные прямых наблюдений метанового пузырька при всплытии [3], дают схожие картины изменения его радиуса. Следовательно, принятая модель удовлетворительно описывает поведение метанового пузырька в реальных условиях.

Эволюция РПР рассчитывалась численно с использованием пакета Matlab. РПР сдвигается в сторону меньших радиусов (рис.2). Из-за разной скорости сдвига частей РПР, лежащих по разные стороны от переходного радиуса r^* , возникает

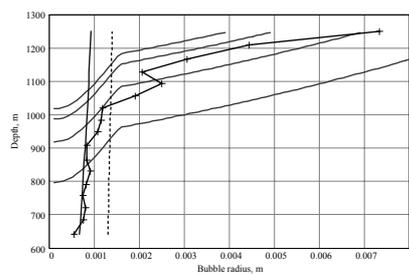


Рис.1

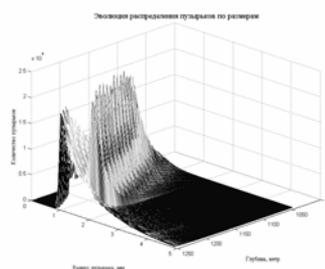


Рис.2

своеобразная «группировка» пузырьков в диапазоне радиусов, меньших переходного.

Эта область близка к интервалу оценок резонансного радиуса для частоты 38 КГц. На рис.1 она ограничена почти вертикальными прямыми: левая соответствует пузырьку без оболочки, правая – пузырьку с вязкоупругой газогидратной оболочкой толщиной 2 мкм [4]. Поэтому интенсивность рассеяния на пузырьках значительно возрастает. Согласно расчетам, такой эффект сохраняется в диапазоне глубин от дна (1250 м) до 700 м, что улучшает условия наблюдения отдельных пузырьков и выброса в целом. Отметим, что для частоты около 20 КГц область группировки перекрывается с резонансом. Таким образом, частоты 20–40 КГц являются наиболее эффективными для обнаружения глубоководных пузырьковых выбросов. Это подтверждается данными, полученными в [1, 2] и других работах.

РПР как функция глубины и радиуса пузырька, была использована для вычисления зависимости от глубины введенного в работе [2] коэффициента связи объемного сечения рассеяния и потока газа. Коэффициент связи монотонно спадает при уменьшении глубины. Вычисленный таким способом, он был использован для расчета зависимости потока газа от глубины для трех эхолокационных съемок пузырькового облака над ПГВ «Хакон Мосби». Во всех трех случаях поток монотонно уменьшался при уменьшении глубины, что объясняется диффузией метана из пузырьков в воду. Расчет без учета эволюции РПР дает рост коэффициента связи с уменьшением глубины, а зависимости потока имеют максимумы на глубине около 1100 м. Это означает, что диффузионный поток меняет знак, и газ из воды будет проникать в пузырек. Но тогда диаметр пузырька должен увеличиваться при всплывании, чего в природных условиях не наблюдается [3]. Таким образом, рассмотренная модель позволяет распространить предложенный в [2] метод оценки потока на всю область стабильности газового гидрата метана.

- [1] Sauter E.J., Muyakshin S.I. et al. //Earth Planet. Science Letters. 2006. V.243. P. 354.
- [2] Муякшин С.И., Заутер Э. //В кн.: Сборник трудов 19-ой сессии Российского акустического общества. Т.2. М.: ГЕОС, 2007. С. 50.
- [3] Rehder G., Brewer P.W. et al. //Geophys. Res. Let. 2002. V.29, No.15.

- [4] Лунина О.А. Разработка метода определения параметров всплывающих газовых пузырьков по данным эхолотационного зондирования (дипломная работа). Н.Новгород: ННГУ, 2007. 40 с.
- [5] Leifer I., Patro R.K. // Continental Shelf Research. 2002. V.22. P. 2409.

СЛАБО РАСПЛЫВАЮЩИЕСЯ ПУЧКИ В АКУСТИЧЕСКОМ ВОЛНОВОДЕ

А.Л. Вировлянский, Д.В. Нефедова

Институт прикладной физики РАН

Исследуется вопрос о возможности формирования волновых пучков, способных распространяться на большие расстояния без заметного расплывания. Несмотря на то, что целью работы является анализ этого вопроса применительно к задачам подводной акустики, основные ее результаты остаются в силе в произвольной плавно-неоднородной среде.

Задача ставится следующим образом. В двумерной среде с координатами x (дистанция) и z (глубина) рассматривается поле с комплексной амплитудой $u(x,z)$, локализованное в окрестности траектории опорного луча $Z(x)$. Предполагается, что данное поле (пучок) подчиняется параболическому уравнению. Ширина пучка на дистанции x определена соотношением:

$$\Delta^2(x) = \int dz (z - Z(x))^2 |u(x,z)|^2 / \int dz |u(x,z)|^2.$$

Средняя ширина пучка $\bar{\Delta}$ на трассе длиной L задается выражением $\bar{\Delta}^2 = L^{-1} \int_0^L dx \Delta^2(x)$. Требуется найти такое начальное поле $u(0,z)$, для которого величина $\bar{\Delta}$ на трассе заданной длины является минимально возможной. Выбор осуществляется среди всех пучков с фиксированной начальной шириной $\Delta(0)$.

В свободном пространстве эта задача имеет точное решение. Пользуясь известным выражением для функции Грина параболического уравнения и представляя поле в виде:

$$u(x,z) = v(z - Z(x)) \exp(-i \frac{B}{2A} (z - Z)^2 + ikp_0(z - Z) + ikxp_0^2/2),$$

можно показать, что средняя ширина пучка $\bar{\Delta}$ на трассе длиной L с начальной шириной $\Delta(0)=a$ выражается соотношением $\bar{\Delta}^2 = a^2(1 - B^2/A) + A \int d\zeta |dv/d\zeta|^2$, где $A = L^2/3k^2$, $B = L/2k$, $\zeta = z - Z$. Таким образом, задача сводится к отысканию комплекснозначной функции действительного аргумента $v(\zeta)$, минимизирующей функционал $F = \int d\zeta |dv/d\zeta|^2$, при выполнении следующих условий:

$$\int d\zeta |v|^2 = 1, \int d\zeta |v|^2 \zeta^2 = a^2, \int d\zeta \zeta |v|^2 = 0, \int d\zeta |\partial v / \partial \zeta| v^* = 0.$$

Последние два условия выражают тот факт, что центр пучка при $x=0$ и начальный угол его скольжения совпадают с начальной координатой и углом скольжения опорного луча. Формально точно такая же задача возникает в квантовой механике при отыскании так называемого когерентного состояния – состояния с минимальным значением произведения дисперсий координаты и импульса [1]. Пользуясь ее известным решением, получаем выражение для начального поля:

$$u_0(z) = \frac{1}{\sqrt[4]{2\pi a^2}} \exp\left(-\frac{(z-z_0)^2}{4a^2} - i\frac{B(z-z_0)^2}{2A} + ikp_0(z-z_0)\right), \quad (1)$$

где $z_0=Z(0)$, а χ_0 – начальный угол скольжения опорного луча. Итак, искомый пучок с минимальной расходимостью оказался гауссовым.

В так называемом безабберационном приближении полученный результат легко обобщается на случай плавно неоднородной среды. Суть указанного приближения заключается в аппроксимации квадрата показателя преломления в окрестности опорного луча квадратичной функцией. При этом для отыскания пучка с минимальной расходимостью приходится решать ту же вариационную задачу, что и в свободном пространстве. Соответственно, начальное поле задается тем же соотношением (1), но, разумеется, с другими значениями постоянных A и B . Они выражаются через решения уравнения:

$$\left. \frac{d^2\sigma}{dx^2} - \frac{1}{2} \frac{\partial^2 n(x,z)}{\partial z^2} \right|_{z=Z(x)} \sigma = 0, \quad (2)$$

где $n(x,z)$ – поле показателя преломления. Имеют место соотношения:

$$A = \frac{1}{Lk^2} \int_0^L dx \sigma_2^2(x), \quad B = \frac{1}{Lk} \int_0^L dx \sigma_1(x) \sigma_2(x), \quad (3)$$

где $\sigma_1(x), \sigma_2(x)$ – два линейно независимых решения уравнения (2) с начальными условиями $\sigma_1(0) = 1, \dot{\sigma}_1(0) = 0, \sigma_2(0) = 0, \dot{\sigma}_2(0) = 1$.

Таким образом, в безабберационном приближении показано, что минимальную расходимость в плавно неоднородной среде имеет гауссов пучок. Получены выражения, позволяющие подбирать оптимальные параметры пучка для трассы заданной длины. Применимость результатов данной работы при решении практических задач подводной акустики была подтверждена сопоставлением предсказаний формул (1) и (3) с данными численных расчетов звуковых полей (выполненных методом параболического уравнения) в модели глубоководного акустического волновода.

Работа выполнена при поддержке программы фундаментальных исследований Отделения физических наук РАН «Когерентные акустические поля и сигналы», грантов РФФИ 07-02-00255 и 08-05-00596, а также гранта «Ведущие научные школы» НШ-1055.2008.2.

[1] Ландау Л. Д., Лифшиц Е.М. Квантовая механика. М.: Наука, 1989.

ЛАБОРАТОРНЫЕ ИССЛЕДОВАНИЯ ФОРМЫ ОГИБАЮЩЕЙ МОДОВЫХ АКУСТИЧЕСКИХ ИМПУЛЬСОВ В МОДЕЛЬНЫХ ВОЛНОВОДАХ С ПЕРЕМЕННОЙ ПО ТРАССЕ ГЛУБИНОЙ**А.Л. Вировлянский³⁾, С.Н. Гурбатов¹⁾, Д.А. Касьянов²⁾, В.В. Курин¹⁾,
Н.С. Лапшина¹⁾, Н.В. Прончатов-Рубцов¹⁾**¹⁾Нижегородский госуниверситет²⁾Научно-исследовательский радиофизический институт³⁾Институт прикладной физики РАН

При использовании линейных ненаправленных источников импульсного излучения, времена прихода модовых импульсов в точку приема определяются длиной трассы распространения звука и значением групповых скоростей отдельных нормальных волн. В ряде практических задач особый интерес представляет изучение звуковых полей в неоднородных волноводах клиновидной формы. Такие волноводы в природе встречаются в качестве береговых шельфов, и задача выделения нормальных волн в них имеет важное значение для томографических и гидрологических работ. Данная работа посвящена исследованию огибающей коротких импульсов с монохроматическим заполнением, распространяющихся в маломодовом акустическом волноводе переменной глубины, в зависимости от длины трассы распространения звука.

При излучении звука в волноводе возбуждается, как правило, несколько мод. Каждая такая мода распространяется со своей групповой скоростью. Рассмотрим акустический волновод с переменной по трассе глубиной со скоростью звука в воде c и глубиной $h(r)=h_0(1-2\operatorname{tg}\alpha/h_0)$, где h_0 – глубина волновода под излучателем, α – угол между горизонтом и дном волновода. При вычислении групповых скоростей клин представляется в виде системы плоскопараллельных волноводов с различными толщинами. В случае малого угла раствора клина такое представление не вносит существенных искажений в вычисления. Тогда на каждом таком участке для нахождения групповой скорости отдельных модовых импульсов можно использовать формулу для плоского однородного волновода [1].

В клиновидном волноводе существуют некоторые особенности распространения модовых импульсов. В неоднородном по трассе волноводе ограничения, накладываемые на апертуру анализа, более жесткие, так как изменение толщины водного слоя приводит к непрерывному изменению продольных волновых чисел соответствующих мод. Поэтому необходимо ограничить длину синтезированной антенны [2]. На определенном расстоянии волноводная мода становится «закритической». Соответствующая глубина клина с идеально отражающими границами определяется формулой $h_{\text{кр}}=c(1-2m)/4f_0$. Из геометрии волновода можно найти расстояния, на которых отдельные моды становятся «закритическими».

m			R=150 см		R=250 см	
	$(R_{кр})_T, \text{см}$	$(R_{кр})_Э, \text{см}$	$(V_{гр})_T, \text{м/с}$	$(V_{гр})_Э, \text{м/с}$	$(V_{гр})_T, \text{м/с}$	$(V_{гр})_Э, \text{м/с}$
0	340	310	1477	1499	1457	1464
1	302	280	1469	1456	1244	1251

Эксперименты проводились в плавно изменяющемся по глубине двухслойном волноводе, моделирующем шельфовую зону Мирового Океана. Глубина водного слоя в «горле» клина составляла $H=1,3$ см, скорость звука в воде – 1481 м/с, длина трассы распространения $L=360$ см, угол раствора клина $\alpha \approx 2^0$. В эксперименте использовались две модели клина. В случае идеального клина дно представляло собой металлическую поверхность (лист алюминия). В случае клина с жидкой поглощающей нижней границей дно моделировалось слоем резины.

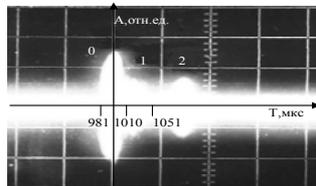


Рис. 1

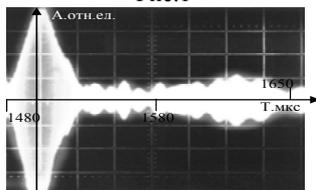


Рис. 2

Селекция нормальных волн проводилась на фиксированной частоте 512 кГц при длительности импульса порядка 20 мкс. Исследовались акустические поля при перемещении приемника по направлению к ребру клина, излучатель располагался в сечении максимальной глубины.

Для идеального волновода характерные примеры формы импульсов приведены на рисунках 1 и 2. В ходе эксперимента в области критических расстояний было замечено расплывание модового импульса, разбиение его на компоненты и постепенное затухание в области тени.

Приемное стробирующее устройство давало возможность исследовать вертикальную структуру поля в каждом из импульсов и тем самым идентифицировать моды. В ходе эксперимента показано, что вертикальные распределения давления в первых двух последовательно принимаемых импульсах действительно соответствуют первым двум распространяющимся модам данного волновода.

В отличие от идеального клина, для которого на нижней границе слоя находился максимум амплитуды давления для каждой моды, в волноводе с поглощающим дном максимум давления расположен в водном слое. Кроме того, величина давления на нижней границе слоя увеличивается с увеличением номера моды. В области критических расстояний распространяющиеся моды ведут себя аналогично модам в идеальном клине.

Работа выполнена при поддержке РФФИ № 08-02-00631 и НШ-1055.2008.2.

- [1] Бреховских Л. М. Волны в слоистых средах. М: Наука, 1973, 344 с.
 [2] Елисеевнин В. А. // Акустический журнал. 1987. Т.33, № 3. С. 480.

**ЛАБОРАТОРНЫЕ ИССЛЕДОВАНИЯ СЛАБЫХ УДАРНЫХ ВОЛН В
ИНТЕНСИВНЫХ АКУСТИЧЕСКИХ ПУЧКАХ****М.С. Дерябин¹⁾, Д.А. Касьянов¹⁾, В.В. Курин²⁾, Е.Н. Сторожев²⁾**¹⁾ *Научно-исследовательский радиофизический институт*²⁾ *Нижегородский госуниверситет*

Нелинейное взаимодействие волн конечной амплитуды при распространении звука в газах и жидкостях достаточно хорошо изучено теоретически. Процесс распространения акустической волны зависит от совместного действия нелинейности, диссипации и дифракции [1]. Взаимное влияние этих трех факторов существенным образом сказывается на образовании ударной волны, структуре и динамике поведения ударного фронта при распространении звукового пучка в нелинейной диссипативной среде.

В данной работе обсуждаются результаты лабораторных исследований пространственного изменения профиля волны накачки при небольших числах Рейнольдса ($Re = 20 \div 70$) как на оси излучения, так и на периферии пучка. Детально изучено влияние начальной апертуры пучка на пространственное распределение амплитуд гармоник, формирующих нелинейный профиль. Исследования проводились в слаборасходящихся акустических пучках, генерируемых поршневыми пьезо-керамическими излучателями.

Для проведения исследований была создана экспериментальная установка, обеспечивающая возбуждение акустических излучателей с низким уровнем нелинейных искажений. Задающий генератор Tektronix AFG3022 формировал последовательность радиопульсов на центральной частоте накачки $f_0 = 3,27$ МГц, длительностью $\tau = 12,2$ мкс и частотой повторения $F_0 = 100$ Hz и обеспечивал синхронизацию работы всей установки в целом. Сформированный сигнал через усилитель мощности поступал на пьезокерамический излучатель. В эксперименте использовался усилитель мощности Amplifier Research 800A3 с уровнем собственных нелинейных искажений не более -25 Дб и перестраиваемым выходным импедансом. В экспериментах исследовались поля круглых пьезокерамических поршневых излучателей, с апертурой 1,0 см, 1,5 см и 2,0 см, создающие слабо расходящиеся пучки. Максимальная интенсивность акустических волн вблизи источников была порядка $2,0$ Вт/см². В экспериментальном бассейне размером 60х60х150 см на трехкоординатном устройстве был закреплен миниатюрный калиброванный пьезоприемник MNA9-150 с предварительным усилителем MNA315 фирмы Force Technology, потенциально обеспечивший корректный анализ более 20 гармоник принимаемого акустического сигнала. Точность позиционирования приемника составляла ± 1 мм по всем координатам.

Регистрация изменения формы принимаемых акустических сигналов с миниатюрного пьезодатчика и измерение амплитуды акустической волны осуществлялось цифровым осциллографом Tektronix TDS 3032B. Исследования динамики изменения спектрального состава принимаемых акустических волн производилась на анализаторе спектра NI PXI 5660 RF Signal Analyzer на платформе NI PXI 1020.

На рис. 1–3 представлено экспериментально измеренное пространственное распределение амплитуды основной гармоники в пучках поршневых излучателей с апертурами 1 см, 1,5 см и 2 см соответственно.

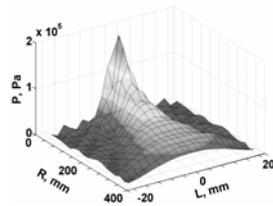


Рис. 1

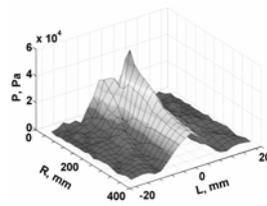


Рис. 2

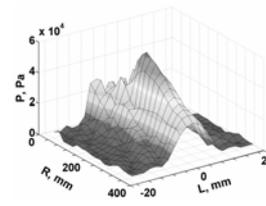


Рис. 3

Для примера, на рис.4–5 представлены осциллограмма принятого сигнала, создаваемого поршневым излучателем апертуры 2 см и соответствующий ей спектр. На оси пучка существенное отличие профиля волны от синусоидального начинается на расстояниях ≈ 18 см от излучателя.

На рис.6 представлено распределение амплитуд гармоник, формирующих нелинейные волны, при смещении приемника вдоль оси пучка, создаваемого поршневым излучателем апертуры 1 см. Максимум амплитуды первой гармоники совпадает по расстоянию с максимумом в пространственном распределении амплитуды основной гармоники (рис.1). Максимумы же гармоник высших номеров сдвинуты на большие расстояния вправо, что свидетельствует о последовательном формировании гармоник старших номеров.

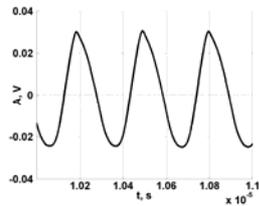


Рис. 4

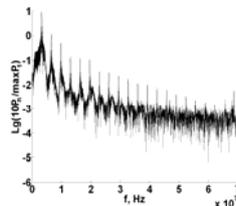


Рис. 5

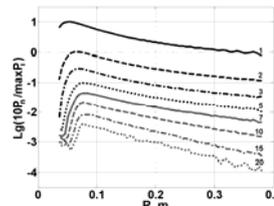


Рис. 6

Таким образом, экспериментально исследована динамика образования нелинейных волн, детально изучены частотные характеристики слабых ударных волн в зависимости от местоположения приемника в акустическом пучке. Получен богатый экспериментальный материал о пространственном распределении амплитуд различных гармоник в слаборасходящихся акустических пучках на разных стадиях нелинейного взаимодействия волн.

Работа выполнена при поддержке РФФИ №08-02-00631 и НШ-1055.2008.2.

[1] Бахвалов Н.С., Жилейкин Я.М., Заболотская Е.А. Нелинейная теория звуковых пучков. М.: Наука, 1982. 178 с.

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ УЛЬТРАЗВУКОВОЙ КАВИТАЦИИ В ФОКАЛЬНОЙ ОБЛАСТИ

В.Г. Комаров, А.И. Мартьянов

Нижегородский госуниверситет

Исследования гидродинамической и ультразвуковой кавитации ведутся уже достаточно давно. Существуют различные методики её наблюдения: визуальные методы с использованием скоростной фотосъёмки [1]; методы, основанные на кавитационной эрозии, приводящей к уменьшению массы образца [1]; а также акустические методы – по собственному шуму кавитирующей области и резонансному ослаблению звука, проходящего через область кавитации.

В работе приведены результаты эксперимента по изучению частотной зависимости коэффициента ослабления звука в области ультразвуковой кавитации. Поглощение звука пузырьками наиболее эффективно на резонансной частоте, определяемой их радиусом:

$$f_r = \frac{1}{2\pi R_0} \sqrt{\frac{3\gamma(P + \frac{2\sigma}{R_0})}{\rho}},$$

где R_0 – радиус пузырька, P – гидростатическое давление в жидкости с плотностью ρ , γ – отношение теплоёмкостей газа в пузырьке, σ – коэффициент поверхностного натяжения на границе газа и жидкости. Концентрация пузырьков рассчитывается по формуле: $n(R) = 2 \ln K / \sigma \cdot \gamma$, где σ – сечение ослабления, γ – толщина слоя (в нашем случае – 1 см).

Это позволяет построить гистограмму распределения пузырьков по размерам, исходя из экспериментально найденной зависимости коэффициента ослабления от частоты.

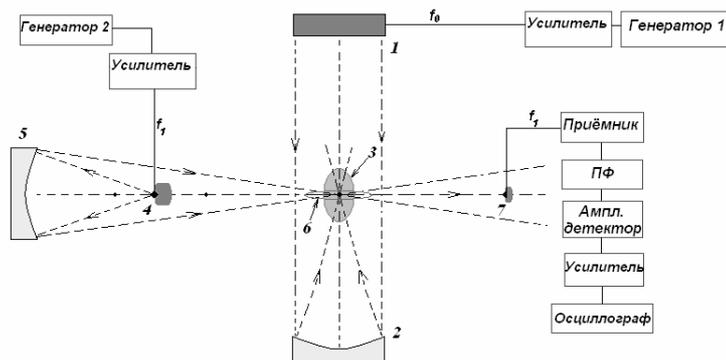


Рис. 1

На рис.1 приведена схема лабораторной установки, собранной в гидроакустическом бассейне кафедры акустики. Кавитация возбуждалась на частоте $f_0 = 380$ кГц

в области фокального пятна сферически вогнутого зеркала, концентрирующего звуковое поле от излучателя плоской волны.

Сканирующая система состояла из вогнутого зеркала, создающего изображение сферического излучателя звука в области кавитации, и приёмника 7. Схема позволяет измерять коэффициент ослабления $K(f)$ – величину отношения амплитуды импульсного сигнала, получаемого без кавитации, к амплитуде сигнала, прошедшего через ту же область при наличии кавитации. Путём последовательной перестройки частоты сканирующего тракта была снята зависимость коэффициента ослабления от частоты с шагом в 10 кГц.

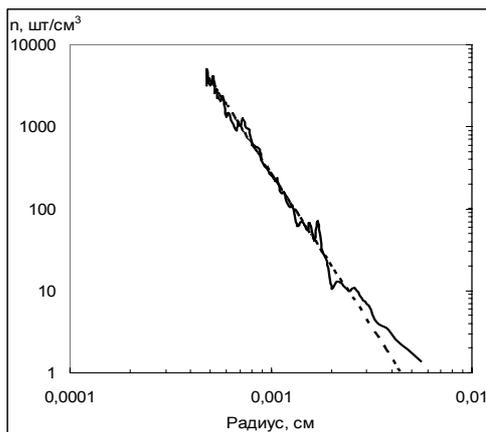


Рис. 2

Гистограмма распределения пузырьков по размерам, нормированная на $6 \cdot 10^5$ см, представлена на рис. 2 сплошной линией, пунктиром показана аппроксимация зависимости $n(R)$: $n = 1,6 \cdot 10^9 / R^{3,75}$.

В литературе практически отсутствует информация о распределении пузырьков по размерам в зоне гидроакустической кавитации. В [2] предлагается аппроксимация зависимости $n(R)$ в виде $n = A/R^{3,5}$ и приведены гистограммы распределения пузырьков в отстаивающейся водопроводной воде.

Полученная в ходе проведения данных экспериментов зависимость очень близка к цитируемому источнику, несмотря на различную природу образования пузырьков.

[1] Перник А.Д. Проблемы кавитации. Ленинград: Судпром гиз, 1962. 336 с.

[2] Гаврилов Л.Р. // Акустический журнал. 1969. Т.15, вып.3. С. 321.

О ФИЗИЧЕСКОМ МОДЕЛИРОВАНИИ ЭФФЕКТОВ РАССЕЯНИЯ ЗВУКА В МЕЛКОМ МОРЕ

М.А. Раевский, А.И. Хилько

Институт прикладной физики РАН

Наряду с непосредственными экспериментальными исследованиями эффектов распространения звука в мелком море, существует возможность их физического моделирования. Под физическим моделированием обычно понимают моделирова-

ние в лабораторных либо других контролируемых условиях с помощью физически тождественного процесса. При таком подходе в модельном эксперименте изучаются необходимые физические параметры, а перенос результатов на исходный процесс сводится к изменению масштабов пространственно-временных величин. Основные соображения о моделировании акустических процессов приведены, например в [1], где обсуждалось лишь моделирование в акустической среде с регулярными свойствами. В настоящей работе показано, что в принципе возможно и физическое моделирование эффектов рассеяния в океане с флуктуирующими параметрами. При этом особый интерес вызывает моделирование в натуральных малоразмерных водоемах типа озера, мелководного залива, где естественным путем образуется звуковой канал, имеется естественный донный грунт, ветровое волнение и внутренние волны.

Рассмотрим плоскостойкий океанический волновод и акустически подобный ему модельный малоразмерный волновод, где все вертикальные размеры уменьшены в M раз (M - масштаб подобия). Нетрудно показать, что собственные функции акустических мод в модельном волноводе $\varphi'_n(z)$ и собственные функции в мелком море $\varphi_n(z)$ связаны простым соотношением $\varphi'_n(z) = M^{1/2} \varphi_n(Mz)$, если частота излучения в модельном эксперименте $\omega' = \omega M$. Отсюда следуют наглядные соотношения подобия для различных задач излучения и дифракции акустических полей в мелком море.

Рассмотрим физическое моделирование эффектов рассеяния звука на ветровом волнении. Возможность физического моделирования основана на универсальности спектра ветрового волнения в различных природных волноводах (спектр JONSWAP) [2]:

$$B(\omega) = \alpha g^2 \omega^{-5} \exp[-1.25(\omega_m / \omega)^4] \gamma^{\exp[(\omega - \omega_m)^2 / 2\omega^2 \omega_m^2]}.$$

Используя для функции автокорреляции нормированных мод $N_p(\rho, \tau, r)$ уравнение переноса [3]:

$$\frac{\partial N_p(\rho, \tau, r)}{\partial r} = \sum_{p_2} W_{pp_2}(\rho, \tau, r) N_{p_2}(\rho, \tau, r) - 2\gamma_p(\rho, \tau, r)$$

и соответствующие интегральные выражения для $W_{pp_2}(\rho, \tau, r)$ и γ_p , можно показать, что, если для частот спектрального максимума ветрового волнения в море ω_m и модельном бассейне ω'_m выполняется соотношение $\omega'_m = \omega_m M^{1/2}$, то имеет место соотношение подобия для функции корреляции мод $N'_p(\rho, \tau, r) = N_p(M\rho, M^{1/2}\tau, Mr)$. Используя эмпирическое выражение для ω_m , нетрудно получить для модельного эксперимента значения скорости ветра и длины разгона ветрового волнения, позволяющие моделировать эффекты ветрового волнения в мелком море.

Аналогичным образом удастся найти соотношения подобия для функций N'_p и N_p в случае эффектов рассеяния звука на случайных внутренних волнах, если доминирует низкая мода внутренних волн, колеблющаяся как единое целое термоклин с резко выраженным скачком плотности. При этом учитывается, что для собственной

частоты низшей моды $\Omega(k)$ в тонком термоклине выполняется дисперсионное соотношение:

$$\Omega^2(k) = g \frac{\Delta\rho}{\rho} [\text{ctg}(kh) + \text{ctg}(kH)]^{-1},$$

где $\Delta\rho$ – скачек плотности, h – глубина термоклина, H – глубина океана. Будем аппроксимировать частотный спектр внутренних волн $F(\Omega)$ степенной зависимостью

$$f(\Omega) = (n-1) \langle \zeta^2 \rangle \Omega_m^{n-1} \Omega^{-n},$$

где $n > 1$ (типичное значение $n \sim 2$), $\langle \zeta^2 \rangle$ – дисперсия вертикальных смещений термоклина, Ω_m – нижняя граница частотного интервала внутренних волн. В малоразмерном водоеме предполагается аналогичный частотный спектр с параметрами $\langle (\zeta')^2 \rangle$, Ω'_m . В этом случае на основании уравнения переноса и соответствующих выражений для $W_{pp_2}(\rho, \tau, r)$ и γ_p удастся найти следующее соотношение:

$$N_p(\rho, \tau, R) = N_p(M\rho, \sqrt{M}\tau, \alpha R),$$

где $\alpha = M^{\frac{7-n}{2}} \frac{\langle (\zeta')^2 \rangle}{\langle (\zeta)^2 \rangle} \left(\frac{\Omega'_m}{\Omega_m} \right)^{n-1}$.

Работа поддержана РФФИ (проект № 06-02-16589).

- [1] Hideki T., Kiyotery Y. // J. Acoustic Soc. Yarp. 1976. V32. No.10.
 [2] Давидан И.Н., Лопатухин Л.И., Рожков В.А. Ветровые волны в океане. Л.: Гидрометеоиздат, 1982.
 [3] Горская Н.С., Раевский М.А. // Акустический журнал. 1986. Т.32, № 2. С. 165.

РАСПРОСТРАНЕНИЕ ПЕРИОДИЧЕСКОЙ ПИЛООБРАЗНОЙ ВОЛНЫ В СРЕДЕ С ГИСТЕРЕЗИСНОЙ НЕЛИНЕЙНОСТЬЮ И ЛИНЕЙНОЙ ДИССИПАЦИЕЙ. ТОЧНОЕ РЕШЕНИЕ

В.Е. Назаров, А.В. Радостин

Институт прикладной физики РАН

В настоящей работе, на основе решения Хохлова [1], проводится теоретическое исследование распространения непрерывной, периодической, исходно пилообразной волны в среде с неупругим квадратичным гистерезисом и линейной вязкой диссипацией, когда уравнение состояния среды можно представить в виде:

$$\sigma(\varepsilon, \varepsilon_t) = E[\varepsilon - f(\varepsilon, \text{sign}\varepsilon_t)] + \alpha\rho\varepsilon_t, \quad (1)$$

где σ , ε и ε_t – напряжение, деформация и скорость деформации, E – модуль упругости, $f(\varepsilon, \text{sign}\varepsilon_t)$ – гистерезисная функция, $|f(\varepsilon, \text{sign}\varepsilon_t)| \ll 1$, α – коэффициент вязко-

сти, ρ – плотность. Будем использовать наиболее простую зависимость $f(\varepsilon, \text{sign} \varepsilon_i)$, отражающую основные и характерные особенности неупругого гистерезиса:

$$f(\varepsilon, \text{sign} \varepsilon_i) = \beta_0 \varepsilon_m \varepsilon + \frac{1}{2} \begin{cases} \beta_1 \varepsilon^2 - \frac{\beta_1 + \beta_2}{2} \varepsilon_m^2, & \varepsilon_i > 0; \\ -\beta_2 \varepsilon^2 + \frac{\beta_1 + \beta_2}{2} \varepsilon_m^2, & \varepsilon_i < 0, \end{cases} \quad (2)$$

где β_0 и $\beta_{1,2}$ – параметры нелинейности, ответственные за дефект модуля упругости и потери, $|\beta_{1,2} \varepsilon_m| \ll 1$, $\varepsilon_m \ll 1$, $|\beta_{0,1,2}| \gg 1$. В уравнении (2) величина ε_m , в отличие от параметров E , $\beta_{0,1,2}$ и α , не является характеристикой среды, а определяется ее максимальной деформацией. При распространении волны ее амплитуда уменьшается, поэтому $\varepsilon_m = \varepsilon_m(x)$, где x – пространственная координата. При $\beta_1 + \beta_2 = 0$ гистерезис в (2) исчезает, а вместе с ним исчезают и точки перехода ($\varepsilon = \pm \varepsilon_m$) с одной ветви гистерезиса на другую. Уравнение состояния (1) совместно с уравнением движения $\rho(\partial^2 U / \partial t^2) = \partial \alpha(\varepsilon, \varepsilon_i) / \partial x$, определяет нелинейные волновые процессы в таких средах ($\varepsilon = U_x$, U – смещение). При их решении не будем учитывать геометрическую нелинейность уравнений движения (по сравнению с гистерезисной нелинейностью среды, полагая $|\beta_{0,1,2}| \gg 1$), и будем считать, что $\rho = \text{const}$. Подставляя (1), (2) в уравнение движения и переходя в них к переменным:

$$\tau = t - x/C_0 - [\beta_0/2C_0] \int_0^x \varepsilon_m(x') dx', \quad x = x', \quad C_0^2 = E/\rho,$$

получим два уравнения Бюргера, описывающие распространение и эволюцию положительного ($\varepsilon_i > 0$) и отрицательного ($\varepsilon_i < 0$) полупериодов волны, бегущей в положительном направлении оси x :

$$\frac{\partial \varepsilon_{1,2}}{\partial x} = \mp \frac{\beta_{1,2}}{2C_0} \varepsilon_{1,2} \frac{\partial \varepsilon_{1,2}}{\partial \tau} + \frac{\alpha}{2C_0^3} \frac{\partial^2 \varepsilon_{1,2}}{\partial \tau^2}, \quad \varepsilon_{i1} > 0, \quad \varepsilon_{i2} < 0. \quad (3)$$

Эти полупериоды непрерывно переходят друг в друга (или «сшиваются») в соответствии с «поведением» гистерезисной нелинейности (2). Рассмотрим распространение непрерывной, периодической, пилообразной волны, каждый период которой изначально имеет форму, близкую к треугольной, с амплитудой ε_0 и периодом $2T$. Будем полагать, что $\beta_1 = -\beta_2 = \beta > 0$. При решении (3), воспользуемся методом сращивания («сшивания») профилей волн, отвечающих каждой ветви гистерезиса. Заметим, что для среды с аналитической нелинейностью, т.е. при $\beta_1 = -\beta_2$, такой метод решения уравнения (3) неприменим, поскольку в этом случае точек перехода ($\varepsilon = \pm \varepsilon_m$) в выражении (2) нет. Перейдем в уравнениях (3) к безразмерным переменным $\theta = \tau/T$, $\varepsilon_{1,2} = \varepsilon_{1,2}/2\varepsilon_0$, $z = \beta \varepsilon_0 x / C_0 T$, $\Gamma = \alpha / 2\beta T C_0^2 \varepsilon_0$:

$$\frac{\partial \varepsilon_{1,2}}{\partial z} = \mp \varepsilon_{1,2} \frac{\partial \varepsilon_{1,2}}{\partial \theta} + \Gamma \frac{\partial^2 \varepsilon_{1,2}}{\partial \theta^2}, \quad \varepsilon_{i1} > 0, \quad \varepsilon_{i2} < 0. \quad (4)$$

Для этих уравнений для каждого периода волны n , имеем точные решения [1]:

$$\epsilon_1(\theta, z) = \frac{1}{1+z} \left[\theta - (2n+1) - \operatorname{th} \left(\frac{\theta - (2n+1)}{2\Gamma(1+z)} \right) \right], \quad \epsilon_{t1} > 0, \quad 2n \leq \theta \leq 2+2n, \quad (5)$$

$$\epsilon_2(\theta, z) = \frac{1}{1+z} \left[-\theta + 2n + \operatorname{th} \left(\frac{\theta - 2n}{2\Gamma(1+z)} \right) \right], \quad \epsilon_{t2} > 0, \quad -1+2n \leq \theta \leq 1+2n, \quad (6)$$

где значения амплитуды $\epsilon_m(z)$ и фазы $\theta_m^\pm(z)$ положительного и отрицательного полупериодов волны определяется из условий их «сшивки» при $\theta = \theta_m^\pm(z)$:

$$\epsilon_1[z, \theta_m^+(z)] = \epsilon_2[z, \theta_m^+(z)] = \pm \epsilon_m(z) = \epsilon_{1,2}(\theta_m^\pm, z)/\epsilon_0; \quad \theta_m^+(z) = 1/2 + 2n; \quad \theta_m^-(z) = 3/2 + 2n,$$

$$\epsilon_m(z) = \frac{1}{1+z} \left[-\frac{1}{2} + \operatorname{th} \left(\frac{1}{4\Gamma(1+z)} \right) \right].$$

Следствие того, что такая волна на каждом периоде образована из различных пересекающихся линий (5) и (6), ее профиль (на каждом периоде) содержит по два излома в точках их пересечения $\theta = \theta_m^\pm(z)$. Вообще говоря, этот факт был очевиден и ранее, еще до получения решений уравнений (4), так как из самого принципа построения гистерезисной функции (2) следует, что при $\epsilon_m = \pm \epsilon_m$ значения ϵ_i терпят разрывы.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (грант N 08-02-97039-р_поволжье_a) и гранта президента РФ «Ведущие научные школы» N НШ-10261.2006.2.

[1] Виноградова М.Б., Руденко О.В., Сухоруков А.П. Теория волн. М.: Наука, 1990. 432 с.

УПРУГАЯ НЕЛИНЕЙНОСТЬ ВОДОПОДОБНЫХ МАТЕРИАЛОВ, СОДЕРЖАЩИХ КАПИЛЛЯРЫ, ЧАСТИЧНО ЗАПОЛНЕННЫЕ ИДЕАЛЬНОЙ ЖИДКОСТЬЮ. КУБИЧЕСКОЕ ПРИБЛИЖЕНИЕ

В.Е. Назаров¹⁾, Н.С. Павлычев²⁾

¹⁾Институт прикладной физики РАН

²⁾Нижегородский госуниверситет

Создание моделей различных дефектов и получение уравнений состояния твердых тел, содержащих такие дефекты, является важной задачей нелинейной акустики микронеоднородных сред. Это связано с тем, что, как правило, акустическая нелинейность подобных сред значительно превышает нелинейность однородных материалов. Сильная нелинейность рассматриваемой здесь среды связана с высокой сжимаемостью цилиндрических полостей в водоподобных материалах (для которых $Q = \lambda/\mu \gg 1$, λ, μ – коэффициенты Ламэ) и нелинейной зависимостью капиллярного

давления в жидкости от диаметра полости, изменяющегося под действием акустической волны [1].

Рассмотрим водоподобный материал, содержащий систему параллельных капилляров исходного радиуса R , причем расстояния между капиллярами много больше их радиусов. Каждый капилляр заполнен столбиками идеальной несжимаемой жидкости, между которыми находится газ под достаточно низким давлением и его упругостью можно пренебречь. Длины столбиков газа и жидкости равны соответственно l_1 и l_2 , а концентрация жидкости в капиллярах равна $v = l_2/(l_1 + l_2)$. Для получения уравнения состояния такой микронеоднородной среды, воспользуемся уравнением состояния «пустого» капилляра при внешнем воздействии на него переменного напряжения σ . В низкочастотном приближении изменение площади ΔS поперечного сечения капилляра определяется выражением:

$$\sigma = \frac{\mu \Delta S}{\pi R^2},$$

где λ , μ – коэффициенты Ламэ, ΔS – изменение площади поперечного сечения капилляра, R – его исходный радиус. Собственная частота жидкого столбика Ω_0 равна:

$$\omega \ll \Omega_0 = \sqrt{\frac{2\mu}{\rho(l_2^2 + 2(R - \Delta R)^2)}} \sqrt{1 - 3(1 - X_0)^2}.$$

Получаем уравнение для столбика жидкости:

$$\frac{2\alpha \cos \theta}{R - \Delta R + \Delta} = \sigma + \frac{\mu \pi [R^2 - (R - \Delta R + \Delta)^2]}{\pi R^2}, \quad (1)$$

где α – коэффициент поверхностного натяжения, θ – краевой угол, ΔR и Δ – изменения радиусов капилляра под действием капиллярного давления и напряжения σ ,

$$\gamma = \frac{2\alpha \cos \theta}{\mu R}, X_0 = \frac{\Delta R}{R}, \gamma = X_0(1 - X_0)(2 - X_0).$$

Из уравнения (1) в присутствии и отсутствии σ находим выражение для $X = \Delta/R$:

$$X = \frac{1 - X_0}{3(1 - X_0)^2 - 1} \left(\frac{\sigma}{\mu} \right) - \frac{1 - X_0}{[3(1 - X_0)^2 - 1]^3} \left(\frac{\sigma}{\mu} \right)^2 - \frac{(1 - X_0)(3X_0^4 - 12X_0^3 + 14X_0^2 - 4X_0 - 2)}{[3(1 - X_0)^2 - 1]^5} \left(\frac{\sigma}{\mu} \right)^3. \quad (2)$$

Используя (2) и уравнение несжимаемости, получим нелинейное (в кубичном приближении) уравнение состояния для среды:

$$\sigma(\varepsilon) = \lambda_0(\varepsilon - \Gamma \varepsilon^2 + H \varepsilon^3), \quad (3)$$

$$\lambda_0 = \frac{\lambda}{1 + Q\delta \left[1 + \frac{3vX_0(2 - X_0)}{3(1 - X_0)^2 - 1} \right]}, A = \frac{\lambda}{\lambda_0}, \Gamma = \frac{B}{A^2}, H = \frac{C}{A^4},$$

$$B = \frac{3\nu\delta[6(1-X_0)^4 - 7(1-X_0)^2 + 1]}{[3(1-X_0)^2 - 1]^3} Q^2,$$

$$C = \frac{\delta\nu Q^3 X_0(X_0 - 2)}{[3(1-X_0)^2 - 1]^5} \{70(1 + \delta Q) - 60X_0[5 + \delta Q(5 + 4\nu)] + 6X_0^2[79 + \delta Q(79 + 110\nu)] - 108X_0^3[3 + \delta Q(3 + 5\nu)] + 27X_0^4[3 + \delta Q(3 + 5\nu)]\},$$

где $\delta = \pi R^2 N$, N – количество капилляров, пересекающих единицу площади среды, перпендикулярную к их осям, $Q = \lambda/\mu \gg 1$.

В работе проанализированы зависимости квадратичного и кубического параметров $\Gamma(X_0)$ и $H(X_0)$ при оптимальном значении δ , при котором они максимальны.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (грант N 08-02-97039-р_поволжье_a) и гранта президента РФ «Ведущие научные школы» N НШ-10261.2006.2.

- [1] Назаров В.Е., Радостин А.В. Упругая нелинейность пористых водоподобных материалов, содержащих полости, частично заполненные жидкостью //Препринт N 726. ИПФ РАН, Н. Новгород. 2007. 10 с.

ОБНАРУЖЕНИЕ ИСТОЧНИКА СЛУЧАЙНОГО УЗКОПОЛОСНОГО СИГНАЛА В ПЛОСКОСЛОИСТОМ РЕГУЛЯРНОМ МНОГОМОДОВОМ ВОЛНОВОДЕ

А.В. Боброва¹⁾, А.А. Родионов²⁾, В.И. Турчин²⁾

¹⁾Нижегородский госуниверситет

²⁾Институт прикладной физики РАН

Пусть в некоторой точке волновода, представленного на рис. 1, находится приемник сигнала, а источник движется со скоростью v в направлении от приемника. Рассмотрим задачу обнаружения источника узкополосного ($\Delta f \ll f$) случайного сигнала, наблюдаемого на фоне аддитивного белого гауссовского шума. В этом случае задача сводится к принятию одной из гипотез в отношении принимаемого сигнала $s(t)$:

H_0 – «полезный» сигнал отсутствует, $s(t) = \eta(t)$,

H_1 – есть «полезный» сигнал, $s(t) = p(t)\Psi(t) + \eta(t)$, где $\eta(t)$ – фоновый белый гауссов шум с дисперсией σ_η^2 , $\Psi(t)$ – шумовой сигнал от источника с дисперсией σ_ψ^2 , $p(t) = \xi(t)(r_t r(t))^{1/2}$ – коэффициент передачи волновода на частоте f , r_t – переходное

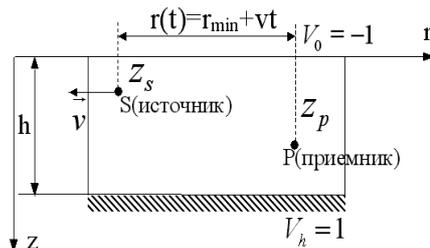


Рис. 1.

расстояние (см. [1]). Как было показано в [1], комплексную амплитуду поля $\xi(t)$, создаваемого источником на некоторой частоте f , можно рассматривать как гауссов случайный процесс. Такой подход позволяет найти плотность вероятности $Re\{s(t)\}$, $Im\{s(t)\}$ для случая, когда полезный сигнал присутствует (H_1):

$$f_s(z) = \frac{\lambda}{4} \exp\left(\frac{\lambda^2 \sigma_\eta^2}{2}\right) \left[e^{-\lambda z} \operatorname{erfc}\left(-\frac{z}{\sqrt{2}\sigma_\eta} + \frac{\lambda\sigma_\eta}{\sqrt{2}}\right) + e^{\lambda z} \operatorname{erfc}\left(\frac{z}{\sqrt{2}\sigma_\eta} + \frac{\lambda\sigma_\eta}{\sqrt{2}}\right) \right],$$

где $\lambda = \pi^{1/2}(\sigma_\xi \sigma_\psi)^{-1}$. Найденные выражения позволяют использовать для решения задачи обнаружения отношение правдоподобия, которое сравнивается с некоторым пороговым значением [2]. В приближении независимости временных отсчетов принимаемого сигнала, функция правдоподобия записывается в виде произведения плотностей вероятностей, в которые в качестве аргумента подставляются отсчеты принятого сигнала $s(t)$.

В задаче обнаружения важной характеристикой является зависимость вероятности правильного обнаружения $P_{n.o.}$ (принятия гипотезы H_1 в присутствии сигнала) от вероятности ложной тревоги $P_{л.т.}$ (принятия гипотезы H_1 в отсутствии сигнала), так называемая ROC-кривая (Receiver Operating Characteristic). На рис. 2 в качестве примера представлены ROC-кривые для различных значений отношения эффективной мощности «полезного» сигнала $\sigma_\psi^2(r_{min} r_t)^{-1}$ к дисперсии фонового шума σ_η^2 . Для кривой, обозначенной сплошной линией, это отношение равно 0,32, для пунктирной кривой – 0,16. На рис. 3 представлены ROC-кривые для различных начальных расстояний между источником и приемником (от 100 м для пунктирной кривой до 300 м для штрихпунктирной).

Полученные кривые дают возможность при заданном расстоянии до источника определить необходимое отношение сигнал/шум для обеспечения выбранных характеристик обнаружения.

Таким образом, для обнаружения источника случайного узкополосного сигнала в регулярном волноводе предложена процедура, основанная на статистической интерпретации комплексной амплитуды акустического поля. Получены выражения для плотности вероятности принимаемого сигнала в присутствии фонового шума. В качестве критерия обнаружения использован критерий отноше-

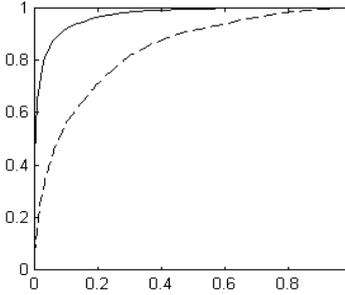


Рис. 2.

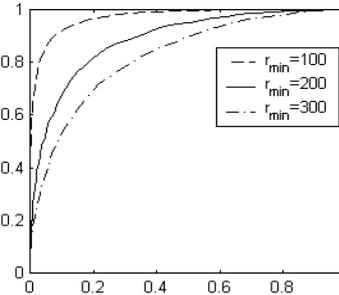


Рис. 3

ния правдоподобия в приближении независимости временных отсчетов принимаемого сигнала. С помощью численного моделирования получены зависимости вероятности правильного обнаружения от вероятности ложной тревоги для различных параметров задачи.

- [1] Боброва А.В., Турчин В.И.// Труды XI научной конференции по радиофизике. 7 мая 2007 г. /Ред. А.В. Якимов. Н.Новгород: ННГУ, 2007. С.183.
[2] Тихонов В.И. Статистическая радиотехника. М.: Радио и связь, 1982. 624 с.

ИССЛЕДОВАНИЕ ОСОБЕННОСТЕЙ ЗОНДИРОВАНИЯ МОРСКОГО ДНА КОГЕРЕНТНЫМИ АКУСТИЧЕСКИМИ ИМПУЛЬСАМИ

В.А. Лазарев¹⁾, М.В.Иванов²⁾, А.И. Хилько¹⁾

¹⁾*Институт прикладной физики РАН*

²⁾*Нижегородский госуниверситет*

В работе [1] было показано, что применение когерентных методов зондирования природной среды в сейсморазведке имеет преимущество перед практикующимся до настоящего времени использованием взрывных и мощных импульсных излучателей. Когерентные методы выгоднее взрывных, как с энергетической, так и с экологической точек зрения. Цель данной работы состоит в демонстрации при помощи численного моделирования предельных возможностей когерентных методов для реконструкции границ донных слоев применительно к условиям проведения конкретного эксперимента. Эксперимент проводился в 2007 году в акватории Каспийского моря со средними глубинами около 300 м. Для сейсмопрофилирования дна излучались линейно частотно модулированные (ЛЧМ) импульсы длительностью 0,125 с в полосе частот 70–300 Гц пьезокерамическим излучателем. Отраженные дном импульсы принимались буксируемой сеймокозой на горизонте 3 м. На рис. 1 представлен эскиз натурного эксперимента. На рис. 2 – модель структуры дна. Дно разделено пятью границами: песок, глина, мел, нефть, базальт. Каждый материал имеет свои толщину h , плотность ρ и скорость звука c , которыми определяются коэффициенты отражения R и прохождения W на границах.

На рис.3 показана временная реализация сигнала, имеющего место в свободном пространстве, когда отсутствуют отражающие границы. Этот сигнал используется обычно при корреляционной обработке в качестве опорного сигнала (реплики). На рис.4 показано изменение амплитуды ЛЧМ сигнала под влиянием поверхности воды, находящейся в трех метрах от приемников.

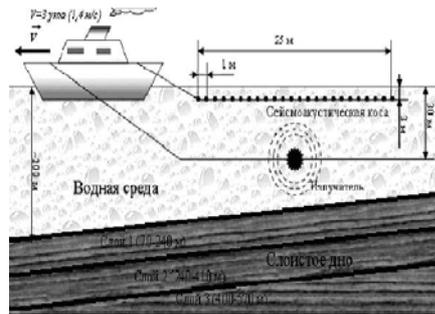


Рис. 1

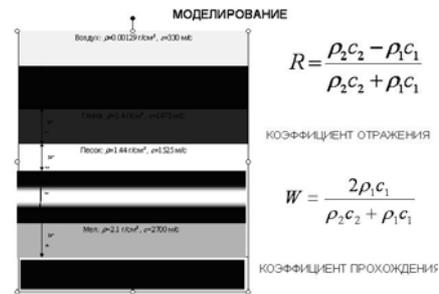


Рис. 2

Модуляция спектра, изображенная на рис.4, приводит к двоению картины слоистого дна, если элемент разрешения измерений меньше удвоенной глубины погружения приемников, и к размытию картины, если они сравнимы. Существуют различные приемы устранения данной модуляции. Нами была применена фильтрация огибающей спектра мощности, настроенная на период интерференции прямого и отраженного поверхностью воды сигнала.

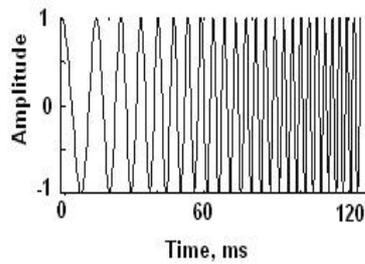


Рис. 3

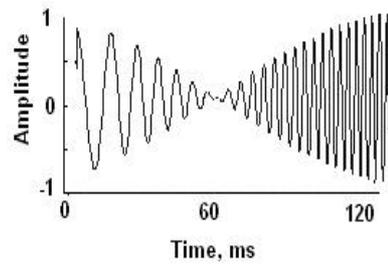


Рис. 4

В кепстре мощности принимаемого сигнала отфильтровывались частоты $T_1=2Z_0/c$ и $T_2=2Z_1/c$, соответствующие задержкам из-за расстояний между приемником и поверхностью (Z_0) и источником и поверхностью (Z_1).

На рис. 5, 6 показаны сигналы до и после соответствующей обработки, отраженные дном с двумя границами (осадки и коренной породой), отстоящими друг от друга на 29 м в начале трассы и на 16 м в ее конце.

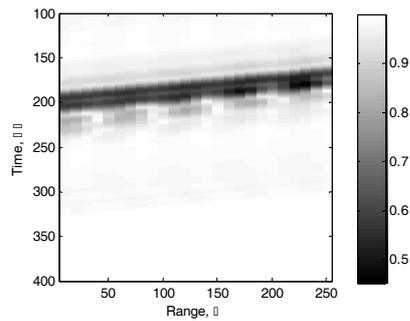


Рис. 5

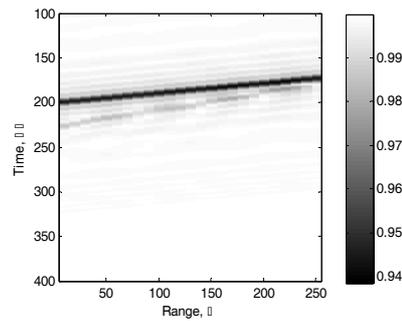


Рис. 6

Слой воды также уменьшался от 300 до 285 м. Отчетливо (см. рис. 6) видно разделение слоев, которое было невозможно до применения демодуляции спектра.

Работа поддержана РФФИ (проект № 06-02-16589).

- [1] Авербах В.С., Артельный В.В., Боглюбов Б.Н., Вировлянский А.Л., Лебедев А.В., Малеханов А.И., Марышев А.П., Таланов В.И. / *Фундаментальные исследования океанов и морей*. Кн.2. М.: Наука, 2006. С. 491.

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ЭФФЕКТИВНОСТИ L_p -НОРМ ПРИ ВЫДЕЛЕНИИ КОГЕРЕНТНОГО СЕЙСМОАКУСТИЧЕСКОГО СИГНАЛА НА ФОНЕ ШУМОВ

В.А. Лазарев¹⁾, В.И. Романова²⁾, А.И. Хилько¹⁾

¹⁾Институт прикладной физики РАН

²⁾Нижегородский госуниверситет

В работе [1] методами численного моделирования была исследована L_p - норма

$$N_T(p, n, T) = (N^{-1} \int_0^T |x(t) - y_r(t) + n(t)|^p dt)^{1/p}, \quad (1)$$

в которой: нормировочный член $N=T$, p – параметр нормы, T – размер выборки, $n(t)$ – шумы (при $p=2$ такое оценивание сводится к широко используемой согласованной фильтрации). Было показано, что величина оптимального показателя p существенно зависит от распределения плотности вероятности шума $n(t)$. В настоящей работе исследуются особенности поведения L_p -нормы при варьировании параметра p для помех, наблюдаемых при сейсмоакустических экспериментах по зондированию дна ЛЧМ импульсными акустическими сигналами в Каспийском море.

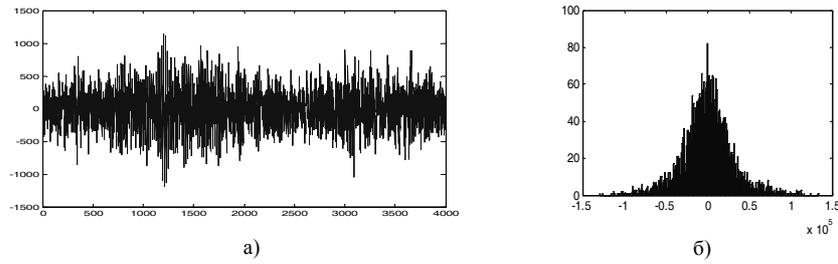


Рис. 1.

Шумы на выходе регистрирующего устройства в отсутствии зондирующих сигналов и распределение их плотности вероятности, полученное по 3000 реализаций, представлены соответственно на рис. 1а и 1б. Опираясь на результаты работы [1], при выделении полезных, отраженных от дна сигналов следует ожидать, что оптимальное значение p не будет равно 2, т.к. распределение на рис. 1б очевидно отличается от нормального распределения. L_p -нормы для сигнала с шумом, которым определялись их плотности вероятности (рис. 1б), а также соответствующие им статистические моменты – смещения и дисперсии – показаны на рис. 2. Верхняя строка на рис. 2 рассчитана по формуле (1), предложенной в [2], т.е. с нормировкой по длительности выборки. При расчете графиков на нижней строке рис. 2 использована другая нормировка (2). При $p = 2$ она имеет смысл нормировки на энергии помехи и сигнала:

$$N = \left(T_0 \int |x(t) - y(t)|^p dt \right)^{1/p} \quad (2)$$

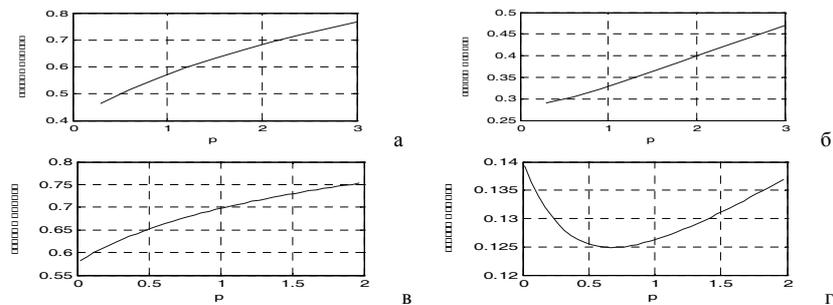


Рис. 2.

Путем математического моделирования при генерации случайных реализаций с заданными статистическими характеристиками и усреднением полученных реализаций невязок осуществлялись расчеты изменения смещения и дисперсии L_p -нормы для различных значений p для нормировки по T (а, б) и в соответствии с (2). Как видно из графиков, показанных на рис.2а, б, при малых (по сравнению с помехой) интенсивностях сигнала и нормировке на длительность реализации с ростом пока-

зателя нормы p наблюдается монотонный рост смещения оценки и дисперсии невязки сигнала и его реплики.

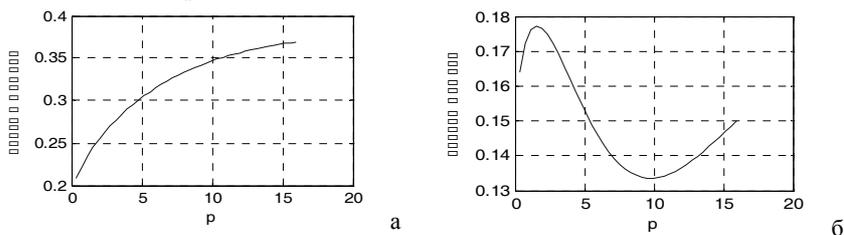


Рис. 3.

Изменение способа нормировки показывает, что в распределении дисперсии невязок есть минимум около значения $p = 0,6$ (см. рис.2в, г). Если изменить соотношение между интенсивностями сигнала и помехи со значения -40 дБ, (соответствующие расчеты показаны на рис. 2 в, г), на 0 дБ, оптимальное значение p существенно возрастает. Указанные закономерности показаны на рис. 3, где приведены зависимости изменения смещения (а) и дисперсии (б) L_p -нормы для различных значений p для нормировки по энергии сигнала и помехи при равных интенсивностях сигнала и помехи.

Работа поддержана РФФИ (проект № 06-02-16589).

- [1] Лазарев В.А., Романова В.И., Хилько А.И. / Труды XI научной конференции по радиофизике. 7 мая 2007 г. /Ред. А.В. Якимов. Н.Новгород: ННГУ, 2007. С. 195.
 [2] Rice J. K., White J. S.// SIAM. 1964, Rev.6. P. 243.

РАСПРОСТРАНЕНИЕ АКУСТИЧЕСКОЙ ВОЛНЫ В СРЕДЕ С НЕУПРУГИМ ГИСТЕРЕЗИСОМ

Князев А.В.²⁾, Назаров В.Е.¹⁾, Радостин А.В.¹⁾

¹⁾Институт прикладной физики РАН

²⁾Нижегородский госуниверситет

В акустике для описания нелинейных волновых процессов в различных твердотельных средах, все чаще применяют уравнения состояния, содержащие гистерезисную нелинейность. Гистерезисная нелинейность характерна для «мягких» металлов, горных пород и многих других микронеоднородных твердых тел. Нелинейные акустические свойства микронеоднородных твердых тел проявляют большее разнообразие по сравнению с однородными, поскольку даже одна и та же такая среда в разных амплитудных и частотных диапазонах может вести себя по-разному. Для таких сред не существует универсального гистерезисного уравнения состояния.

В настоящей работе теоретически изучаются эффекты нелинейного распространения непрерывной продольной акустической волны в средах, уравнение состояния которых обладает гистерезисной нелинейностью. Вначале приводится феноменологическое гистерезисное уравнение состояния, а затем, в рамках этого уравнения, исследуются эволюция и нелинейное искажение непрерывной акустической волны в безграничной среде. Уравнение состояния среды представляется в виде:

$$\sigma(\varepsilon, \dot{\varepsilon}) = E[\varepsilon - f(\varepsilon, \dot{\varepsilon})], \quad (1)$$

где $\sigma, \varepsilon, \dot{\varepsilon}$ – продольные напряжение, деформация и скорость деформации, $f(\varepsilon, \dot{\varepsilon})$ – гистерезисная функция, $|f(\varepsilon, \dot{\varepsilon})| \ll 1$. Здесь рассматривается гистерезисная нелинейность произвольной четной степени $n \geq 2$:

$$f(\varepsilon) = \alpha \varepsilon_m^{n-1} \varepsilon + \begin{cases} \frac{\beta_1}{n} \varepsilon^n - \frac{\beta_1 + \beta_2}{2n} \varepsilon_m^n, \dot{\varepsilon} > 0; \\ \frac{\beta_1 + \beta_2}{2n} \varepsilon_m^n - \frac{\beta_2}{n} \varepsilon^n, \dot{\varepsilon} < 0, \end{cases} \quad (2)$$

где $\varepsilon_m = \varepsilon_m(x)$ – амплитуда деформации, $\beta_1, \beta_2 > 0$.

Гистерезисное уравнение состояния (1), (2), совместно с уравнением движения:

$$\rho_0 U_{tt} = \sigma_x(\varepsilon), \quad (3)$$

позволяют исследовать нелинейные волновые процессы в средах с несовершенной упругостью (ρ_0 – невозмущенная плотность среды, $\varepsilon = \partial U / \partial x$).

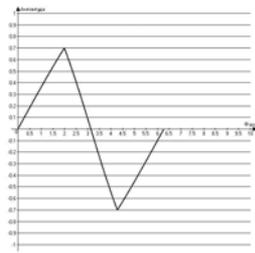
На основе решения уравнений (1) – (3) было получено выражение, описывающее форму первоначально синусоидальной волны при её распространении в такой среде:

$$\varepsilon(x, \theta) = \varepsilon_0 \begin{cases} \sin\left(\theta - \frac{2\beta_1}{\beta_1 + \beta_2} \frac{\varepsilon^{n-1}}{\varepsilon_m^{n-1}} \arccos \frac{\varepsilon_m}{\varepsilon_0} - \frac{\alpha}{2} k \int_0^x \varepsilon_m^{n-1}(x') dx'\right), \dot{\varepsilon} > 0; \\ \sin\left(\theta + \frac{2\beta_2}{\beta_1 + \beta_2} \frac{\varepsilon^{n-1}}{\varepsilon_m^{n-1}} \arccos \frac{\varepsilon_m}{\varepsilon_0} - \frac{\alpha}{2} k \int_0^x \varepsilon_m^{n-1}(x') dx'\right), \dot{\varepsilon} < 0, \end{cases} \quad (4)$$

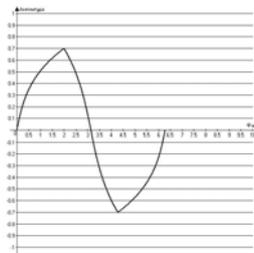
где $\theta = \omega(t - x/C)$, ω – частота волны, $C^2 = E/\rho$, а амплитуда ε_m определяется из следующего трансцендентного уравнения:

$$\frac{\varepsilon_m}{\varepsilon_0} = \cos\left[\frac{\beta_1 + \beta_2}{4} \varepsilon_m^{n-1} kx\right].$$

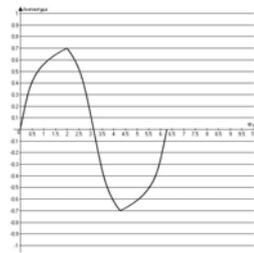
Ниже приведены профили волн для различных степеней n при $x = const$. Из приведенных рисунков видно, что каждый полупериод волны содержит по одному излому в точках пересечения положительного и отрицательного ее фронтов, при этом с ростом степени n изломы сглаживаются.



n=2
Рис.1



n=4
Рис.2



n=6
Рис.3

В работе было показано, что при распространении волны ее импульс, в линейном приближении пропорциональный площади под кривой $\varepsilon(x, \theta)$ остается неизменным и равным нулю, а амплитуда и энергия, вследствие гистерезисных потерь, уменьшаются.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (грант N 08-02-97039-р_поволжье_a) и гранта президента РФ "Ведущие научные школы" N НШ-10261.2006.2.

СЕЙСМОАКУСТИЧЕСКИЕ МЕТОДЫ ИССЛЕДОВАНИЯ ПРИРОДНЫХ СРЕД В НАТУРНЫХ УСЛОВИЯХ

А.В. Лебедев¹⁾, С.А. Манаков²⁾

¹⁾ Институт прикладной физики РАН

²⁾ Нижегородский госуниверситет

В данной работе приведены результаты межскважинного зондирования на SH-волнах при помощи излучателя, аналогичного [1]. Геометрия эксперимента показана на рис. 1. Геологический разрез отвечает данным, полученным при бурении скважины глубиной около сотни метров для подачи питьевой воды. Эта скважина расположена в 500 метрах от места проведения эксперимента. Разрез на рис. 1 отражает ожидаемое расположение слоев в месте измерений. Высокая когерентность излучения позволила измерить разрез поля с использованием одного приемника при

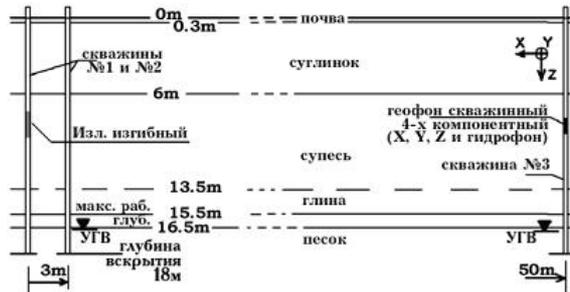


Рис. 1

сохранении амплитудно-фазовых соотношений.

На рис. 2 слева показан импульсный отклик среды распространения при размещении источника на глубине 7,7 метров, а справа, показан профиль скорости сдвиговой волны в пятнадцатиметровом слое. Исходные импульсные отклики были подвергнуты процедуре стробирования – анализировался только интервал времен от 200 до 350 миллисекунд, где, как видно на рис. 2 (слева), сосредоточен сигнал. Затем импульсные отклики для каждого горизонта были подвергнуты преобразованию Фурье. Была учтена задержка 225 миллисекунд первого прихода импульса в интервале глубин 5–9 метров и малые поправки в пределах 2 миллисекунд из-за изменения дистанции между источником и приемником.

Для каждого из частотных отсчетов была выполнена пространственная фильтрация [2], которая позволила выделить углы прихода ± 10 градусов относительно горизонта (поверхности Земли). Эта процедура ослабила вклад отражений от поверхности, которые отчетливо видны на рис. 2 (слева), и которым отвечают углы скольжения больше 8 градусов. Высокая когерентность сигнала в диапазоне частот 100–130 Гц была достигнута за счет использования накопления. Анализ зависимостей разности фаз от глубины позволил определить малые изменения фазы. Эти изменения связаны с изменением скорости распространения волны. Разность фаз на рис. 2, справа вычислялась относительно средней фазы приемников, расположенных на глубине 6–9 метров. Полученные значения скорости SH-волны отвечают средним по трассе [2]. Поскольку относительные изменения скорости на рис. 2 (справа) малы, коррекция, учитывающая пробег волны в различных слоях, а также возможное изменение углов при преломлении, не требуется.

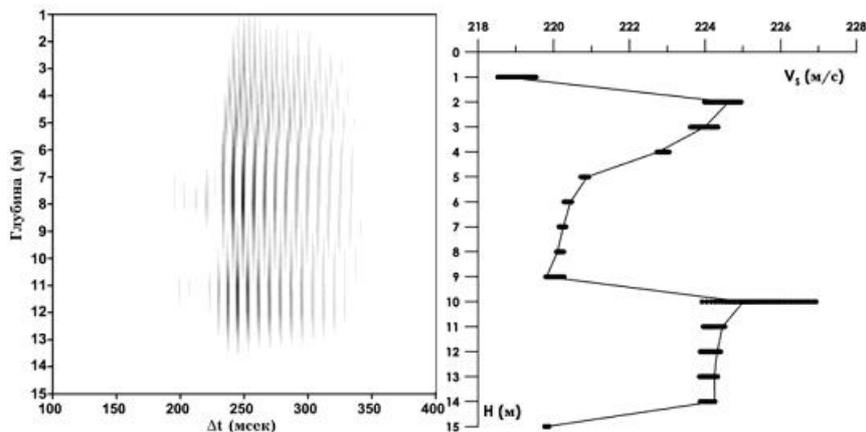


Рис. 2

Полученный профиль скорости хорошо согласуется с представленными на рис. 1 данными по геологическому разрезу.

Работа частично поддержана грантами РФФИ №08-02-00670, №06-05-64925, №08-05-97014 и программой фундаментальных научных исследований ОФН РАН «Когерентные акустические поля и сигналы».

- [1] Авербах В.С., Артельный В.В., Боголюбов Б.Н., Вировлянский А.Л., Малеханов А.И., Марышев А.П., Таланов В.И. // Акустический журнал. 2005. Т. 51 (Приложение). С. 31.
- [2] Хаттон Л., Уэрдингтон М., Мейкин Дж. Обработка сейсмических данных, теория и практика. М.: Мир, 1989. 216 с.

ДИАГНОСТИКА ТРЕЩИН В СТЕРЖНЕ МОДИФИЦИРОВАННЫМ НЕЛИНЕЙНЫМ АКУСТИЧЕСКИМ МЕТОДОМ

Е.И. Савин¹⁾, М.В. Мартюшев²⁾, И.Н. Диденкулов²⁾

¹⁾Нижегородский госуниверситет

²⁾Институт прикладной физики РАН

Для диагностики конструкций и определения местоположения дефектов может использоваться нелинейный модуляционный метод. Он основан на модуляции высокочастотных (ВЧ) упругих волн низкочастотными (НЧ) вибрациями образца. Модуляция обусловлена наличием трещин. На трещинноподобных неоднородностях среды, обладающих сильными нелинейными свойствами, происходит генерация модуляционных гармоник с частотами $F_1 \pm F_2$, где F_1, F_2 – частоты волн. НЧ-колебание образца меняет условия распространения ВЧ-волны через трещину, что приводит к модуляции ВЧ-волны НЧ-колебаниями.

Амплитуда модуляционной гармоники в приближении квадратичной нелинейности пропорциональна произведению амплитуд напряжений НЧ- и ВЧ- волн:

$$A_{\text{мод}} = A_{\text{вч}} \cdot B_{\text{нч}}(z_0),$$

$$B_{\text{нч}}(z_0) = A_{\text{нч}} \cdot \varphi_n(z_0),$$

где $\varphi_n(z)$ – собственные функции, z_0 – координата дефекта. Тогда

$$A_{\text{мод}n} = A_{\text{вч}} \cdot A_{\text{нч}} \cdot \varphi_n(z_0).$$

Нормированный коэффициент модуляции для n-ой моды равен:

$$M_n = A_{\text{мод}n} / (A_{\text{вч}} \cdot A_{\text{нч}}) = \varphi_n(z_0).$$

Для определения местоположения трещины в модовом методе с фазовой информацией используется функция $M(z, z_0)$:

$$M = \sum_n M_n \cdot \varphi_n(z_0) = \sum_n \varphi_n(z_0) \cdot \varphi_n(z).$$

Для учета фазы необходимо учитывать знак коэффициента модуляции, то есть знак $\varphi_n(z_0)$. По точке максимума функции M определяется z_0 . Точность метода определяется количеством мод.

Экспериментальное исследование проводилось на металлическом стержне с параметрами: длина $l=1.62$ м, диаметр $d=28$ мм, расстояние от торца до трещины $z_0=415$ мм. Для стержня:

$$\varphi_n(z) = A_n \sin(k_n z), \quad k_n = \frac{\pi n}{l}, \quad A_n = \sqrt{\frac{2}{l}}$$

Схема установки показана на рис. 1.

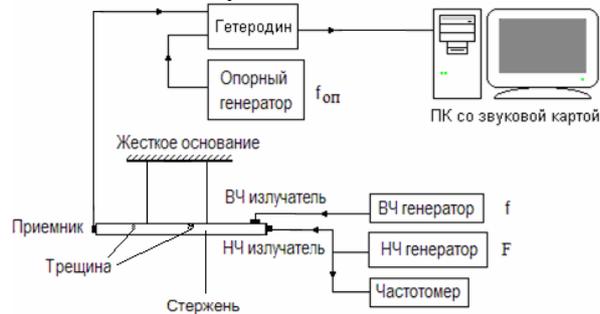


Рис. 1

Спектр низких собственных частот приведен в таблице.

Нормированное распределение параметра модуляции показано на рис.2: сплошной линией – экспериментальное, пунктирной линией – расчётное.

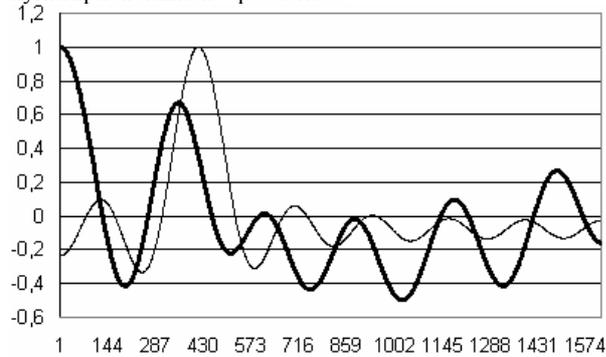


Рис. 2

Из графика отчётливо видно местоположение трещины.

Выводы:

- Экспериментально апробирован модовый модуляционный метод определения местоположения трещины с использованием фазовой информации.

Таблица

N	$f_{\text{прак}}$	$f_{\text{теор}}$
1	1591	1591
2	3175	3182
3	4784	4773
4	6375	6364
5	7951	7955
6	9527	9546
7	11134	11137
8	12758	12728
9	14277	14319
10	15889	15910
11	17507	17501
12	19104	19092
13	20601	20683
14	22183	22274
15	23788	23865
16	25387	25456
17	27026	20747

- Модуляционный метод нелинейной акустической диагностики может быть использован для дефектоскопии материалов.

ЧИСЛЕННОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ УПРУГИХ ВОЛН В МНОГОСЛОЙНОЙ СФЕРЕ

Ю.М. Заславский¹⁾, О.С. Кидимова²⁾

¹⁾Институт прикладной физики РАН

²⁾Нижегородский госуниверситет

В работе проведено численное моделирование глобальных сейсмических волн в планетарном пространстве Земли при мелкофокусном и глубокофокусном землетрясениях с помощью пакета *ANSYS*. Для этого использованы модели Земли в виде трех- и четырехслойных упругих сфер. Диаметры сферических границ раздела в относительном измерении соответствуют реальным диаметрам границ, разделяющим земную кору, мантию, жидкое и твердое ядро, причем в случае трехслойной модели кора не учитывается, а присутствие коры моделируется четвертым слоем во второй модели. Параметры четырехслойной модели даны в таблице 1, внешний диаметр сферы в обеих моделях выбран равным 10 м, а трехслойная модель получается заменой среды 1-го типа на среду 2-го типа в области, примыкающей к внешнему диаметру сферы четырехслойной модели на последних 0,25 м, имитирующих слой коры. Источником возмущения служит сосредоточенная сила с гармоническим или импульсным характером зависимости от времени, которая приложена нормально к внешней границе сферы, либо к границе раздела кора-мантия. При оценке колебательно-волновых периодов (или частот) в реальной Земле по данным, полученным на модели, используется принцип подобия:

$$R^3/\lambda_{1,t}^3 = R^M/\lambda_{1,t}^M \rightarrow f^3 = f^M (C_{1,t}^3 R^M / C_{1,t}^M R^3), \quad (1)$$

где $R^3, R^M, f^3, f^M, C_{1,t}^3, C_{1,t}^M$ – радиус Земли и модели, длина волны сжатия и сдвига в Земле и модели, частоты колебаний в Земле и модели, скорости распространения волн сжатия и сдвига в Земле и в модели.

Моделирование глобальных сейсмических волн в Земле выполнено для случаев волнового возбуждения переменным силовым источником, действующим на внешнюю границу или на границу кора-мантия. В этих случаях реализуются аналоги мелкофокусного и, соответственно, глубокофокусного очагов землетрясения.

Таблица 1

среда 4-го типа	среда 3-го типа	среда 2-го типа	среда 1-го типа
$0 \leq D_4 \leq 2,19$ м	$2,19 \text{ м} \leq D_3 \leq 5,1$ м	$5,1 \text{ м} \leq D_2 \leq 9,5$ м	$9,5 \text{ м} \leq D_1 \leq 10$ м
$\rho_4 = 2 \cdot 10^4$ кг/м ³	$\rho_3 = 2 \cdot 10^4$ кг/м ³	$\rho_2 = 1 \cdot 10^4$ кг/м ³	$\rho_1 = 3 \cdot 10^3$ кг/м ³
$\nu_4 = 0,24$	$\nu_3 = 0,45$	$\nu_2 = 0,3$	$\nu_1 = 0,38$
$E_4 = 1,2 \cdot 10^{11}$ Н/м ²	$E_3 = 6 \cdot 10^{10}$ Н/м ²	$E_2 = 2 \cdot 10^{11}$ Н/м ²	$E_1 = 2 \cdot 10^{11}$ Н/м ²

В частности, при гармоническом режиме колебаний источника (частоты порядка 8 кГц...12 кГц) получены картины распределения сейсмического поля в меридиональном сечении планеты, которые показывают значительное влияние присутствия четвертого слоя на характер пространственного распределения интенсивности волн. Обнаружены частоты, соответствующие резонансам поверхностных волн, возбуждаемых источником, действующим на вышеуказанные границы сфер. Аналогично уже исследованному в случае использования трехслойной модели явлению нарастания амплитуды при схождении R -волны на противоположный полюс, оно по-прежнему наблюдается, причем для четырехслойной модели эффект становится еще более выраженным. На резонансах сфера играет роль акустического концентратора R -волн, причем волновая дисперсия заметно селектирует определенные частоты.

Несмотря на ничтожно малый относительный объем, занимаемый тонким слоем коры в теле планеты, установлено влияние плотности и коэффициента Пуассона материала коры на значение скорости поверхностных волн при импульсном режиме их возбуждении. По оценкам указанная скорость волн в модели близка к 5 км/с, причем смена выше указанных параметров приводит к увеличению скорости R -волны до 5,5 км/с (сравните рис.1а и рис.1б).

На рис. 1 (в, г) демонстрируются картины поля в случае прихода фронта R -волны на противоположный полюс сферы при воздействии источника либо на свободную поверхность, либо на границу кора-мантия. Видно, что эффект волнового отклика в первом случае превышает аналогичный во втором почти в 5 раз. Данная особенность может представлять интерес при дифференцировании мелкофокусных и глубокофокусных землетрясений и может использоваться в качестве одного из информативных признаков при классификации указанных сейсмических событий.

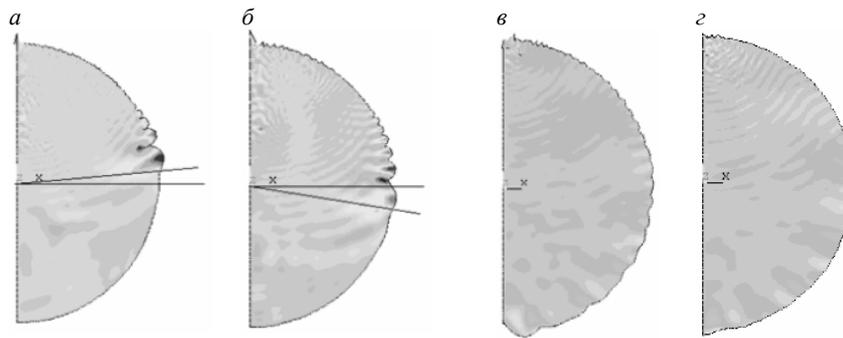


Рис.1. Глобальное сейсмическое поле в меридиональном сечении:

а) $\rho = 3 \cdot 10^3 \text{ кг/м}^3$, $\nu = 0,38$;

б) $\rho = 2,1 \cdot 10^3 \text{ кг/м}^3$, $\nu = 0,45$ (время задержки после удара $\tau_1 = 2,5 \text{ мс}$);

в) удар по свободной границе;

г) удар по границе кора-мантия ($\tau_2 = 5,4 \text{ мс}$).

Таким образом, с помощью моделирования возможна наглядная иллюстрация глобальных сейсмических процессов, протекающих в планетарных масштабах. Количественное сравнение результатов, полученных моделированием, показывает удовлетворительное их согласие с ранее известными из классических работ [1, 2].

[1] Касахара К. Механика землетрясений. М.: Мир, 1985. 288 с.

[2] Жарков В.Н. Внутреннее строение Земли. М.: Недра, 1985. 214 с.

СТАТИСТИЧЕСКАЯ СТРУКТУРА ГИДРОАКУСТИЧЕСКОГО ПОЛЯ, ВОЗБУЖДАЕМОГО НАБОРОМ ВЗАИМОДЕЙСТВУЮЩИХ НИЗКОЧАСТОТНЫХ ИЗЛУЧАТЕЛЕЙ

Кошкин А.Г.²⁾, Смирнов И.П.¹⁾, Хилько А.И.¹⁾

¹⁾Институт прикладной физики РАН

²⁾Нижегородский госуниверситет

При наблюдении локализованных неоднородностей в океане методом низкочастотной акустической маломодовой импульсной томографии (МИТ) используют мощные высокостабильные когерентные поля, что позволяет с большой чувствительностью измерять амплитуды, фазы, временные задержки и смещения частоты акустических сигналов, рассеянных неоднородностями. Для возбуждения такого рода зондирующих полей разрабатываются специальные гидроакустические (ГА) источники поля с высокой когерентностью и мощностью, представляющие собой многоэлементные вертикально ориентированные решетки низкочастотных, в частности, электромагнитных, излучателей [1]. Пространственная и временная когерентность возбуждаемых ими ГА полей определяются флуктуациями в электрических цепях излучателей, случайными вариациями их положения, возникающих из-за колебаний решеток за счет воздействия на них подводных течений (рис. 1) [1].

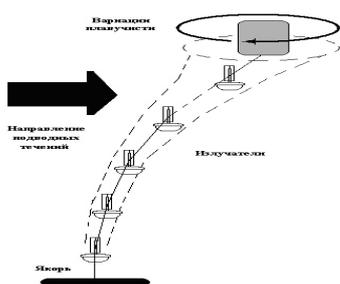


Рис. 1

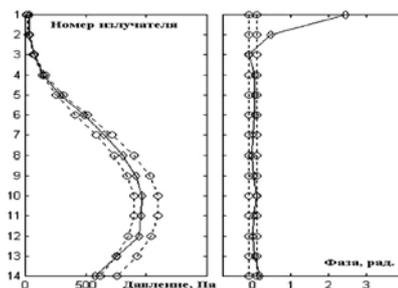


Рис. 2

Еще одним существенным фактором, ограничивающим когерентность низкочастотных маломодовых ГА зондирующих импульсов, является неточность формирования апертурных распределений, необходимых для возбуждения маломодовых импульсов. Так, при экспериментальной проверке МИТ в мелком море, для НЧ излучающей решетки электромагнитных излучателей при возбуждении первой волноводной моды на частоте 250 Гц, удалось обеспечить точность настройки порядка 5% (рис. 2) [1, 2]. Кроме того, при увеличении мощности возбуждаемого ГА поля излучатели испытывают хаотическую модуляцию, возникающую за счет нелинейных возмущений параметров [3]. Перечисленные и другие факторы являются причиной разрушения пространственно-временной когерентности излучаемого ГА маломодового поля в океанических волноводах. Степень воздействия таких факторов на рассматриваемый мощный когерентный НЧ излучатель ГА поля в океане существенно зависит от конструкции излучателя. Таким образом, мощность и когерентность излучаемого поля, как и частотный диапазон, являются характеристиками излучателя заданной конфигурации. При согласованном возбуждении маломодовых импульсов в океанических волноводах поле формируется за счет весового суммирования вкладов как отдельных излучателей, входящих в состав решетки, что вызывает трансформацию статистического распределения (например, нормализацию), так и всех паразитных мод, возбуждаемых из-за использования решеток

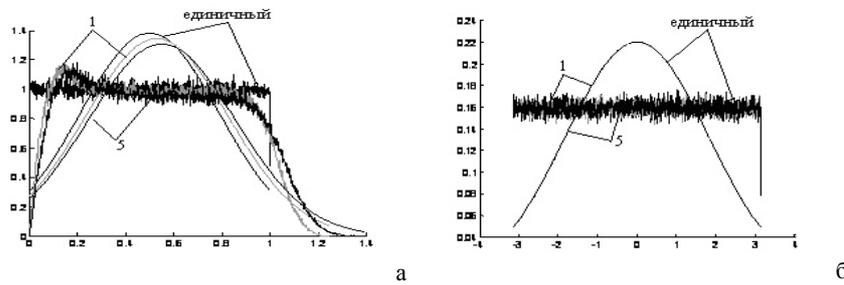


Рис. 3.

Рассмотрим амплитуду колебаний излучателя на относительно небольшом расстоянии от излучающей решетки. В векторном виде можно представить как $U = U^0 + U^1$, где U^0 – вектор амплитуд вынужденных колебаний в отсутствии других излучателей, а $U^1 = S \cdot U$ – вектор амплитуд колебаний, вызванных соседними излучателями. Здесь S – матрица взаимодействия. Таким образом, $U^1 = S U^0 + S U^1$, где $S_{ii} = 0$; $S_{ij} = -q(i, j) p_0(i, j) p_0(i, j)$. $p_0(i, j) = \frac{1}{2} \rho_0 / \rho r^2 / (L |i - j|)$ – давление, которое оказывает мембрана излучателя на мембрану соседнего излучателя, $q(i, j) = \exp(-i k L * |i - j|) / (1 - i \nu \omega)$ – отставание фазы и коэффициент возбуждения, зависящий от вязкости. Имеем $U^1 = (E - S)^{-1} S U^0$ и $U = U^0 + (E - S)^{-1} S U^0 = M U^0$, где $M = E + (E - S)^{-1} S$. Используя указанные выражения и учитывая взаимодействие излучателей [3], методом Монте-Карло было исследовано влияние на плотность вероятности

амплитуды и фазы излучаемых сигналов равномерного аддитивного шума для среднего и крайнего элементов решетки из 9 излучателей при числе реализаций: $K = 10^5$ (а и б, на рис. 3). Плотности вероятности даны в сравнении с плотностью вероятности нормального распределения с тем же средним и среднеквадратичным отклонением. Как следует из полученных результатов, при типичных конструкциях излучающих решеток нормализации не происходит.

Работа поддержана РФФИ (проект № 06-02-16589).

- [1] Лучинин А.Г., Хилько А.И. // Акустический журнал. 2005. Т.51, №2. С. 124.
 [2] Кержаков Б.В., Кулинич В.В., Кошкин А.Г., Хилько А.И. // Изв. вузов. Радиофизика. 2006, № 11. С. 925.
 [3] Смирнов И.П., Бурдуковская В.Г., Кошкин А.Г., Хилько А.И. // Изв. вузов. Радиофизика 2008, № 13.

НАБЛЮДЕНИЕ ПЕРЕМЕЩАЮЩИХСЯ ЛОКАЛИЗОВАННЫХ НЕОДНОРОДНОСТЕЙ В МЕЛКОМ МОРЕ С ПОМОЩЬЮ ВЧ АКУСТИЧЕСКОЙ ТОМОГРАФИИ

И.П. Смирнов¹⁾, А.А. Хилько²⁾

¹⁾Институт прикладной физики РАН

²⁾Нижегородский госуниверситет

Для анализа возможностей наблюдения пространственно локализованной неоднородности (в виде абсолютно жесткого вытянутого эллипсоида вращения) в океаническом волноводе использовалась имитационная модель, которая включала в себя: океанический волновод, систему наблюдения (рис. 1), условия наблюдения, дифракцию ВЧ акустического поля на абсолютно жестком эллипсоиде, а также рассеяние такого поля на ветровом волнении [1, 2].

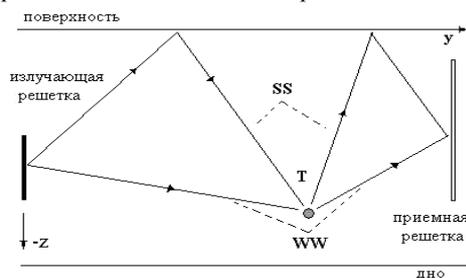


Рис. 1

Для описания физических величин использовалась система СИ. Рассматривался район морской среды в виде прямоугольного параллелепипеда x, y, z (км): $0 < x < 1, 0 < y < 1, -0,02 < z < 0$, в котором располагались вертикальная излучающая и две вертикальные приемные антенные решетки, а также эллипсоид, ориентированного большей осью вдоль оси y . При наблюдении использовались лучевые томографические проекции

(SS, SW, WS, WW) показанные на рис. 1. В качестве модели района наблюдений рассмотрен придонный плоскослойный волновод с жидким дном с переменным по

горизонтали рельефом (рис. 2а). В используемой модели района наблюдений поверхность дна аппроксимировалась бикубическим сплайном из данных двумерной таблицы глубин, отражающей распределение глубин в модельном районе (такой метод пригоден при формировании модели с помощью карты глубин морского района).

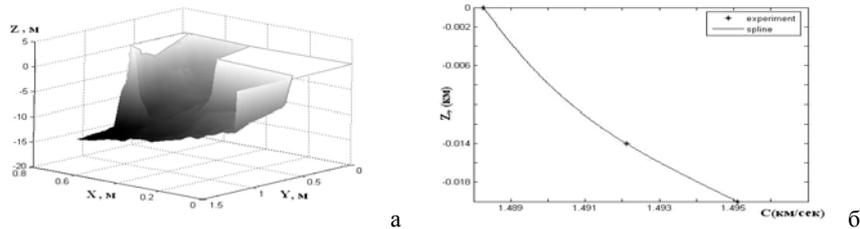


Рис. 2

Рассмотренный при анализе приповерхностный профиль скорости звука в исследуемом волноводе (рис. 2б) определялся типичными сезонными измерениями температуры и солёности воды в прибрежной морской акватории, соответствующими летним условиям наблюдения [2].

Система наблюдения в рассмотренном случае имеет следующую пространственную конфигурацию: координаты источника (км) $x_S=0,375$, $y_S=0,556$, $z_S=-0,0034$; приемника (км) $x_R=0,671$, $y_R=0,720$, $z_R=-0,0058$ (см. рис. 3а, источник S и приемник R). Будем также считать, что параметры цели (эллипсоида) определяются полуосями $a = 0,75$, $b = 0,50$, $c = 0,50$ (м), и скоростью перемещения $V=1,0$ (м/с).

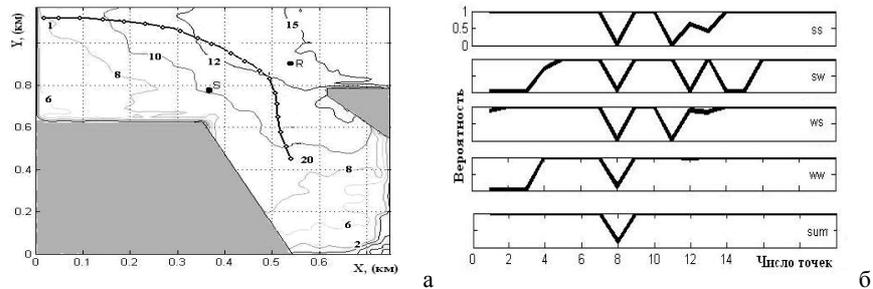


Рис. 3

В качестве зондирующего акустического сигнала рассматривался ЛЧМ импульс центральной частотой 6 кГц, полосой 4 кГц, длительностью 4 сек. Излучающая решетка имела 15 излучателей, акустической мощностью 100 Вт каждый, а приемная решетка имела 35 приемных гидрофонов. Скорость ветра при расчетах принималась равной 10 м/с. Направление ветра составляло 45° к оси x от начала координат. Уровень аддитивного шума моря на поверхности составлял 60 дБ на единицу частотного диапазона. На рис.3б показаны распределения вероятности

обнаружения при наблюдении объекта при бистатической схеме наблюдения (значение ложной тревоги принималось равным 10^{-4}), перемещающегося вдоль траектории (точки 1–20 на рис. 3а и 3б) в акватории берегового района наблюдения. Вычисления проводились для лучевых томографических проекций SS, SW, WS и WW. Результирующее распределение Sum (рис. 3б) получено после суммирования вероятностей отдельных томографических проекций путем логического накопления вероятностей [2]. В результате исследований показано, что использование набора пространственных томографических проекций и накопление соответствующих парциальных изображений приводит к повышению точности оценки положения эллипсоида. Пространственное разрешение в этом случае определяется общей зоной пересечения всех лучевых и пространственных томографических проекций. Чувствительность при таком томографическом наблюдении определяется числом проекций и способом их накопления, которое в зависимости от условий наблюдения может состоять в когерентном либо некогерентном их суммировании, а также в логическом накоплении вероятностей.

Работа поддержана РФФИ (проект № 06-02-16589).

[1] Смирнов И.П., Хилько А.А. // Труды XI Научной конференции по радиофизике. 7 мая 2007 г. / Ред. А.В.Якимов. Н.Новгород: ННГУ, 2007. С. 169.

[2] Смирнов И.П., Хилько А.И., Хилько А.А. // Известия вузов. Радиофизика. 2008. Т.51 (в печати).

О ВЫБОРЕ КРИТЕРИЕВ ПРОВЕРКИ ГИПОТЕЗ ПРИ МАЛОМОДОВОЙ АКУСТИЧЕСКОЙ ТОМОГРАФИИ ОКЕАНА

В.И. Романова²⁾, А.И. Хилько¹⁾, А.Г. Хоботов¹⁾

¹⁾ Институт прикладной физики РАН

²⁾ Нижегородский госуниверситет

При томографическом наблюдении неоднородностей в океане с помощью согласованных со средой направленных акустических импульсов, чувствительность и точность реконструкции неоднородностей определяется эффективностью адаптации характеристик излучающих и приемных решеток системы наблюдения к изменяющимся параметрам среды, шумов и помех, а также к ожидаемым параметрам наблюдаемой неоднородности. К существенным факторам, характеризующим условия наблюдения, которые необходимо учитывать, относятся: конфигурация наклоняющихся за счет воздействия подводных течений, вертикальных излучающих и приемных решеток, распределение скорости звука по глубине, направление и

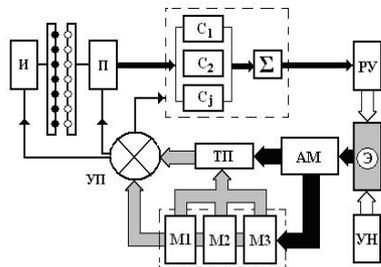


Рис. 1

скорость ветра, уровень и спектр аддитивных шумов. В зависимости от особенностей фокусировки решеток и условий формирования шумов и помех, может наблюдаться и существенная изменчивость их статистических свойств. При этом необходимо применять устойчивые к такой изменчивости алгоритмы оценивания наблюдаемых системой параметров.

В соответствии с используемыми алгоритмами при томографическом наблюдении осуществляется оценивание параметров наблюдаемых объектов, которое сводится к минимизации отличий между измеряемыми сигналами $x(t)$ и результатами расчетов (*гипотез*) $y(t)$, осуществляемых с помощью имитирующей наблюдение модели [1]. На рис.1 показана блок-схема поиска истинных параметров траектории перемещения (И – источник, П – приемник, С – критерий сравнения, РУ – решающее устройство, М – модель системы наблюдения, ТП – траектория поиска решения, Э – эксперт, УН – параметры условий наблюдений). Для обеспечения устойчивости оценок, блок С необходимо снабдить набором критериев, каждый из которых оптимален для оценки сигналов и шумов с определенной статистикой. Блок Σ описывает накопление парциальных оценок, сформированных C_j . Включим в состав блока С обычно используемую при нормальной статистике, исследованную в [2] L_p -норму,

$$N_T(p, n, T) = (N^{-1} \int_0^T |x(t) - y_r(t) + n(t)|^p dt)^{1/p},$$

в которой p – параметр нормы, N – нормировочный множитель, $n(t)$ – шумы и помехи, а также нейроноподобную свертку, в которой, нелинейные параметры критерия меняются в зависимости от контекста задачи. В настоящей работе на основе численных экспериментов исследуются особенности поведения указанных критериев при варьировании параметров шумов. В качестве модели наблюдения рассматривалась схема томографического наблюдения локализованных неоднородностей, в которой в качестве зондирующих использовались направленные ЛЧМ импульсы [1].

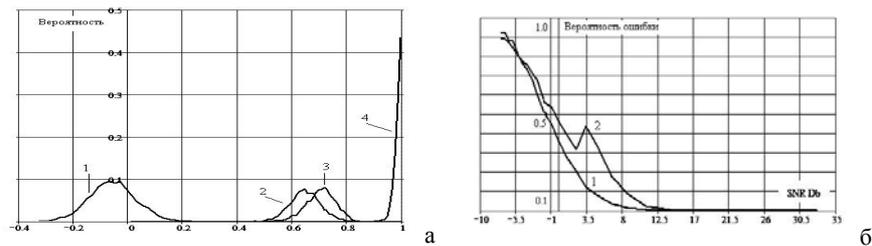


Рис. 2.

Наблюдение рассеянных неоднородностью сигналов, заключающееся в оценке задержек и частотных смещений, осуществляется в соответствии с алгоритмом (рис. 1) при использовании набора критериев сравнения. В численных экспериментах рассчитывались 2000 значений невязок для различных отношений сигнала к

шуму, по которым определялись распределения их плотностей вероятностей. На рис. 2а показаны результаты сравнения распределения плотности вероятности оценки значений критерия (невязки) для случая совпадения и существенного отличия гипотез о значениях задержек (кривые 4 и 2, а также 3 и 1, соответственно). Расчеты получены для корреляционного (кривые 1 и 2), и нейроноподобного (3 и 4) критериев. На рис. 2б показаны распределения ошибок оценивания для ковариационного и нейроноподобного методов (кривые 2 и 1, соответственно) в зависимости от величины отношения сигнала к шуму. Из представленных расчетов видно, что при использовании в качестве критерия L_p -нормы в случае нормальной помехи в области истинных решений смещение и дисперсию оценок невязки можно уменьшать, повышая показатель нормы. В остальных случаях в качестве квазиоптимальных значений следует выбирать $p = 1$. Это позволяет оптимизировать траекторию поиска решений томографической задачи с точки зрения адаптивного выбора параметров L_p -нормы при проверке гипотез. Кроме того, установлено, что при точном определении параметров шума предпочтение следует отдать использованию L_p -нормы при соответствующем выборе значения p , а также нейронсетевым критериям по сравнению с ковариационной сверткой. Поскольку в реальных условиях точное определение параметров шумового сигнала затруднительно, более эффективным является нейронсетевой метод оценивания.

Работа поддержана РФФИ (проект № 06-02-16589).

- [1] Лучинин А.Г., Хилько А.И. // Акустический журнал. 2005. Т.51, №2. С. 124.
[2] Лазарев В.А., Романова В.И., Хилько А.И. // Труды XI Научной конференции по радиофизике. Н.Новгород: ННГУ. 2007. С. 195.

РАСЧЕТ ФУНКЦИЙ ЗАТЕНЕНИЯ В ЗАДАЧЕ РАССЕЯНИЯ АКУСТИЧЕСКИХ ВОЛН НА СТАТИСТИЧЕСКИ НЕРОВНОЙ ПОВЕРХНОСТИ

И.Ю. Грязнова, В.А. Харчев

Нижегородский госуниверситет

При рассеянии акустических волн на статистически неровной поверхности с увеличением высоты неровностей и с уменьшением угла скольжения рано или поздно начинается затенение отдельных элементов поверхности. Часть статистически неровной поверхности оказывается неосвещенной, а часть освещенных участков становится невидна из точки наблюдения. Вследствие затенений отдельных элементов поверхности происходит уменьшение интенсивности рассеяния. Величина фактора ослабления определяется отношением площади освещенной части поверхности к полной поверхности.

В задаче обратного рассеяния акустических волн на статистически неровной поверхности в приближении однократного рассеяния в зоне Фраунгофера учет эффектов затенения возможен для двух предельных случаев: сильных затенений, когда характерные тангенсы углов наклона поверхности значительно превышают

тангенс угла скольжения $tg\alpha \ll \gamma_0$, и слабых затенений, когда $tg\alpha \gg \gamma_0$ (здесь $\gamma_0 = d\zeta/dx$, а $z = \zeta(x)$ – уравнение статистически неровной поверхности).

Для средней интенсивности обратного рассеяния эффекты затенения можно учесть при помощи так называемой функции затенения $Q(\alpha)$ [1]:

$$I(\bar{k}) = Q(\alpha)I_0(\bar{k}),$$

где I_0 – интенсивность обратного рассеяния, рассчитанная без учета затенений, и параметр $a = tg\alpha/\gamma_0$. Функция $Q(\alpha)$ имеет следующий геометрический смысл: это отношение числа незатененных точек зеркального отражения к их полному числу, усредненное по всем реализациям случайной поверхности $z = \zeta(x)$.

В случае сильных затенений выражение для функции затенений имеет следующий вид:

$$Q(\alpha) = \frac{1 - e^{-\Lambda(a)}}{\Lambda(a)},$$

а в обратном предельном случае слабых затенений

$$Q(\alpha) = 1 - \frac{1}{2}\Lambda(a).$$

Функция $\Lambda(a)$ введена следующим образом:

$$\Lambda(a) = ctg(\alpha) \int_{tg\alpha}^{\infty} (\gamma - tg\alpha)w(\gamma)d\gamma.$$

На рис.1 и 2 представлены графики зависимости функции затенения от угла скольжения при обратном рассеянии на нормальной случайной поверхности (кривые 1) и поверхности с синусоидальным профилем (кривые 2) в предельных случаях сильных и слабых затенений соответственно. Из графиков видно, что для поверхностей с разными функциями распределения углов наклона функция затенений качественно ведет себя одинаково. В случае слабых затенений – при углах скольжения, значительно меньших характерных углов наклона случайной поверхности – функция Q приблизительно равна единице, ослабление интенсивности обратного рассеяния невелико, и в расчетах затенение можно не учитывать.

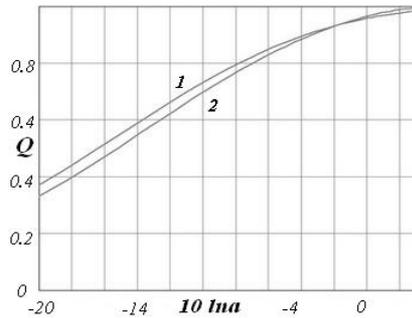


Рис.1

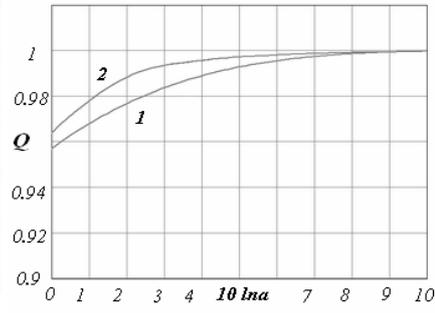


Рис.2

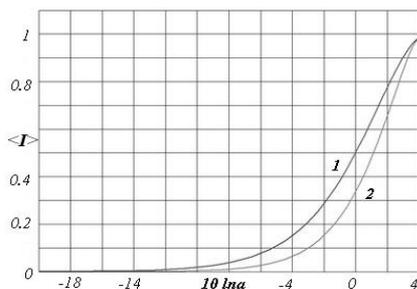


Рис.3

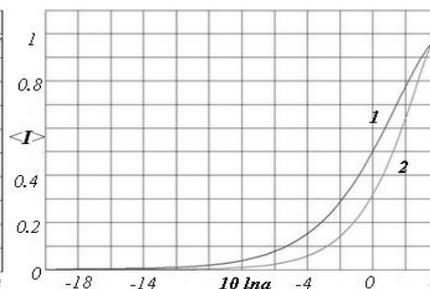


Рис.4

Для случая, когда затенения существенны, на рис.3 и 4 представлены зависимости нормированной средней интенсивности обратного рассеяния на указанных выше типах случайной поверхности без учета затенений (кривые 1) и с учетом затенений (кривые 2). Следовательно, ослабление средней интенсивности обратного рассеяния при $\ln a < 0,2$ невелико, и затенения в расчетах можно не учитывать, в то время как статистика распределения углов наклона случайной поверхности не влияет существенным образом на данные ограничения.

Работа выполнена при содействии гранта Президента РФ для поддержки ведущих научных школ (НШ-1055.2008.2).

- [1] Басс Ф.Г., Фукс И.М. Рассеяние волн на статистически неровной поверхности. М.: Наука, 1972.

ЧИСЛЕННОЕ РЕШЕНИЕ ОБОБЩЕННОГО УРАВНЕНИЯ БЮРГЕРСА С ИСПОЛЬЗОВАНИЕМ БЫСТРОГО ПРЕОБРАЗОВАНИЯ ЛЕЖАНДРА

И.Ю. Демин, А.М. Серебряков

Нижегородский госуниверситет

Известно, что в пределе исчезающе малой вязкости решение одномерного уравнения Бюргерса можно интерпретировать как эволюцию газа слипающихся частиц, и при этом образование разрывов соответствует слипанию «легких» частиц в «тяжелые» кластеры бесконечной плотности, которая описывается глобальным принципом [1]. В настоящей работе рассматривается обобщение этого принципа на случай неплоской геометрии, когда необходимо использовать уже обобщенное уравнение Бюргерса. В качестве примера приведена сферически симметричная задача о движении волны детонации [1], для которой разработана численная схема решения задачи кластеризации газа слипающихся частиц на основе быстрого преобразования Лежандра [2].

В случае пренебрежимо малой диссипации, после замены переменных обобщенное уравнение Бюргерса [1] переходит в уравнение Римана, к которому в одномерном случае сводится уравнение непрерывности:

$$\frac{\partial m}{\partial t} + v \frac{\partial m}{\partial x} = 0. \quad (2)$$

Решить это уравнение позволяет глобальный принцип, суть которого сводится к отысканию абсолютного минимума по y функции:

$$S(y; x, t) = \int_{y_0}^y [z + v_0(z)t - x] \rho_0(z) dz. \quad (3)$$

Отсюда обобщенная масса и скорость частиц определяются следующими выражениями:

$$m(x, t) = \int_0^y \rho_0(x') dx', \quad (4)$$

$$v(x, t) = \frac{x - y(x, t)}{t}, \quad (5)$$

где y – координата абсолютного минимума (3).

Пусть конус с телесным углом Ω заполнен нейтральным веществом с объемной плотностью ρ_n , а в основание конуса O заложена взрывчатка той же плотности. В начальный момент времени $t=0$ взрывчатка приобретает импульс p_0 , плотность которого равномерно распределена по взрывчатке и равна p_0/ε . Телесный угол будем считать настолько малым ($\Omega \ll 1$), что вещество практически движется вдоль оси конуса r . Будем полагать также, что при сжатии вещество образует бесконечно тонкий блин из неупруго слипшихся частиц, занимающий все поперечное сечение конуса. Начальное распределение плотности вещества одномерно вдоль оси r : $\rho_0(r) = \rho_n \Omega r^2$.

Согласно глобальному принципу, решение поставленной задачи сводится к отысканию координаты $q(r, t)$ абсолютного минимума функции:

$$S(q; r, t) = P(q)t + N(q) - rM(q) \quad (6)$$

где $P(q)$, $M(q)$, $N(q)$ определяются выражениями с учетом неплоской геометрии нашей задачи.

Чтобы найти закон движения волны детонации надо отыскать линию $M(q)r + h$, касающуюся кривой (6) сразу в двух точках q^- и q^+ . Положение левой точки очевидно: $q^- = 0$, следовательно, $h = 0$. Положение правой найдем, приравняв между собой $\Phi(q) = P(q)t + N(q)$ и $M(q)r$, а также их производные по q . В результате получим уравнения, из решения которых найдем закон движения волны детонации и роста аккумулялированной ей массы.

$$r = q^+ = \sqrt[4]{\gamma t}, \quad M(t) = (4p_0 t)^{3/4} \left(\frac{\varepsilon \Omega}{3} \right)^{1/4}, \quad \gamma = \frac{12p_0}{\varepsilon \Omega} \quad (7)$$

Используя схему решения задачи кластеризации газа слипающихся частиц на основе быстрого преобразования Лежандра, было проведено численное моделирование и на рис. 1 и 2 представлены результаты в сравнении с аналитически полученными выражениями (7).

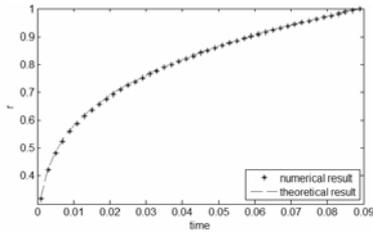


Рис. 1. Закон движения волны детонации

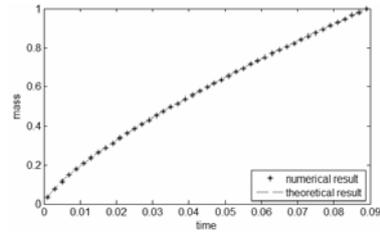


Рис. 2. Закон роста массы

Из приведенных рисунков видно, что наблюдается хорошее совпадение аналитически полученных результатов с данными численного эксперимента. Основываясь на вышесказанном, можно сделать вывод о правомерности применения используемого численного алгоритма к задачам со сферической симметрией.

Работа выполнена при поддержке грантов РФФИ № 08-02-100631 и ведущей научной школы НШ-1055.2008.2.

- [1] Гурбатов С.Н., Саичев А.И. Введение в теорию нелинейных волн гидродинамического типа. Н.Новгород: ННГУ, 2003. С.71.
 [2] Noullez A., Vergassola M. //Journal of Scientific Computing. 1994. V. 9. No.3.

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ КОЛЕБАНИЙ, ВОЗБУЖДАЕМЫХ В ОБЪЕМНЫХ РЕЗОНАТОРАХ ГЕЛЬМГОЛЬЦА

А.В. Гайниев, В.В. Курин

Нижегородский госуниверситет

В работе исследовалась зависимость добротности резонатора Гельмгольца от его объема и параметров его горловины. Была проверена возможность применимости формулы для нахождения собственной частоты колебаний резонатора, полученная Гельмгольцем.

Резонатор Гельмгольца является примером акустической колебательной системы. Он представляет собой сосуд с открытой горловиной (рис. 1). Воздух в горловине является колеблющейся массой, а объем воздуха в сосуде играет роль упругого элемента. Такое разделение справедливо лишь приближенно, так как некоторая часть воздуха в полости обладает инерционным сопротивлением. Таким образом, в общем случае резонатор Гельмгольца представляет собой систему с распределенными параметрами.

Физической моделью такого резонатора является цилиндр, в котором движется поршень (рис. 2). Уравнение движения поршня описывает колебания гармонического осциллятора и имеет вид:

$$\frac{d^2\xi}{dt^2} + c^2\rho_0 \frac{S_0^2}{MV} \xi = 0;$$

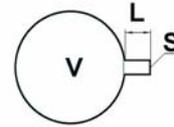


Рис.1

Следовательно, собственная частота колебаний резонатора Гельмгольца равна:

$$f_0 = \frac{c}{2\pi} \sqrt{\frac{S}{VL}};$$

где c – скорость звука; S – сечение горловины резонатора; L – длина горловины; V – объем внутренней полости.

Для проведения исследований была создана экспериментальная установка (рис. 3):

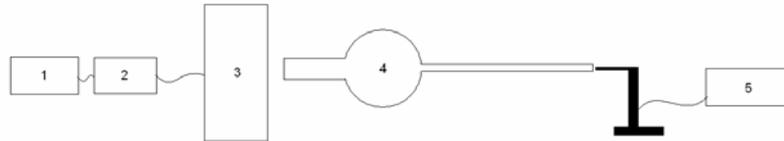


Рис.3

На рис.3 обозначены: 1 – генератор частот; 2 – усилитель; 3 – источник акустических волн; 4 – резонатор Гельмгольца; 5 – измерительный шумомер с калиброванным микрофоном.

С помощью экспериментальной установки были сняты резонансные кривые для различных объемов резонатора. По ним определена его добротность. Зависимость добротности от резонансной частоты приведена на рис.4: ряд 1 – резонатор с водой; ряд 2 – «сухой» резонатор.

Различное поведение кривой $Q(f)$ для первого эксперимента и четырех последующих, объясняется наличием в последних водной границы, поскольку объем резонатора

уменьшался путем частичного заполнения водой. Изменение физических свойств объемной полости резонатора привело к изменению коэффициента затухания акустической волны, а, следовательно, и добротности.

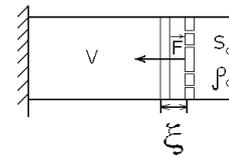


Рис.2

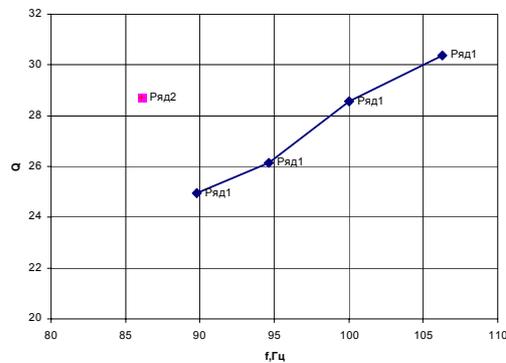


Рис.4

Параметры горловины резонатора изменялись путем помещения в нее трубок различных длин и сечений. Были получены зависимости добротности резонатора от параметров горловины, приведенные на рис.5. Как видно из графика, с увеличением длины горловины добротность резонатора уменьшается, что объясняется увеличением площади соприкосновения звуковой волны со стенками горловины резонатора.

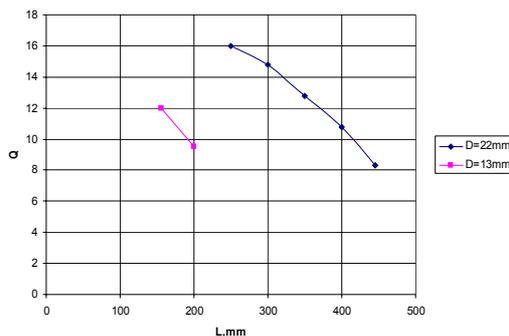


Рис.5

По результатам проведенных исследований был сделан следующий вывод: формула для нахождения собственной частоты колебаний резонатора, полученная Гельмгольцем справедлива при достаточно большой величине отношения площади сечения горловины к площади сечения полости.

Работа выполнена при поддержке гранта НШ-1055.2008.2.

[1] Скучик Е. Основы акустики. М.: Иностранная литература, 1959.

[2] Рэлей Дж.У. Теория звука. М.: Техничко-теоретическая литература, 1940.

ПОПЕРЕЧНЫЕ СПЕКТРЫ ФУНКЦИЙ ГРИНА СЛОИСТОЙ СРЕДЫ В ГИДРОАКУСТИЧЕСКОЙ ТОМОГРАФИИ

П.К. Гайкович²⁾, А.И. Хилько¹⁾

¹⁾Институт прикладной физики РАН, ²⁾Нижегородский госуниверситет

Освоение морского шельфа предполагает развитие методов акустического зондирования и томографии, целью которых могут быть объекты, погруженные в слой осадков, или неоднородности более глубоких донных слоев. В работе [1] был предложен подход к постановке задачи когерентной гидроакустической томографии в волноводе Пекериса, исходными данными для которого являются результаты двумерного сканирования над областью объёмных неоднородностей в зависимости от параметра измерений, который определяет эффективную глубину формирования принимаемого сигнала (например, уровня сканирующего устройства над дном или частоты сигнала). Эти данные, таким образом, представляют собой трёхмерную функцию и, соответственно, содержат информацию о трёхмерной структуре среды.

Были предложены схемы измерений и алгоритм решения [1], для которых задача разрешима в рамках подхода, основанного на решении интегрального уравнения для комплексных амплитуд поля давления гармонического гидроакустического сигнала в борновском приближении теории возмущений. Если рассеивающая

сигнала в борновском приближении теории возмущений. Если рассеивающая область находится под дном, в среде 1, а приемник – в среде 2, то, представляя поле точечного источника в \mathbf{r}_0 в виде суммы невозмущенной и рассеянной компонент, т.е., $P = P_0 + P_1$, имеем для рассеянного поля уравнение, связывающее его с распределением неоднородности скорости звука c_s в исследуемой области (объекте наблюдения):

$$P_1(\mathbf{r}, \mathbf{r}_0) = -2A(\omega) \frac{\omega^2}{c^3} \int_{V'} c_s(\mathbf{r}') G_{12}(\mathbf{r}, \mathbf{r}') G_{21}(\mathbf{r}', \mathbf{r}_0) d\mathbf{r}' \quad (1)$$

в котором A – амплитуда сигнала, c – скорость звука в среде 1, ω – частота поля источника, а функции Грина G невозмущенного волновода зависят от разности входящих в них поперечных координат. Решение трехмерных интегральных уравнений типа (1) является весьма сложной вычислительной задачей, но ее можно существенно упростить путем сведения (1) к уравнению типа свертки по поперечным координатам. В схеме многоуровневого зондирования [1] это уравнение сводится к искомому виду относительно функции $c_g(\mathbf{r}') = c_s(\mathbf{r}') G(\mathbf{r}', \mathbf{r}_0)$:

$$P_1(\mathbf{r}) = -2A(\omega) \frac{\omega^2}{c^3} \int_{V'} c_g(\mathbf{r}') G_{12}(x - x', y - y', z, z') d\mathbf{r}' \quad (2)$$

Двумерное преобразование Фурье по поперечным координатам сводит задачу (2) к решению одномерного уравнения Фредгольма 1-го рода относительно глубинного профиля поперечного спектра неоднородностей $c_g(\kappa_x, \kappa_y, z)$:

$$P_1(\kappa_x, \kappa_y, z) = -2A(\omega) \frac{4\pi^2 \omega^2}{c^3} \int c_g(\kappa_x, \kappa_y, z') G_{12}(\kappa_x, \kappa_y, z, z') dz' . \quad (2')$$

Другая возможность упрощения (1) позволяет реализовать метод многочастотного сканирования на одном уровне глубины, используя частоты в диапазоне одномодового распространения от источника в дальней зоне, когда его поле $G_{21} = F_{21}(\kappa_x, \kappa_y, z) \cdot \exp[-i(k_x x + k_y y)]$ – одиночная плоская волна. Тогда, используя преобразование Фурье от функции с экспонентой в (1), получаем одномерное уравнение для глубинного профиля спектра неоднородности, сдвинутого на величину поперечных компонент волны источника:

$$P_1(\kappa_x, \kappa_y, \omega) = -2A \frac{\omega^2}{c^3} \int c_s(\kappa_x - k_x, \kappa_y - k_y, z') G_{12}(\kappa_x, \kappa_y, z', \omega) F_{21}(k_x, k_y, z', \omega) dz' . \quad (3)$$

Необходимые формулы для поперечных спектров функций Грина трудно получить, используя обычное представление сферической волны в виде однократного интеграла по комплексной переменной (с.210 в [2]), приводящее к формулам для модовой структуры цилиндрических волн. В данной работе удалось получить явные выражения для этих спектров, используя разложение (с.158 в [2]) сферической волны по плоским волнам в виде двукратного интеграла по действительным переменным (поперечным волновым числам κ_x, κ_y):

$$G_{12}(\kappa_x, \kappa_y) = \frac{iA}{8\pi^2} T_{12} \frac{\exp[-i\kappa_{2z}(z-h)] - \exp[-i\kappa_{2z}(z+h)]}{1 + R_{21} \exp(2i\kappa_{2z}h) \kappa_{1z}} e^{i[-\kappa_x x' - \kappa_y y' + \kappa_{1z}(z-h)]}, \quad (4)$$

$$G_{21}(\kappa_x, \kappa_y) = \frac{iA}{8\pi^2} T_{21} \frac{[e^{-i\kappa_{2z}h} - e^{i\kappa_{2z}h}] [e^{i\kappa_{2z}z'} + R_{21} e^{i\kappa_{2z}(2h-z')}]}{1 + R_{21} \exp(2i\kappa_{2z}h) \kappa_{2z}} e^{i[-\kappa_x x' - \kappa_y y' + \kappa_{1z}(z-h)]}, \quad (5)$$

где R_{12} , R_{21} , T_{12} , T_{21} – коэффициенты Френеля, $\kappa_{1z,2z} = \sqrt{k_{1,2}^2 - \kappa_x^2 - \kappa_y^2}$, $k_{1,2} = \omega/c_{1,2}$, h – уровень дна, отсчитываемый от поверхности ($z=0$).

Применяя (4) и (5) при решении (2) и (3), можно вычислять рассеянные поля (включая ближнюю зону), что делает возможным численную реализацию предложенных методов томографии на основе решения обратной задачи для этих одномерных уравнений. Трехмерное распределение возмущения скорости звука в неоднородной области получается путем двумерного обратного преобразования Фурье восстановленных глубинных профилей поперечного спектра этого распределения.

Работа поддержана РФФИ (проект № 06-02-16589).

[1] Гайкович П. К., Хилько А.И. // В кн.: Тр. 11-й Научной конференции по радиофизике. 7 мая 2007 г. / Ред. А.В.Якимов. – Н.Новгород: ТАЛИАМ, 2007, с.185.

[2] Бреховских Л.М. Волны в слоистых средах. – М: Наука, 1973, 343 с.

О ВОЗНИКНОВЕНИИ ДАЛЬНИХ КОРРЕЛЯЦИЙ В ЗАДАЧЕ ОБРАТНОГО РАССЕЯНИЯ АКУСТИЧЕСКИХ СИГНАЛОВ НА ДИСКРЕТНЫХ НЕОДНОРОДНОСТЯХ

И.Ю. Грязнова, А.И. Трусова

Нижегородский госуниверситет

Эффект дальних корреляций или эффект усиления обратного рассеяния – это увеличение интенсивности за счёт образования когерентных каналов распространения.

На кафедре акустики был проведён эксперимент по обратному рассеянию акустических сигналов на донных, дискретных, случайно расположенных неоднородностях – стальных сферах одинакового радиуса. На расстоянии h от поверхности дна находились два когерентных излучателя и два приёмника, сигналы с которых суммировались. Блок-схема экспериментальной установки представлена на рис. 1.

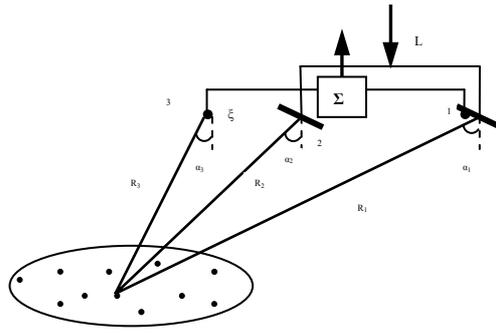


Рис.1

Расстояние между излучателями L было много больше апертур антенн ($L \gg d$). Первый приёмник находился там же, где и первый излучатель, расстояние ζ между излучателем 2 и приёмником 3 варьировалось. В результате этого эксперимента получено почти двукратное увеличение средней интенсивности рассеянного поля по мере приближения приёмника 3 к излучателю 2, вплоть до помещения его в пределы апертуры излучающей антенны.

Для теоретического объяснения данного экспериментального результата в приближении однократного рассеяния запишем среднюю интенсивность обратного рассеяния

$$\langle I \rangle = (A\gamma\alpha)^2 \sum_{i=1}^N \left\{ \left| D_{1i} \right|^2 \left(\frac{1}{R_{1i}^4} + \frac{1}{R_{1i}^2 R_{3i}^2} \right) + \left| D_{2i} \right|^2 \left(\frac{1}{R_{1i}^2 R_{2i}^2} + \frac{1}{R_{2i}^2 R_{3i}^2} \right) \right\} +$$

$$+ (A\gamma\alpha)^2 \sum_{i=1}^N \left\{ \left\langle \frac{D_{2i} D_{1i}}{R_{1i}^2 R_{3i} R_{2i}} e^{i(\varphi_{21i} - \varphi_{13i})} \right\rangle + \left\langle \frac{D_{1i} D_{2i}^*}{R_{1i}^2 R_{2i} R_{3i}} e^{i(\varphi_{31i} - \varphi_{21i})} \right\rangle \right\}.$$

Если приёмник 3 не совпадает с излучателем 2, тогда суммарную интенсивность можно представить в виде:

$$\langle I \rangle = \left(\frac{2 (A \alpha \gamma)^2}{R^4} \right) \frac{4 n \pi \lambda^2}{h^2 d^2}.$$

Если приёмник 3 совпадает с излучателем 2, то в выражении для средней интенсивности появляется новый член:

$$I_{\text{дон}} = (A\gamma\alpha)^2 \frac{2\pi\lambda^2}{h^4 d^2} \exp \left\{ -\frac{1}{4} \left(\frac{d}{h\lambda} \right)^2 (Y_1 - Y_2)^2 \right\}.$$

Следовательно, интенсивность возрастает благодаря возникновению дальних корреляций, а появление этого эффекта связано с образованием когерентных каналов распространения. Если «точки прицела» обоих приёмников совпадают (т.е., $Y_1 = Y_2$), то средняя интенсивность обратного рассеяния возрастает примерно в полтора раза.

Закон спада дополнительного вклада в интенсивность по мере удаления второго точечного приёмника из апертуры излучателя представляется следующим выражением:

$$I_{\text{доп}} = 2 \frac{(A \gamma \alpha)^2}{h^2} \cos^2 \alpha_1 \cos \alpha_2 \cos \alpha_3 \bar{n} \frac{\pi \lambda^2}{d^2} \frac{1}{\sqrt{\frac{1}{2}(\cos^2 \alpha_1 + \cos^2 \alpha_2)}} e^{-\frac{ik\xi^2}{2h}} e^{-\frac{\pi^2 \xi^2}{d^2}} e^{ik \alpha_2 \xi}.$$

Зависимость $I_{\text{доп}}(\xi/d)$ представлена на рис.2.

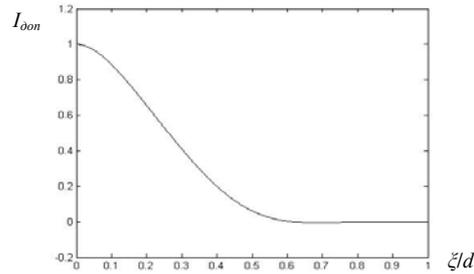


Рис.2

Таким образом, показано, что при использовании сложной приёмно-излучательной системы можно экспериментально наблюдать эффект усиления обратного рассеяния. В приближении однократного рассеяния построена теоретическая модель, объясняющая возникновение эффекта усиления обратного рассеяния, наблюдается качественное соответствие теоретических и экспериментальных результатов.

Работа выполнена при поддержке гранта НШ-1055.2008.2.

ЭВОЛЮЦИЯ ИНТЕНСИВНЫХ АКУСТИЧЕСКИХ РАСХОДЯЩИХСЯ ВОЛН (ЧИСЛЕННОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ В СРЕДАХ MATLAB И LABVIEW)

А.Е. Данилычев, И.Ю. Демин, С.В. Рябов

Нижегородский госуниверситет

Целью данной работы является численное моделирование эволюции регулярных и шумовых акустических сигналов, распространение которых описывается обобщенным уравнением Бюргерса (для всех видов волн с плоской и неплоской геометрией) [1]:

$$\frac{\partial p}{\partial r} + \frac{jp}{2r} - \frac{\beta}{c^2} p \frac{\partial p}{\partial t} = \frac{\mu}{2c^3 \rho} \frac{\partial^2 p}{\partial t^2}. \quad (1)$$

Здесь c – линейная скорость звука, ρ – невозмущенная плотность среды, r – расстояние от источника, $\beta = (\gamma + 1)/2$ – параметр нелинейности среды. Число j определяет тип волны: $j = 0, 1, 2$ для плоской, цилиндрической и сферической волны соответственно. Обобщенное уравнение Бюргерса описывает три физических эффекта, влияющих на форму и амплитуду распространяющейся волны: динамиче-

скую нелинейность, вязкое затухание и геометрическую расходимость. Характерные расстояния проявления всех трех эффектов могут быть непосредственно оценены из вида самого уравнения и граничного условия.

Будем решать обобщенное уравнение Бюргерса спектральным методом в частотной области для сферически расходящихся волн. Для этого уравнение (1) заменой переменных сводится к безразмерной форме и, с учетом прямого и обратного Фурье-преобразования, его решение можно представить в виде:

$$C(\omega, x + \delta_x) = C(\omega, x) + \delta_x i \omega \left(\frac{R_0}{R_0 + x} \right) F \left((F^{-1}(C(\omega, x)))^2 \right) - \delta_x \varepsilon \omega^2 C(\omega, x), \quad (2)$$

где F и F^{-1} – операторы быстрого прямого и обратного преобразования Фурье, R_0 – начальный безразмерный радиус, ε – величина равная обратному числу Рейнольдса.

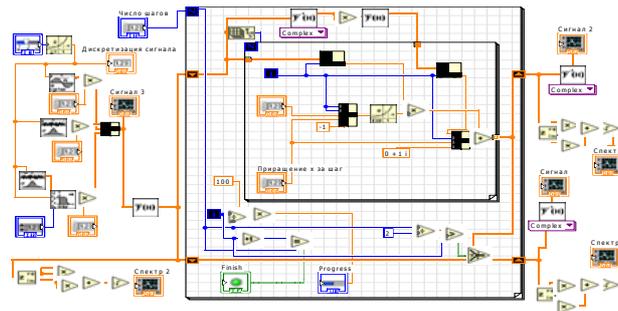


Рис.1. Блок-диаграмма схемы спектрального метода решения уравнения Бюргерса

Отметим, что представление (2) удобно для анализа спектрального состава как детерминированных, так и шумовых волн. Для решения задачи по данной итерационной схеме был создан программный код в среде программирования MatLab. Также в докладе приведены результаты численного моделирования эволюции спектров интенсивных акустических волн в недиспергирующих средах с использованием технологий National Instruments. Использование среды LabVIEW [2] делает вычисления чрезвычайно простыми, а результаты наглядными по сравнению с традиционными приемами программирования. На рис.1. приведена блок-диаграмма спектрального метода решения уравнения Бюргерса в среде LabVIEW. При помощи данной схемы удалось проанализировать эволюцию как регулярных, так и шумовых сферических сигналов. Соответствующие примеры приведены на рис.2 и рис.3 (численное моделирование выполнено в среде MATLAB).

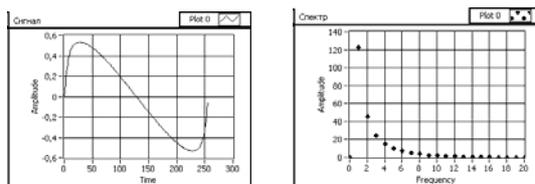


Рис.2. Профиль и спектр гармонического сигнала в нелинейной среде (численное моделирование выполнено в среде LabVIEW)

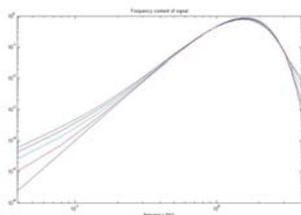


Рис.3а. Эволюция спектра шумового гауссова сигнала (с максимумом на ненулевой частоте) ($R=0.5, 0.91, 1.66, 3.02, 5.51, R_0=0.5, Re=800$)

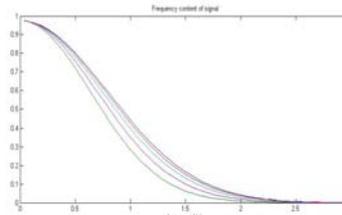


Рис. 3б. Эволюция спектра шумового гауссова сигнала (с максимумом на нулевой частоте) ($R=0.5, 0.74, 1.35, 3.01, 10.04, R_0=0.5, Re=200$)

Работа выполнена при поддержке грантов РФФИ №08-02-00631 и ведущей научной школы НШ-1055.2008.2.

- [1] Гурбатов С.Н., Малахов А.Н., Саичев А.И. Нелинейные случайные волны в средах без дисперсии. М: Наука, 1991.
 [2] Тревис Дж. LabVIEW для всех. М.: ДМК Пресс, 2004.

ФОКУСИРОВКА МОНОПОЛЬНОГО ИСТОЧНИКА В СЛОЖНОЙ СРЕДЕ

А.А. Стромков

Институт прикладной физики РАН

В последние годы интерес многих ученых в области гидроакустики направлен на исследование временного обращения сигналов или TRA – Time Reverse Acoustics [1]. Традиционное представление этого метода включает регистрацию сигналов, пришедших от пробного источника на приемно-излучающую антенну и последующее излучение зарегистрированных сигналов в среду с изменением знака времени. В точке расположения пробного источника происходит наиболее точная компенсация задержек и дисперсии, благодаря чему уровень поля в этой точке оказывается

существенно выше, чем во всем остальном пространстве среды. Этот эффект называется фокусировкой, а система реализующая его – зеркалом, обращающим время (TRM – Time Reverse Mirror).

До сих пор теоретический анализ работы таких систем в мелководных волноводах проводился на основе модового представления для гармонических сигналов, хотя в экспериментах применялись широкополосные сигналы. Мы предлагаем подход, основанный на методах анализа четырехполосников, широко распространенный в радиотехнике.

Пусть пробный источник из точки пространства с координатами \vec{r}_p излучает сигнал $x(\tau, \vec{r}_p)$. На элементах k приемной антенны, расположенных в точке \vec{r}_k , сигнал запишется:

$$y_k(t, \vec{r}_k) = \int x(\tau, \vec{r}_p) h_k(t - \tau, \vec{r}_p, \vec{r}_k) dt,$$

где $h_k(t - \tau, \vec{r}_p, \vec{r}_k)$ – импульсная передаточная функция из точки \vec{r}_p в точку \vec{r}_k приемопередающей антенны.

Обратив во времени принятый сигнал, предполагая разделение временных и пространственных переменных, а также малые изменения пространственной корреляции сигналов антенны вблизи пробного источника, получим:

$$z(t, \vec{r}_i) = R_s(\vec{r}_p, \vec{r}_i) \int x(\tau, \vec{r}_p) R_t(t - \tau) d\tau \sum_k A_k,$$

где $R_s(\vec{r})$ и $R_t(\tau)$ – пространственная и временная нормированные функции корреляции соответственно, а A_k – амплитуда корреляционного максимума для сигнала элемента k .

Сумма по амплитудам всех элементов антенны представляет собой константу. Из этого следует, что результат фокусировки (форма фокального пятна вблизи пробного источника) не зависит от числа элементов антенны и определяется формой максимума пространственной корреляции.

Полученный результат означает, что, используя только один приемопередающий элемент в мелководном волноводе, можно фокусировать сигнал в любую заданную точку волновода не хуже, чем с помощью антенны. Качественно это явление можно пояснить следующим образом. Источник сигнала, размещенный в волноводе, за счет отражений от границ формирует антенну (виртуальную) мнимых источников, размер которой существенно больше толщины волновода. Именно эта антенна и фокусируется в точку расположения пробного источника, и именно её размер определяет форму фокального пятна. Максимальный размер виртуальной антенны пропорционален дистанции фокусировки и тангенсу Брюлюэновского угла высшей моды. Исходя из этого, можно оценить размер фокального пятна такой виртуальной антенны. Для идеального волновода вертикальный размер Δ_z фокального пятна будет равен:

$$\Delta_z = \frac{H}{\left(m + \frac{1}{2}\right)},$$

где H – толщина волновода, m – номер высшей распространяющейся моды.

Если подобным образом проанализировать работу приемной антенны с использованием согласованной фильтрации и принятый сигнал от пробного источника, то окажется, что пространственная зависимость чувствительности такой системы равна распределению поля антенны TRM. То есть приемную антенну также можно сфокусировать в любую точку пространства. Более того, одиночные приемные и приемопередающие элементы при определенных условиях можно фокусировать в любую точку среды так же эффективно, как и пространственно-развитые системы.

В условиях мелкого моря с применением 64-элементной антенны, прикрывающей всю водную толщу (10 м), с применением сигнала в виде линейно частотной

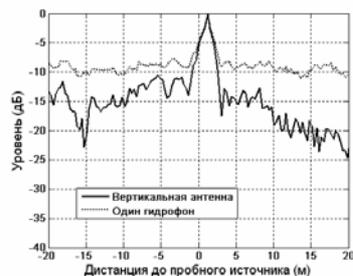


Рис. 1

модуляции в диапазоне от 1200 до 3200 Гц, были выполнены измерения, которые полностью подтвердили изложенный выше анализ. На рис. 1 приведены продольные сечения фокального пятна для вертикальной приемной антенны и одного из её элементов. В фокальной области хорошо видно практически полное совпадение.

Приведенный анализ показывает, что в волноводе форма фокальной области широкополосных сигналов пропорциональна пространственной корреляции этих сигналов.

Таким образом, необходимым условием фокусировки являются малые интервалы пространственной корреляции, что зависит как от характеристик волноводов, так и от параметров сигналов. Не имея возможности влиять на свойства мелководных волноводов, для реализации фокусировки точечных источников и приемников необходимо подбирать параметры сигналов, основным из которых является полоса частот.

Работа поддержана грантом РФФИ № 07-02-01205.

[1] Fink M. // Physics Today. 1997. P. 34.

ЧИСЛЕННОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ ФОКУСИРОВКИ ОБРАЩЕНИЕМ ВРЕМЕНИ В МЕЛКОМ МОРЕ

А.В. Прошин¹⁾, А.А. Стромков²⁾

¹⁾Нижегородский госуниверситет

²⁾Институт прикладной физики РАН

В последнее время возрос интерес к системам подводного мониторинга океана, основанным на методе обращения акустических волн во времени. Традиционно схема временного обращения выглядит следующим образом. Пробный источник излучает сигнал в среду, этот сигнал принимается элементами приемо-передающей системы, запоминается и излучается обратно в среду с изменением хода времени. При этом в области расположения пробного источника наблюдается фокусировка обращенного сигнала [1].

Для описания распространения акустических волн в мелководном волноводе (мелкое море) удобно пользоваться модовым представлением [2]. Поле в таком волноводе представляется в виде нормальных волн (модовое представление), распространяющихся с различной скоростью. Применим данный метод для описания временного обращения сигналов в мелком море.

Поле моды n в таком волноводе, создаваемое гармоническим пробным источником на элементе k вертикальной приемо-передающей антенны, запишем в виде:

$$p_n(z, r_{i\epsilon, k}) = \sqrt{\frac{2}{H}} \psi_n(z_{i\epsilon}) \psi_n(z_k) \exp[i\xi_n r_{i\epsilon, k}],$$

где H – глубина волновода, ψ_n и ξ_n – форма и волновые числа мод n , $r_{i\epsilon, k}$ – расстояние от пробного источника до элемента антенны.

Полное поле будет иметь вид суммы по всем модам:

$$P(n) = \sum_n p_n(z, r_{i\epsilon, k}).$$

Обращение времени выражается в виде смены знака у показателя экспоненты. Каждая принятая мода, излучаемая назад со сменой знака, возбуждает весь спектр мод. Поэтому обращенное поле примет следующий вид:

$$P(z, r) = \sum_k \sum_n \sum_m P(n) \sin(\lambda_m z_k) \sin(\lambda_m z) \exp[-i\xi_m r],$$

где m – номер моды обращенного поля.

Данная формула описывает обращенное поле гармонического сигнала пробного источника. Для широкополосного источника с автокорреляционной функцией $R(\tau)$ при согласованной обработке выражение для обращенного поля примет следующий вид:

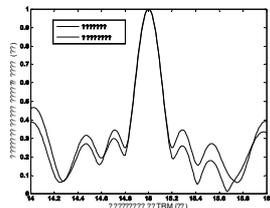
$$P(z, r) = \sum_k \sum_n \sum_m P(n) \sin(\lambda_m z_k) \sin(\lambda_m z) \exp[-i\xi_m r] R(\tau_{nm}),$$

где $\tau_{nm} = \frac{(\xi_n r_{i\epsilon, k} - \xi_m r - \xi_l r_{i\epsilon, k} + \xi_l r)}{\omega}$.

Для исследования возможностей обращения времени было выполнено численное моделирование для изоскоростного волновода и четырех волноводов с различными типами осадочных слоев. Для изоскоростного волновода использовались аналитические значения мод и волновых чисел, а для трехслойного волновода – комплексные численные значения, полученные с помощью модели KRAKEN и учитывающие модовые потери, то есть:

$$\xi_m = \xi_m + i\beta_m .$$

Обращенное поле в волноводе рассчитывалось как для одиночного приемо-передающего элемента, так и для антенны. Во всех приведенных результатах расчета использовались средняя частота сигнала 500 Гц, ширина полосы сигнала 300 Гц, толщина мелководного волновода 100 м, толщина слоя осадков 10 м.



Численное моделирование позволило получить пространственные зависимости обращенного поля от глубины и дистанции для приемо-передающей антенны или одного элемента.

На рисунке приведены горизонтальные сечения уровня обращенного широкополосного поля для изоскоростного волновода с идеальными границами. Сплошная кривая соответствует обращению антенной-излучателем, пунктир – обращению монополю. Из рисунка видно, что фокусировки на пробный источник одним приемопередатчиком и многоэлементной антенной практически не отличаются, т.е. размеры фокального пятна одинаковы в обоих случаях.

Моделирование показало, что эффективность фокусировки гармонического сигнала сильно зависит от размеров антенны, и один приемопередающий элемент не позволяет сфокусировать поле путем обращения времени. Получено, что широкополосные сигналы хорошо фокусируются с помощью одного элемента, однако эффективность фокусировки уменьшается при уменьшении полосы частот сигнала. В волноводах с затуханием эффективность фокусировки падает с увеличением поглощения и ростом дистанции. Из результатов моделирования видно, что фокусировку поля на пробный излучатель в мелком море можно осуществить и с помощью одного излучателя. Существенная разница обращенных полей для антенны и монополя наблюдается только вне фокального пятна и зависит от гидрологии и структуры дна волновода, в котором происходит распространение.

Работа поддержана грантом РФФИ № 07-02-01205.

- [1] Зверев В.А., Коротин П.И., Стромков А.А.// Акустика неоднородных сред. Ежегодник РАО. Труды научной школы проф. С.А. Рыбака. Троицк: Тровант, 2007. Вып. 8. С. 147.
- [2] Бреховских Л.М., Лысанов Ю.П. Теоретические основы акустики океана. Л.: Гидрометеиздат. 1982. 264 с.

ИССЛЕДОВАНИЕ РАСТЕКАНИЯ ПЛЕНОК НА МОРСКОЙ ПОВЕРХНОСТИ В ПРИСУТСТВИИ ВЕТРА

С.А. Ермаков¹⁾, Е.В. Макаров²⁾, И.А. Сергиевская¹⁾

¹⁾Институт прикладной физики РАН

²⁾Нижегородский госуниверситет

Как было экспериментально определено, форма сликового пятна на поверхности моря в присутствии ветра и ветрового волнения отличается от осесимметричной.

Рассматривая влияние ветра на форму слика, необходимо принять во внимание влияние поверхностных волн. На границе пятна затухающие поверхностные волны создают давление за счет индуцированного ими течения, направленного внутрь слика. Механизм давления на пленку со стороны затухающих поверхностных волн исследовался, например, в [1,2].

Для рассмотрения задачи об изменении формы слика обратимся к теории Фэя [3], добавив силу, отвечающую влиянию индуцированного течения.

Баланс сил (для пленки пренебрежимо малой массы) можно записать в виде:

$$Sl - F_i = \rho v \frac{l}{t\sqrt{vt}} l^2, \quad (1)$$

где F_i – сила давления на слик со стороны ветровых волн, $S = S_{23} - (S_{21} + S_{13})$ – разность коэффициентов поверхностного натяжения, ρv – плотность воды, умноженная на вязкость воды, l – размер слика, t – время.

В предположении, что влияние индуцированного течения пропорционально размеру слика:

$$F_i = l \int \lambda(k) \tau_m(k) \Psi(k) dk,$$

где $\lambda(k)$ – размер области затухания волны, $\tau_m(k)$ – среднее индуцированное волновое напряжение, создаваемое волной единичной амплитуды с волновым числом k , $\Psi(k)$ – спектр поверхностного волнения, получаем соотношение длин осей слика в присутствии ветра

$$\frac{l_{\parallel}}{l_{\perp}} = \left(\frac{S}{S - \int \lambda(k) \tau_m(k) \Psi(k) dk} \right)^{1/2}, \quad (2)$$

Таким образом, слик имеет форму, вытянутую по ветру. Причем пропорции формы слика в данном приближении не меняются в процессе растекания (при постоянной скорости ветра).

При малой скорости ветра и возбуждении волн в режиме слабой надкритичности, кривизна наиболее неустойчивой волны удовлетворяет уравнению Гинзбурга-Ландау:

$$\frac{d\xi}{dt} = r(u^* - u_c^*)\xi - \xi |\xi|^2 \gamma. \quad (3)$$

В стационарном случае (скорость ветра неизменна), имеем:

$$|\xi|^2 = \frac{r(u^* - u_c^*)}{\gamma}. \quad (4)$$

Считая, что спектр поверхностного волнения в слабо надкритичном режиме (когда возбуждается практически одна длина волны) можно представить в виде:

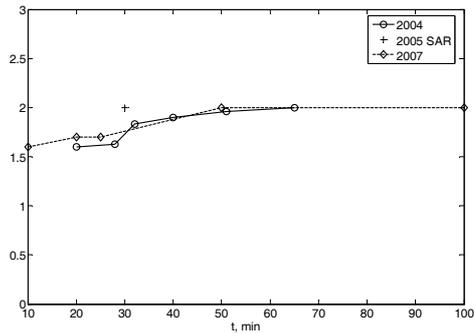
$$\psi(k) = \frac{|\xi|^2}{2k_0^2} \delta(k - k_0). \quad (5)$$

Получаем оценку соотношения длин осей слайка:

$$\frac{l_{\parallel}}{l_{\perp}} = \left(\frac{S}{S - \lambda(k_0)\tau_m(k_0)r \frac{u^* - u_c^*}{2\gamma k_0^2}} \right)^{1/2}.$$

Для малых скоростей ветра (~ 2 м/с) соотношение длин составляет величину порядка 2, что подтверждается натурными экспериментами (рис.1, на котором изображены зависимости соотношения длин от времени в трех натуральных экспериментах).

Работа была выполнена при частичной поддержке гранта «Ведущие научные школы» НШ-1055.2008.2», при поддержке РФФИ (гранты 08-05-00634, 08-05-97011, 07-05-00125), INTAS (проекты MOPED, DEMOSSS, BOW).



- [1] Гушин Л.А., Ермаков С.А. // Известия РАН, Физика атмосферы и океана, 2004. Т.40, №2. С. 277.
 [2] Christensen K. H. // J. Fluid Mech. 2007. V. 4.
 [3] In Oil on the Sea / Ed. D.P. Hoult. New York and London: Plenum. 1969. P. 53.