АКУСТИКА

ПРИМЕНЕНИЕ АНТЕНН ОБРАЩЕНИЯ ВРЕМЕНИ В МЕЛКОВОДНЫХ ВОЛНОВОДАХ

В.А. Зверев, А.А. Стромков

Институт прикладной физики РАН

Путем несложного теоретического анализа одного элемента антенны, использующей временное обращение сигналов (ВОС) в неоднородной среде, для спектра сигнала на выходе системы обработки получим:

$$Z(\omega,r) = R(r_p,r)\xi(\omega,r_p)$$

где ω – круговая частота, r – координата пространства, r_p – координата пробного источника, ζ – множитель (для классической схемы обращения времени – спектр сигнала пробного источника (ПИ), для приемной схемы – комплексно-сопряженное произведение спектров). Множитель $R(r_p,r)$ представляет собой взаимно-корреляционную функцию импульсных передаточных характеристик от источника до пробного источника и до приёмного гидрофона. Эта функция имеет глобальный максимум при $r \equiv r_p$, и чем сложнее среда, тем тело этого максимума более компактно. Это означает, что даже для одного излучателя наблюдается пространственная фокусировка. Этот эффект возникает благодаря наличию мнимых источников, которые фокусируют поле в точку расположения пробного источника.

При наличии многоэлементной излучающей антенны происходит когерентное сложение сигналов в точке пробного источника. Это ведет к появлению дополнительного фокусирующего сомножителя, определяемого характеристиками физической антенны. Пространственные размеры максимума этого сомножителя существенно больше, чем размеры максимума виртуальной антенны мнимых источников, вследствие того, что размер физической антенны меньше. Поэтому применение физической антенны в системах обращения времени в сложных средах приводит лишь к повышению уровня поля и тем самым к увеличению отношения сигнал/шум для аддитивных помех и в общем случае не приводит к улучшению фокусировки.

Очевидно, что при разработке гидроакустических систем (ГАС), использующих обращение времени, необходимо включать обе части (и излучающую, и приемную), что позволит получить увеличение эффективности почти в два раза в логарифмическом выражении. Эксперименты по исследованию характеристик ГАС, использующих обращение времени, были выполнены в натурных условиях в 2006 году с применением приемной части схемы. Для исследования характеристик фокального пятна излучатель перемещался с помощью рабочего катера на фиксированной глубине. Для приема сигналов были установлены 64-элементные горизонтальная и вертикальная антенны.

Экспериментальная оценка размеров фокального пятна осуществлялась путем вычисления корреляции импульсов, принятых с трассы, и пробного сигнала (в качестве которого использовался один из импульсов с трассы). Для сравнения фокусирующих свойств обработка выполнялась для одного гидрофона и всей антенны. Для одиночного гидрофона вычислялась некогерентная сумма интенсивностей корреляции по всем гидрофонам.

На рис. 1 приведено сечение фокального пятна вдоль направления на вертикальную антенну. Как и следовало ожидать, сечения фокального пятна совпадают как для одиночного гидрофона, так и для антенны. Для горизонтальной антенны, вследствие бокового ее расположения относительно трассы, сечение фокального пятна оказалось косым и, как следствие, несколько более широким.

Эффект фокусировки можно пояснить, используя модовое представление. На приемопередающую антенну приходит сигнал пробного источника, представляющий сумму мод, растянувшихся во времени вследствие дисперсии. Поворот во времени этого сигнала и излучение обратно в среду приводит к тому, что моды начи-

нают собираться вместе и в точке ПИ запаздывание между модами становится равным нулю. В этой точке происходит когерентное сложение мод. Во всех остальных точках моды складываются некогерентно. Таким образом, увеличение отношения сигнала к шуму при обращении времени равно отношению когерентной суммы мод к некогерентной. Это позволяет достаточно легко оценить выигрыш для конкретной ситуации (волновода). Численное моделирование для трехслойного волновода с несколькими типичными гидрологиями и типами осадков показало, что в большинстве случаев выигрыш со-



ставляет 7–9 дБ и только при существенном модовом поглощении падает до 2–3 дБ. Используя фокусировку обращением времени для излучающей и приемной части



ГАС, можно получить выигрыш до 20 дБ.

Для экспериментальной проверки возможности получения выигрыша за счет фокусировки приемной антенны был выполнен следующий эксперимент. Пробный источник был опущен у стенки монолитного пирса. Через 12 часов сигнал пробного источника использовался при обработке сигналов бистатической локационной схемы. На рис. 2 приведены эхограммы, полученные путем фокусировки на источник подсветки и с использованием сигнала пробного источника. Хорошо видно, что уровень отраженного от

пирса сигнала вырос на 9 дБ.

Работа поддержана грантом РФФИ № 07-02-01205 и грантом президента РФ «Ведущие научные школы» № НШ-10261.2006.2.

ПРОСТРАНСТВЕННАЯ СЕЛЕКЦИЯ ИСТОЧНИКОВ ЗВУКА СЛУХОВЫМ АППАРАТОМ ЧЕЛОВЕКА С ИСПОЛЬЗОВАНИЕМ ОБРАЩЕНИЯ ВРЕМЕНИ

А.А. Стромков

Институт прикладной физики РАН

Основным алгоритмом селекции отдельных источников в настоящее время признается бинауральное восприятие. Однако эта модель не способна объяснить многие особенности восприятия звука человеком. Бинауральная модель объясняет пространственную селекцию звука человеком за счет формирования диаграммы направленности восприятия двухточечным приемником, состоящим из разнесенных ушей. Вместе с тем такая приемная система обладает достаточно слабой направленностью по амплитуде.

Известно множество экспериментальных фактов, которые не укладываются в бинауральную модель. Например, хорошо известны эксперименты, которые показывают, что и при восприятии одним ухом человек способен оценивать направление прихода источника звука. Более того, слабослышащие люди, пользующиеся слуховым аппаратом в одном ухе, при достаточно большом количестве общающихся людей чувствуют себя достаточно комфортно и способны выделять собеседника из нескольких говорящих людей. При этом выделяемый собеседник может находиться дальше человека, мешающего разговору. В концертном зале слушатель способен выделить отдельный инструмент или группу из оркестра, что практически невозможно при прослушивании качественной студийной записи этого же исполнения. Поразительные локационные возможности летучих мышей в пещерах в полной темноте не могут быть полностью объяснимы бинауральным восприятием.

В работе [1] на основе экспериментальных оценок показано, что уже при соотношении сигнал/шум порядка –10 дБ удается правильно идентифицировать звуковой стимул при одинаковом азимуте источника стимула и помехи.

Возникает вопрос, можно ли объяснить такие способности слуха, не используя модель бинаурального восприятия. Как показано в [2–5], обращение времени позволяет осуществлять достаточно хорошую пространственную фокусировку, усиливая сигналы из этой точки до 10 дБ за счет неоднородности среды.

Допустив, что слуховой аппарат может выполнять согласованную фильтрацию и оценку импульсной (частотной) характеристики (ИХ) среды распространения от источника до слухового аппарата без использования пробных источников, можно объяснить факты, не укладывающиеся в бинауральную модель.

Согласованную фильтрацию (коррелятор) слуховой аппарат может выполнить с использованием улитки (линии задержки).

Оценка ИХ без тестового сигнала также возможна. Методы такой оценки являются основой методов слепой дереверберации (blind dereverberation) [6–8].

Было выполнено моделирование предлагаемого механизма восприятия. Для этого использовались отрезки фонограмм (предложения) дикторского текста. В эти фонограммы вносились эхо-реверберационные искажения для прямоугольного помещения типа концертного зала с расположением приемника примерно в центре зала и источниками, расположенными по краям короткой стороны зала на некотором расстоянии от стен (источники в разных концах сцены). Две фонограммы с разными ИХ складывались как с некоторым запаздыванием одной относительно другой, так и без него. При прослушивании такой записи делалась попытка выделить и распознать одну из фраз. Оценивалось качество выделения и распознавания этих фраз. Задержка воспроизведения одной из фраз существенно увеличивала качество распознавания второй. По-видимому, при восприятии диктора, начавшего текст раньше, слуховой аппарат настраивался на его восприятие и в дальнейшем мог лучше его выделять.

Кроме того, была выполнена объективная оценка эффективности согласованной фильтрации обеих фраз с использованием ИХ одного из источников. После обработки для выбранной конфигурации зала увеличение отношения дисперсий согласованного источника к несогласованному составило 5 дБ. На слух после обработки согласованная фраза воспринималась без искажений (практически как и до обработки). Вторая (несогласованная фраза) была больше похожа на шум.

Таким образом, предлагаемая модель восприятия путем подавления многоканальности распространения позволяет осуществлять выделение отдельных источников, увеличивая их уровень по сравнению с другими.

- Best V., Ozmeral E., Gallun F.J., Sen K., Shinn-Cunningham B.G. // JASA. 2005. V.118, No.6. P.3766.
- [2] Зверев В.А., Стромков А.А. // Труды 11-й Научной конф. по радиофизике. Н.Новгород, 2007. С. 159.
- [3] Зверев В.А. // Акустический журнал. 2004. Т.50, № 6. С. 685.
- [4] Зверев В.А. // Изв. вузов. Радиофизика. 2003. Т.46, № 7. С. 575.
- [5] Зверев В.А. // Акустический журнал. 2005. № 3. С. 356.
- [6] Hayes M.H., Lini J.S., Oppenheim A.V. // IEEE Trans. Acoust., Speech Processing. 1980. V.28. P. 672.
- [7] Зверев В.А., Павленко А.А., Соколов А.Д., Шаронов Г.А. // Акустический журнал. 2001. Т.47, №1. С. 76.
- [8] Pelinovsky E., Choi B.H., Stromkov A., Didenkulova I., Kim H.S. // Tsunamis: case studies and recent developments. V.23. New York: Springer, 2005. P. 57.

ИССЛЕДОВАНИЕ СОВМЕСТНЫХ КОЛЕБАНИЙ ВЗАИМОДЕЙСТВУЮЩИХ ГИДРОАКУСТИЧЕСКИХ ИЗЛУЧАТЕЛЕЙ

И.П. Смирнов¹, В.Г. Бурдуковская¹, А.Г. Кошкин², А.И. Хилько¹

¹⁾ Институт прикладной физики РАН ²⁾Нижегородский госуниверситет

При маломодовой акустической томографии океана используются направленные гидроакустические импульсы, которые излучаются вертикально ориентированными решетками близко расположенных друг от друга низкочастотных взаимодействующих через среду излучателей (рис. 1). Для формирования согласованных с волноводом маломодовых импульсов следует создать вдоль решетки необходимые апертурные множители, учитывая при этом их взаимное влияние.



Рис. 1. Структура решетки излучателей Рис. 2. Модель низкочастотного излучателя

В настоящем исследовании для анализа совместных колебаний излучателей в решетке использована модель излучателя в виде двух упругих кольцевых мембран, которые закреплены в торцах цилиндра, заполненного газом и погруженного в жидкость (рис. 2). Коллективные низкочастотные радиально симметричные колебания мембран будем описывать системой дифференциальных уравнений

$$u_{tt}^{(i)} = a_i^{*2} \Delta u^{(i)} - v_i^* u^{(i)} + \sum_{j:j \neq i} p^{(ij)} [u_{tt}^{(j)}(\cdot, t - t^{(ij)})], i = \overline{1, n}.$$
 (1)

Здесь $u^{(i)}(r,t)$ – отклонение точки $r \in [r_1, r_2]$ мембраны с номером *i* в момент времени *t* от положения равновесия, Δ – радиальная часть оператора Лапласа. Входящие в систему параметры имеют следующий физический смысл: ρ_i – поверхностная плотность массы мембраны, $\rho_i^* \equiv \rho_i + \rho_i^{(r)}$ – эффективная поверхностная плотность массы (учитывающая присоединенную массу колеблющейся жидкости), $T_m^{(i)}$ — натяжение мембраны, $v_i^* \equiv (R_i + R_i^{(r)}) / \rho_i^*$ –эффективный коэффициент вязкого трения, учитывающий потери на излучение, R_i – коэффициент силы вязкого трения, $R_i^{(r)}, \rho_i^{(r)}$ – соответственно активная и инерционная составляющие плотности распределенного акустического импеданса. Величина $a_i^* \equiv \sqrt{T_m^{(i)} / \rho_i^*}$ эффективной скорости распространения поперечных волн в мембране учитывает помимо сил вязкого трения и реакцию среды, связанную с соколеблющейся массой жидкости и потерями на излучение звуковой волны (сопротивление излучения). На рис. 3 показаны рассчитанные по модели (1) зависимости нормированных резонансных характеристик для двух одинаковых мембран от эффективного коэффициента вязкого трения v^* и расстояний *L* между излучателями. Верхний рисунок соответствует парциальным колебаниям, когда взаимное облучение излучателей не учитывается.



Параметры задачи: λ_0 — длина звуковой волны, соответствующая частоте $F_0 = 250 \,\Gamma$ ц, $\rho_0 / \rho_i^* = 1000/39$, $r_1 = 0.1 \,\text{m}$, $r_2 = 0.3 \,\text{m}$, $a^* = 101.44$, $c_0 = 1500 \,\text{m/c}$, $\sigma_{11} = 1$, $\sigma_{12} = 0$, $\sigma_{21} = 0$, $\sigma_{22} = 1$. Из показанных на рис. З зависимостей видно, что за счет различных условий фазировки и пространственной синхронизации частотная характеристика упругой системы излучателей деформируется.



На рис. 4 показано сравнение распределений амплитуд колебаний излучателей от номера излучателя в антенной решетке низкочастотных излучателей, используемых в морских экспериментах, при включении лишь одного излучателя № 1, наблюдаемых экспериментально (ромбики) и расчетов (звездочки), полученных в рамках развиваемой в

настоящей работе модели при параметрах $\rho=75$, $v^*=1103$, соответствующих наименьшему различию измеренных данных и теоретической и зависимости. Хорошее совпадение результатов измерений и расчетов показывает, что модель (1) хорошо описывает особенности колебаний решетки излучателей и может быть использована в дальнейших исследованиях методов формирования маломодовых импульсов.

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

О ПРИЧИНАХ ПОЯВЛЕНИЯ ПЕННЫХ ШАПОК НА ВОЛНАХ

Д.А. Селивановский

Институт прикладной физики РАН

Механизм появления пенных шапок на ветровых волнах, бегущих по глубокой воде, до сих пор неясен. Обычно упоминание о таких пенных шапках связывается с невнятным термином «обрушения» волн. Однако и у автора, и у некоторых его коллег, кто имел возможность наблюдать ветровые волны и на реке, и на море, уже давно сложилось впечатление, что даже сравнительно сильное ветровое волнение не сопровождается никаким обрушением волн с шапками пены.

Удалось проследить и некоторые особенности появления пенных шапок. Например, на реке, когда вдоль неё дует ветер, для волн, бегущих по глубокой воде, удается проследить и повторяемость волн с шапками пены, и локализацию пенных шапок на воде. Оказалось, что шапки пены возникают приблизительно через одно и то же число волн без шапок пены, пробегающих в свой черед вслед. Новые же шапки пены возникают на волнах практически в тех же местах сносимой течением воды. Сразу вслед следующая через это место волна уже не имеет шапки пены, она заметно мельче, и с этого момента цуг волн формируется как бы заново. Это происходит из-за того, что область фронта волны, где возникает шапка пены, опережает в целом фронт данной волны. При этом возникают фазовые искажения в системе волнения.

Нечто подобное можно наблюдать и в открытом море, хотя в море на воде нет ориентиров в отличие от реки (например, проплывающий сор). Аэросъёмки морской поверхности всё же позволяют проследить существование цугов волн с шапками, в пространстве между которыми располагаются волны без пены. Их число для данной ситуации, как правило, одно и то же. Можно также заметить, что, как и на реке, в море область пены, внезапно развивающаяся на волне, опережает в своём движении общий фронт ветровой волны.

Над пенной шапкой возникает поток возносящихся капель, направление вылета которых в среднем вертикально и поток которых имеет практически одинаковые характеристики по всему периметру пенной шапки [1]. То есть вся область пены сдвигается как целое. И пена, и взлетающие капли – продукт лопанья пузырьков, внезапно и массово достигающих поверхности из глубины.

В совокупности этих явлений существует подобие с квазистатической ситуацией, развивающейся в водоворотах, образующихся в течении воды. Под водой, вблизи оси вращения воды в водовороте накапливается некоторое количество пузырьков, захватываемых с поверхности. В какой-то из моментов эти пузырьки внезапно всплывают, образуя обильную пену. При этом скорость вращения в водовороте (по крайней мере, на время) уменьшается, а иногда водоворот вообще «умирает».

Пузырьки же под взволнованной поверхностью, как оказалось, располагаются, к тому же, в виде сгущений, отстоящих друг от друга в направлении распространения волн на расстоянии, кратном энергонесущей компоненте длины волны [2]. Такая организация расположения пузырьков изначальна: и под волнами морской зыби, на которых шапки пены отсутствуют, существуют сгущения пузырьков, расстояния между которыми составляют несколько длин волн зыби [3].

Эффект массового всплывания пузырьков из зон их максимального присутствия вполне объясняет и появление пенной шапки только лишь на некоторых волнах, и опережающий сдвиг из-за сохранения импульса пенной шапки относительно фронта волны в целом.

Можно предположить, что затравочный импульс для появления пузырьков под водой связан с локальными стеканиями вглубь участков более плотного тонкого слоя воды, всегда существующего на поверхности. Однако каким образом и почему это происходит не под каждой из пробегающих волн, пока неясно.

Но это лишь начало процесса образования, накопления и переполнения подводных пузырьковых сгущений.

Очевидно, что возникновение пенных шапок турбулизирует границу области воды вблизи вершины волны из-за дополнительного сдвига такой шапки. Такая турбулизация должна увеличивать диффузионный поток пузырьков вглубь.

Предлагаемый механизм появления пенных шапок на ветровых волнах пока лишь качественно объясняет события этого феномена.

- [1] Melville W.K., Matusov P. // Nature. 2002. P.58.
- [2] Буланов В.А. Введение в акустическую спектроскопию микронеоднородных жидкостей. Владивосток: Дальнаука, 2001. 239 с.
- [3] Диденкулов И.Н., Муякшин С.И., Селивановский Д.А. Измерение распределения пузырьков в приповерхностном слое моря // Труды XI сессии РАО. М., 2001. С.25.

ВИРТУАЛЬНАЯ СЕЙСМИЧЕСКАЯ АНТЕННА. ЛАБОРАТОРНОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ

Ю.М. Заславский¹⁾, Е.В. Пачин²⁾

¹⁾Институт прикладной физики РАН ²⁾Нижегородский госуниверситет

В докладе представлены результаты экспериментального анализа процессов возбуждения и регистрации сейсмических волн в земной среде путем их моделирования в лабораторных условиях. Модель среды выполнена в виде параллелепипеда, образуемого пачкой мягких строительных облицовочных пластин (полная толщина ~ 17 см), и имитирует верхнюю часть разреза грунта. Волновые отклики на импульсы возбуждения, идентичные по форме и уровню, принятые на геофон CB-20TC, установленный на поверхности искусственной среды со слоистой структурой, записываются в память компьютера в каждой точке линейного профиля, причем источником колебаний служит такой же геофон, работающий в «обращенном» режиме (см. рис. 1, где представлена схема эксперимента). Электрический генератор и подключенный к нему сейсмо-преобразователь обеспечивают вертикально направленное импульсное воздействие на поверхность (длительностью $\Delta t=1$ мс).



Рис. 1

В эксперименте реализуется подобие виртуальной антенны, т.е. антенны с синтезируемой апертурой, когда регистрация упругих волн ведется единственным приемником-геофоном путем его дискретной перестановки вдоль профиля. Целью экспериментов является получение данных об акустических характеристиках структуры, о типе возбуждаемых волн и стабильности формы регистрируемых импульсов, о характерных изменениях волнового поля, сопутствующих внесению локальных неоднородностей в приповерхностную область структуры и являющихся информативными признаками при их поиске. На рис. 2 даны осциллограммы сигналов, зарегистрированные в 12 точках на свободной поверхности параллелепипеда, которые следуют с шагом 5 см вдоль линейного профиля, идущего от источника. Цена деления на оси времени – 10 мс. На первых 20 мс времени задержки в указанной совокупности реализаций выделяется линия равных фаз, соответствующая возбуждению в модельной структуре поверхностной рэлеевской волны [1], бегущей со скоростью $C_{\rm R} \approx$





40 м/с. Центральная частота волнового спектра находится в интервале 40...50 Гц. По спаду уровня сигнала с удалением от источника измерено среднее значение декремента затухания этой волны $\theta_R \approx 0.75$. Прием сигналов вдоль вертикали, идущей вглубь структуры, показал, что скорости объемных волн составляют: $C_P \approx 65$ м/с, $C_S \approx 9$ м/с соответственно. Благодаря сильной анизотропии волновых скоростей, выбор структуры с полной толщиной 17 см является оправданным. Для последних 5 реализаций рис. 2 характерен обратный наклон линии равных фаз в области задержек по времени 40...50 мс, а также амплитудный рост сигналов, принятых в точках на

удалениях 40...60 см, что свидетельствует о влиянии отражения волны от края, противоположного источнику.

Данная «неоднородность» легко обнаруживается визуально. Другая важная особенность, представленная в осциллограммах, - это идентичность работы источника колебаний с сохранением начальной фазы в каждой реализации, изображающей сигнал в любой точке приема. Такая стабильность необходима для работы виртуальной антенны, удобной для активного зондирования окружающего просАрннопиные данные получены при регистрации рэлеевской волны в том случае, когда вблизи профиля приемных точек на поверхности присутствует локальная неоднородность, которая, как и край искусственной структуры, также может внести отчетливо обнаруживаемые изменения в картину волнового поля. На рис. З дается подобный набор сигналов, соответствующих приему волн на ту же виртуальную антенну, но в присутствии металлического диска (D = 10 см, вес 3 кг), установленного на поверхности в 3 см от профиля – апертуры приемной антенны. Неоднородность обусловливает понижение уровня откликов, зарегистрированных в ближайших к ней точках приема (4 точки на удалениях 20...35 см). Это демонстрирует характерное искажение пространственного распределения и подтверждает возможность диагностирования локальных неоднородностей методом «шаблона», т.е. путем простого наложения картин волнового поля без дополнительной обработки данных. Подобие результатов, полученных в лабораторных условиях и в натурных экспериментах [2], показывает перспективность этапа моделирования при сейсморазведке.

Работа поддержана РФФИ (Грант № 05-02-16874).

- [1] Викторов И.А. Звуковые поверхностные волны в твердых телах. М.: Наука, 1981.
- [2] Саваренский Е.Ф., Кирнос Д.П. Элементы сейсмологии и сейсмометрии. М.: ГИТТЛ, 1955.

ИЗМЕРЕНИЕ АКУСТИЧЕСКИХ ХАРАКТЕРИСТИК СКВАЖИН

В.В. Чернов, И.Н. Диденкулов, А.И. Малеханов, А.А. Стромков

Институт прикладной физики РАН

Скважины широко используются не только для разведки и добычи жидких углеводородов, солевых растворов и воды, но и для диагностики геодинамических процессов. В сейсмоопасных регионах наблюдение за изменчивостью геофизических характеристик, получаемых из скважинных измерений, имеет целью выявить факторы, позволяющие предвидеть сильные сейсмические события. Постановка долговременных скважинных измерений с использованием большого числа различных датчиков является достаточно дорогостоящим мероприятием. Поэтому поиск сравнительно простых новых надежных методов измерения геофизических параметров – важная задача. Привлекательность данного эксперимента обусловлена тем, что на расстоянии около 35 км от сверхглубокой скважины расположена плотина Нижегородской







ГЭС, на которой установлены 8 гидротурбин, представляющих собой мощные дебалансные источники низкочастотных вибраций. Предварительные измерения, выполненные как на плотине, на расстоянии нескольких сотен метров от машинного зала, так и в непосредственной близости (на расстоянии около 50 м) от машинного зала, показали, что, действительно, сейсмоприемниками колебательной скорости регистрируются мощные колебания на частотах, кратных 2 Гц, различной поляризации. В качестве примера на рис. 1 приведен текущий спектр горизонтальной компоненты колебательной скорости, измеренный на расстоянии 300 м от ма-

шинного зала ГЭС. Спектр показывает, что в сейсмическом сигнале присутствуют горизонтальные компоненты, кратные частоте 4 Гц.

На расстоянии около 35 км севернее плотины Нижегородской ГЭС имеется уникальное геологическое образование, именуемое «Пучеж-Катункская аномалия», диаметром 80 километров и возрастом 167 млн. лет. Приблизительно в центре кратера и пробурена сверхглубокая скважина до глубины 5374 м. Как известно, в кристаллических породах коэффициент затухания сейсмоакустических сигналов значительно меньше, чем в осадочных. В эксперименте специальный трехкомпонентный геофон (датчик рывка [1]) был установлен в заполненной водой скважине на глубине около 2,2 км. В течение длительного времени проводилась запись сигналов с геофона. Обработка полученных данных показала, что в спектре сигнала с геофона присутствуют частоты, кратные частоте 2 Гц. На рис. 2 приведена спектрограмма вертикальной компоненты с датчика, расположенного на глубине 2,2 км. Следует отметить, что амплитуда некоторых спектральных компонент меняется во времени, причина этого явления может быть связана с модуляцией излучаемых ГЭС вибросигналов.

Кроме того, в эксперименте исследована еще одна возможность регистрации низкочастотных сейсмических волн, приходящих с большой глубины. Дело в том, что заполненную водой скважину можно рассматривать как узкий волновод с жесткой (снизу) и мягкой (сверху) крышками. Акустические колебания водного столба могут вызываться сейсмическим волнами, приходящими на скважину и воздействующими на неё. В этом случае в верхней части волновода на границе вода-воздух реализуется максимум колебательной скорости. В свою очередь, воздушная часть скважины представляет собой трубу с закрытой нижней и открытой верхней частью. В такой системе кроме собственных колебаний, определяемых расстоянием от среза скважины до воды (т.е. на этом расстоянии должно укладываться нечетное число четвертей длин волн), должны присутствовать и пульсации, обусловленные волноводным распространением колебаний из нижней части трубы. Поэтому можно надеяться зарегистрировать колебания, вызванные сейсмическими волнами, с помощью микрофона, установленного у среза скважины. В эксперименте измерительный микрофон типа МК 102 RFT устанавливался в верхней части скважины. Кроме собственных частот скважины были зарегистрированы и низкие частоты, кратные 2 Гц, обусловленные сигналами ГЭС.

Таким образом, в данной работе экспериментально показана возможность регистрации в глубокой скважине, расположенной на расстоянии в несколько десятков километров, сейсмических сигналов, генерируемых низкочастотными вибрациями гидротурбин ГЭС. Подобные измерения могут оказаться полезными в задачах геоакустического мониторинга, в частности в сейсмоактивных районах.

Также продемонстрирована возможность использования водовоздушного столба в глубокой скважине для регистрации сейсмических колебаний глубокозалегающих слоев, что может найти применение при наблюдении за сейсмическими процессами.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (06-05-64925) и Президентской программы поддержки ведущих научных школ (НШ-10261.2006.2, НШ-6043.2006.2).

[1]. Беляков А.С. // Сейсмические приборы. М.: ОИФЗ РАН, 2000. С.27.

ВЛИЯНИЕ ИНТЕРФЕРЕНЦИИ АКУСТИЧЕСКИХ МОД НА СТРУКТУРУ ПОВЕРХНОСТНОЙ РЕВЕРБЕРАЦИИ В ОКЕАНИЧЕСКИХ ВОЛНОВОДАХ

М.А. Раевский, А.И. Хилько

Институт прикладной физики РАН

При разработке теоретических моделей поверхностной реверберации (см., например, [1, 2]) чаще всего используются некогерентные модели ветровой реверберации, игнорирующие эффекты интерференции нормальных мод. Подобное приближение можно считать оправданным при анализе сглаженных по интерференционной структуре характеристик поля реверберации. Данная работа направлена на разработку теоретической модели реверберации, учитывающей интерференционную структуру акустических полей в океанических волноводах. Исходным для анализа является интегральное выражение для парного коррелятора комплексных амплитуд $b_n(t)$ реверберационного сигнала, приведенного в работе [1]. Исследуем влияние интерференции мод для практически важного случая моностатического режима реверберационного сигнала [3]. В этом случае исследование можно ограничить рассмотрением автокоррелятора $< b_n(t_1)b_n^*(t_2) >$ и проанализировать влияние на его структуру межмодовых корреляций излучаемого сигнала. Рассмотрим вначале случай узкополосных импульсов с гауссовой огибающей $\alpha_n(t) = A_n \exp(-\lambda^2 t^2)$. Используя выражение для интенсивности [1] и интегрируя по горизонтальным координатам, получим:

$$<\left|b_{n}(t)\right|^{2}>=\frac{\pi^{2}\sqrt{\pi}}{\lambda k_{n}t}\sum_{\nu\mu}\frac{V_{n\mu}V_{n\nu}A_{\nu}A_{\mu}\left[(\gamma_{n}+\gamma_{\mu})^{2}+(\gamma_{n}+\gamma_{\nu})^{2}\right]}{(k_{\nu}k_{\mu})^{1/2}(2\gamma_{n}+\gamma_{\nu}+\gamma_{\mu})}B(q)\exp\left[1/((\gamma_{n}+\gamma_{\mu})^{2}+(\gamma_{n}+\gamma_{\mu})^{2})\right]\exp\left[-\lambda^{2}t^{2}(\gamma_{\mu}-\gamma_{\nu})^{2}-(4\lambda^{2})^{-1}(k_{\mu}-k_{\nu})^{2}+it(k_{\nu}-k_{\mu})(2\gamma_{n}+\gamma_{\nu}+\gamma_{\mu})\right],$$
(1)

где k_n – волновое число моды, $\gamma_n = v_n^{-1}$ – обратное значение её групповой скорости, B(q) – двумерный изотропный спектр волнения. Упрощенной некогерентной теории реверберации соответствует удержание лишь членов с $\mu = v$. Таким образом, учет интерференционных эффектов качественно меняет характер временной зависимости реверберационного отклика. Если в некогерентной теории мы имеем монотонное спадание интенсивности во времени по закону t^{-1} , то в когерентной теории наряду с этим амплитудным фактором возникают временные осцилляции. При этом наличие многих слагаемых с близкими частотами порождает явление сложной квазислучайной временной структуры и, в частности, явление федингов. Соотношение парциальных вкладов межмодовых корреляторов в интенсивность селектируемой моды определяется величиной экспоненты, фигурирующей в (1). Первое слагаемое в показателе экспоненты описывает эффект усреднения реверберационного отклика на длине импульса. Действительно, локальные вклады точек рассеяния интегрируются по R внутри импульсного объема длиной $L < \approx VT$ с интерференционным фазовым множителем $\exp[i(k_{\mu}-k_{\nu})R]$. Естественно ожидать, что для длинных импульсов, удовлетворяющих условию $(k_v - k_\mu)^2 \overline{V}^2 T^2 >> 1$, вклад соответствующих членов (вследствие усреднения на длине импульса) становится экспоненциально малым. Наоборот, для коротких импульсов, когда $(k_v - k_{\mu})^2 \overline{V}^2 T^2 << 1$, этот эффект отсутствует, то есть когерентные компоненты интенсивности интегрируются по всему импульсному объему $L \approx VT$, как и некогерентная компонента.

Экспоненциальное ослабление когерентных компонент в интенсивности реверберации, описываемое вторым слагаемым в показателе экспоненты, связано с пространственным разбеганием огибающих сигналов излучаемых мод, возникающим за счет разности их групповых скоростей. Соответствующий эффект зависит как от длины импульсов, то есть $T = \lambda^{-1}$, так и дистанции, которую пара импульсов мод v и μ проходит от точки излучения до точки рассеяния. При этом легко видеть, что при условии $t << \overline{V}(\lambda | V_v - V_\mu |)$ пространственное разбегание импульсов меньше их длины и этот эффект практически не влияет на результат. Если же имеет место обратное условие $t >> \overline{V}(\lambda | V_v - V_\mu |)$, то излучаемые импульсы для мод v и μ в точке рассеяния (соответствующей времени наблюдения t) расходятся на расстояние, существенно превышающее длину импульса $L = \overline{V}T$. Вследствие этого и вклад этих интерференционных слагаемых в интенсивность экспоненциально мал. Для широкополосных (ЛЧМ) сигналов величина интерференционных эффектов определяется не длиной физического импульса, а длиной импульса, сжатого после согласованной фильтрации.

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

- [1] Абросимов Д.И., Долин Л.С. // Акустический журнал. 1981. Т. 27, № 6. С. 808.
- [2] Раевский М.А., Лучинин А.Г., Бурдуковская В.Г., Хилько А.И. // Изв. вузов. Радиофизика. 2003. Т.46, №3. С. 210.
- [3] Лучинин А.Г., Хилько А.И. // Акустический журнал. 2005. Т.51, №2. С. 124.

ТЕОРЕТИЧЕСКАЯ МОДЕЛЬ АКУСТИЧЕСКОЙ ПОВЕРХНОСТНОЙ РЕВЕРБЕРАЦИИ ДЛЯ ШИРОКОПОЛОСНЫХ ЗОНДИРУЮЩИХ СИГНАЛОВ

М.А. Раевский, А.И. Хилько

Институт прикладной физики РАН

В [1, 2] предложена модель низкочастотной поверхностной реверберации в океанических волноводах, основанная на некогерентном суммировании вкладов отдельных мод и предположении о том, что в каждой точке поверхности рассеяние определяется резонансной гармоникой спектра ветрового волнения, определяемой известным соотношением Брэгга. Покажем, что данная теоретическая модель рассеяния удовлетворительно работает, если длина акустического импульса, излучаемого источником звука, существенно превышает масштаб корреляции поверхностного волнения. В случае сложных (широкополосных) сигналов этому условию должна удовлетворять длина импульса, сжатого в результате согласованной фильтрации. Для обобщения брэгговской модели поверхностного рассеяния используем выражение для временной функции корреляции комплексных амплитуд α_р мод рассеянной компоненты [2]:

$$<\alpha_{p}(t_{1})\alpha_{p}^{*}(t_{2})>=(8\pi)^{-1}\sum_{p_{2}}(\kappa_{p}\kappa_{p_{2}})^{-1}V_{pp_{2}}^{2}\int d\mathbf{r}' d\mathbf{r}''(r'r'')B(t_{1}-t_{2},\mathbf{r}'-\mathbf{r}'')\exp[i\kappa_{p}r'-i\kappa_{p}r''+\kappa_{p_{2}}r''-i\kappa_{p}r''-\gamma_{p_{2}}r'')B(t_{1}-t_{2},\mathbf{r}'-\mathbf{r}'')]$$
(1)

где $V_{pp_2} = (d\varphi_p/dz)(d\varphi_{p_2}/dz)$ – коэффициент взаимодействия мод на нерегулярной свободной поверхности, B(r, f) – функция корреляции вертикальных смещений поверхности, κ_p – волновое число моды, $\gamma_p = v_p^{-1}$ – обратное значение ее групповой скорости, $b_p(t)$ – комплексная амплитуда модовых импульсов. Рассмотрим вначале интенсивность реверберации в случае узкополосных (простых) сигналов, для которых длительность импульса Т и ширина полосы $\Delta \omega$ удовлетворяют условию $\Delta \omega T \sim 1$. Перейдем к новым переменным интегрирования $\mathbf{R} = (\mathbf{r'} + \mathbf{r''})/2$, $\rho = \mathbf{r'} - \mathbf{r''}$ и учтем, что при $r >> \rho$ выполняется приближенное соотношение $|\mathbf{r} - \rho| = r - (\mathbf{n}\rho)$, где $\mathbf{n} = \mathbf{r}/r$. В новых переменных для интенсивности мод моностатической реверберации имеем:

$$\left\langle \left| \alpha_{p}(t) \right|^{2} \right\rangle = (8\pi)^{-1} \sum_{p_{2}} (\kappa_{p} \kappa_{p_{2}})^{-1} V_{pp_{2}}^{2} \int d\mathbf{R} d\rho R^{-2} B(\rho) \exp[i(\kappa_{p} - \kappa_{p_{2}})(\mathbf{n}\rho)] b_{p_{2}}(t - (\gamma_{p} + \gamma_{p_{2}})R - (\mathbf{n}\rho)(\gamma_{p} + \gamma_{p_{2}})/2) b_{p_{2}}^{*}(t - (\gamma_{p} + \gamma_{p_{2}})R + (\mathbf{n}\rho)(\gamma_{p} + \gamma_{p_{2}})/2) \right\rangle$$
(2)

В (2) предполагается, что размеры области интегрирования существенно больше масштаба корреляции ℓ_{cor} неоднородностей и поэтому характерные значения $\rho << R$. При интегрировании по ρ удобно использовать систему координат $\{\rho_{\perp}\rho_{\parallel}\}$, ориентированную вдоль вектора **R**, при этом $(\mathbf{n}\rho) = \rho_{\parallel}$. В случае произвольного соотношения между длиной импульса L_p и масштабом корреляции ℓ_{cor} , разложив огибающую импульсного сигнала $b_p(t)$ в интеграл Фурье и проинтегрировав по ρ_{Π} и κ_{Π} , получим:

$$< \left|\alpha_{p}(t)\right|^{2} >= (\pi/2)\sum_{p_{2}} (\kappa_{p}\kappa_{p_{2}})^{-1} V_{pp_{2}}^{2} \int d\mathbf{R}R^{2} \int d\omega_{1}d\omega_{2} \times$$

 $\times B(\kappa_{\Pi} = -\kappa_p - \kappa_{p_2} + (\omega_1 + \omega_2)(\gamma_p + \gamma_{p_2})/2, \kappa_{\perp} = 0) b_{p_2\omega_1} b_{p_2\omega_2}^* \exp[i(\omega_1 - \omega_2)(t - \tau_R)], (3)$ где $\tau_R = (\gamma_p + \gamma_{p_2})R$ – время запаздывания и $B(\kappa_{\Pi} \kappa_{\perp})$ спектр неровностей. В случае длинного зондирующего импульса $L_p >> l_{cor}$ характерная ширина спектра огибающей импульса $\Delta \omega$ и характерная ширина спектра неровностей κ_* удовлетворяют условию $\kappa_* \nu_p >> \Delta \omega$ и можно пренебречь частотным сдвигом аргумен κ_{Π} κ_{\perp} в спектре неровностей, после чего, интегрируя по ω_1, ω_2 , мы снова получаем известную формулу (3). В случае более коротких излучаемых импульсов, когда $\kappa_* v_p \leq \Delta \omega$, интенсивность реверберации, как это следует из выражения (2), определяется не только гармоникой Брэгга, но целым кластером гармоник спектра неровностей, имеющим ширину $\Delta \kappa \sim \Delta \omega v_p^{-1}$, и использование теории Брэгга будет приводить к неверным значениям уровня реверберации. Более того, для очень коротких импульсов, когда $\kappa_* v_p <<\Delta \omega$, все гармоники спектра неровностей в равной степени участвуют в формировании реверберации. Аналогичные результаты получены для широкополосных сложных сигналов. Показано, что обобщение резонансного рассеяния Брэгга необходимо, если с масштабом корреляции неровностей сопоставима длина зондирующего импульса, сжатого после согласованной фильтрации. Функция неопределенности реверберации в этом случае также определяется кластером гармоник пространственного спектра неровностей.

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

Абросимов Д.И., Долин Л.С. // Акустический журнал. 1981. Т.27, № 6. С.808.
 Раевский М.А., Хилько А.И. // Изв. вузов. Радиофизика. 2007. Т.50, №1. С.20.

ПРИМЕНЕНИЕ PIV-МЕТОДА ДЛЯ ИССЛЕДОВАНИЯ ПЕРЕМЕШИВАНИЯ, ИНДУЦИРОВАННОГО СТОЯЧИМИ ПОВЕРХНОСТНЫМИ ВОЛНАМИ В ЖИДКОСТИ

С.А. Ермаков²⁾, О.С. Ермакова¹⁾, Ю.А. Мальков¹⁾, Д.А. Сергеев²⁾, Ю.И. Троицкая²⁾

¹⁾Нижегородский госуниверситет ²⁾Институт прикладной физики РАН

Существует ряд способов, позволяющих в лабораторных условиях визуализировать движения жидкости. В частности, исследование эволюции течений можно проводить посредством подкрашивания верхних слоев жидкости и наблюдения за границей подкрашенного слоя [1]. Современные способы измерения полей скорости течений в жидкости связаны с использованием метода Particle-image velocimetry (PIV), основанного на наблюдении за частицами нейтральной плавучести, маркирующими движения жидкости. При соответствующей корреляционной обработке видеоизображений, полученных в разные моменты времени, можно определить величину скорости в данной точке в данный момент времени, а значит, восстановить поле скорости в жидкости.

В настоящей работе экспериментально изучены особенности среднего течения, создаваемого стоячими параметрическими гравитационно-капиллярными волнами при помощи PIV-метода.

Установка для проведения экспериментов по изучению перемешивания, индуцированного поверхностными параметрическими волнами, включала в себя вибростенд и прямоугольную кювету с размерами 267×226×88 мм, заполненную пресной водой. В кювете за счет развития параметрической неустойчивости при осцилляци-

ях вибростенда возбуждались гравитационно-капиллярные волны (рис. 1). Производилось измерение поля скорости течения в плоскости, перпендикулярной гребню стоячей волны методом PIV. В воду были помещены частицы нейтральной плавучести. Напротив кюветы с водой был установлен лазер, луч которого при помощи цилиндрической линзы был преобразован в ограниченную полуплоскость. Полученное изображение фиксировалось видеокамерой и обрабатывалось с помощью разработанного комплекса программ. Было показано, что в поле стоячих поверхностных волн форми-



1-кювета, 2-вибростенд, 3-генератор НЧ сигналов, 4- видеокамера, 5-лазер, 6- линза, 7-компьютер. 8- частицы



руется среднее течение (рис. 2), приводящее к перемешиванию в верхнем слое жидкости. Рассмотрим простую теоретическую модель, описывающую течение, индуцированное волнами малой амплитуды. Будем решать задачу в терминах завихренность – функция тока и предположим, что функция тока может быть представлена в виде суммы потенциальной части и вихревой части, возникающей из-за наличия вязкости:

$$\Psi_{nom} = Ae^{-kz}\cos\omega t\cos kx, \quad \Psi_{guxp} = \operatorname{Re}(Be^{-mz}e^{i\omega t})\cos kx, \quad m^2 = -\frac{i\omega}{v}, \tag{1}$$

здесь *а*, *k* – частота и волновое число стоячих волн, *v* – вязкость жидкости.

Вихревая часть функции тока связана с завихренностью соотношением $-\chi = \Delta \Psi_{euxp.}$. Осредняя уравнение Навье–Стокса по периоду волн, можно найти выражение для средней завихренности. Подставляя полученное выражение в систему осредненных гидродинамических уравнений, можно получить решение для средней функции тока, описывающее пространственно периодические крупномасштабные средние течения (масштаб спадания λ). Анализ картины линий тока показывает, что они являются замкнутыми.



Получено удовлетворительное согласие величины рассчитанных скоростей течения с измеренными в эксперименте для случая волн малой амплитуды (рис. 3). Работа выполнена при поддержке грантов РФФИ (проект №№ 07-05-00565, 05-05-64137 и 06-05-64473), INTAS-8014 и THORPEX.

[1] Ермакова О.С., Ермаков С.А., Троицкая Ю.И. // Изв. РАН. Физика атмосферы и океана. 2007. Т.43, №1. С.1.

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ТРАНСФОРМАЦИИ ПЛОТНОСТНОЙ СТРУКТУРЫ ПОД ДЕЙСТВИЕМ ТУРБУЛЕНТНЫХ ВОЗМУЩЕНИЙ

С.А. Ермаков²⁾, О.С. Ермакова¹⁾, И.А. Капустин¹⁾, В.В. Папко²⁾, Ю.И. Троицкая²⁾

¹⁾Нижегородский госуниверситет ²⁾Институт прикладной физики РАН

Изучению динамики турбулентных образований в стратифицированной жидкости в настоящее время уделяется значительное внимание. Подобные задачи обсуждаются в связи с необходимостью моделирования обменных процессов в океане, процессов формирования и разрушения термохалинной структуры [1], [2], а также перемешивания поверхностно-активных веществ. В настоящей работе исследуется динамика трансформации плотностной структуры в поле движущегося плоского турбулизованного слоя.



Экспериментальная vстановка (рис. 1) состоит из прозрачной кюветы (260×63×230) (1), двух электрических двигателей (2), (3), солемера (4) с блоком обработки (5) и зондом (10), АЦП (11) и блоков питания (6), (7). При вращении двигателя (2) пластинка с ребрами (8) совершает горизонтальные колебания, генерируя турбулентные движения в жидкости. Распределение турбулентных пульсаций в эксперименте было локализовано в пространстве, т.е. существовала резкая граница,

разделяющая турбулизованную и нетурбулизованную области, которую называют фронтом турбулентности. Параметры колебаний пластинки, определяющие величину потока турбулентных пульсаций, выбирались таким образом, чтобы фронт турбулентности разрушал плотностную структуру. Измерения плотности подсоленной жидкости проводились с использованием электрического солемера (4, 5, 10). Зонд (10) позволяет измерять зависимость плотности от вертикальной координаты в заданной точке кюветы, с необходимой периодичностью. Движение зонда обеспечивает электрический двигатель (3), скорость движения v=3 см/с. Движение фронта турбулентности визуализировалось при помощи чернил и записывалось на видеокамеру. В настоящей работе частота колебаний решетки составляла 4,2 Гц, амплитуда 1 см. Средняя скорость движения фронта не превосходила 1 см/с, поэтому за время движения фронта зонд солемера успевал совершить несколько колебаний. Время одного измерения составляло $t_{u_{3M}}=10$ с, в то время как достижение фронтом поверхности в стратифицированной жидкости происходило за $t_{usm}=100-$ 150 с. Таким образом, условия эксперимента позволяли увидеть характерные этапы трансформации плотностной структуры. В кювете создавались два типа солевой стратификации – резкий скачок плотности и линейная плотностная структура. В обоих случаях максимальный перепад плотности составлял $\Delta \rho = 0.01 \ \text{г/см}^3$. В ходе движения фронта к поверхности в последовательные моменты времени измерялись зависимости плотности от вертикальной координаты (рис. 2). Отметим, что возмущения плотности в верхнем слое связаны с особенностями конструкции зонда и определяют погрешность измерений.

В случае резкого скачка плотности (рис. 2, А) скорость движения фронта сильно уменьшается после приближения к области градиента. В случае линейной стратификации (рис. 2, Б) значительное замедление фронта заметно на всех этапах его движения. Цифрами на графиках обозначена последовательность измерений профилей плотности.



В случае А скачок плотности сохраняется и перемещается вверх вместе с границей турбулизованного слоя, причем вертикальная координата области максимального градиента совпадает с координатой фронта турбулентности, измеренной посредством обработки видеозаписи. После достижения фронтом поверхности вся жидкость в кювете оказывается однородной. В случае Б профиль плотности испытывает значительное изменение формы. На начальном этапе турбулентность формирует ступеньку, под которой жидкость однородна. Далее происходит рост величины скачка плотности и его подъем. Таким образом был обнаружен эффект преобразования линейной стратификации в ступенчатую под действием турбулентных движений.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (проект 05-05-64137), ИНТАС (проект ВОW), а также проектов научной школы акад. В.И. Таланова.

- [1] Баренблатт Г.И. // Нелинейные волны: Самоорганизация. М.: Наука, 1983. С.191.
- [2] Воропаев С.И., Гаврилин Б.Л., Зацепин А.Г., Федоров К.Н. // Изв. РАН. Физика атмосферы и океана, 1980. Т.16, № 3. С.284.

ТОМОГРАФИЯ НЕОДНОРОДНОСТЕЙ МЕЛКОГО МОРЯ ПРИ ЗОНДИРОВАНИИ ФОКУСИРОВАННЫМ ВЫСОКОЧАСТОТНЫМ АКУСТИЧЕСКИМ ПОЛЕМ

И.П. Смирнов¹⁾, А.А. Хилько²⁾

¹⁾ Институт прикладной физики РАН ²⁾Нижегородский госуниверситет

При наблюдении малоразмерных подводных неоднородностей с помощью высокочастотной (ВЧ) акустической томографии в качестве проекций используются

различные акустические трассы между вертикальными решетками R приемных гидрофонов при подсветке BЧ акустическим полем, фокусированным на объект наблюдения с помощью вертикальных решеток S излучателей (рис. 1).



Рис. 1. Геометрия задачи

Рис. 2. Блок-схема томографического наблюдения

На рис. 2. показана блок-схема алгоритма решения обратной задачи о томографическом наблюдении пространственно локализованной неоднородности в плоскослоистом волноводе океанического типа. Для нахождения решения, для каждой гипотезы о значениях параметров наблюдаемой неоднородности, в частности её положения $\mathbf{r}^{(\tau)}$, в блоках (И) и (П), на основании априорных данных о среде в виде модели волновода и характеристик элементов наблюдения (M1), формируются согласованные со средой апертурные множители ${}^{\eta} \mathbf{B}_{\mu}^{(s,n)}(\mathbf{r},\omega)$, обеспечивающие для необходимой лучевой проекции η пространственную и временную фокусировку излучающей и приемной решеток в точку наблюдения. В блоке (С) осуществляется сравнение гипотезы с измеренными данными, при этом пороги рассчитываются с помощью модели волновода и модели формирования шумов и реверберационных помех в волноводе (M3). На рис. 2 показан вариант принятия результирующего решения (блок Σ), заключающийся в накоплении парциальных решений. Выбор метода принятия решений определяется указанными выше моделями и моделью рассеяния поля на теле (M2), отношением уровней сигнала и шумов, а также зависит от статистических распределений шумов и помех. Общее число проверяемых гипотез, которое определяется практической постановкой задачи, в частности необходимой точностью оценки параметров наблюдаемой неоднородности и интервалом поиска, обычно велико. С учетом ограниченности времени обзора необходимо разработать выполняемый блоком управления (УП) оптимальный алгоритм поиска решений, обеспечивающий траекторию наибыстрейшего смещения проверяемых решений к истинному. Такой определяемый блоком (ТП) поиск может быть обеспечен обучением имитационной модели с использованием моделей (М1-М3). Эффективность решения задачи наблюдения зависит от количества и достоверности измеряемых данных. В

частности, существенное значение имеют количество и длина решеток, структура шумов и помех. Важно и качество априорной информации, определяющей адекватность используемых моделей и эффективность алгоритмов быстрого поиска решений. Поскольку используемые модели должны соответствовать изменяющимся условиям наблюдения (УН), необходимо предусмотреть адаптацию параметров моделей (блок AM) к таким изменениям.



Рис. 3. Изображение эллипсоида в виде пространственного распределения вероятностей правильного обнаружения при значениях ложной тревоги 10^{-7} при бистатической схеме наблюдения (а) – сечение x = 3 км, объект наблюдения на глубине 200 м, (б) – сечение z = -0.02 км, объект наблюдения на глубине 20 м

Имитационная модель наблюдения выполняет процессорные функции и непосредственно используется при формировании зондирующих сигналов, фильтрации при обработке измеренных сигналов, при выборе алгоритмов перебора проекций и гипотез, адаптаций порогов и т.д. Контроль и, в случае необходимости, коррекция процессов наблюдения может осуществляться и с участием эксперта (блок Э). На рис. 3 показаны изображения эллипсоида вращения с полуосями 3 и 1 м, в приповерхностном гидроакустическом канале глубиной 350 м, рассчитанные для томографической проекции пучка, направленного к поверхности (тип 2 на рис.1). В расчетах рассматривались антенные решетки с 64 излучателями и 128 приемниками, разнесенные друг от друга на 3 километра. Частота поля в расчетах составляла 3 кГц. Использовались типичные значения шумов и реверберационные помехи, формируемые поверхностным волнением при скорости ветра 5 м/с. Из показанных и других результатов расчетов следует, что за счет использования фокусировки излучающих и приемных решеток в точку наблюдения, использования набора лучевых проекций (на рис. 1 показаны такие проекции: чисто водные (1), поверхностные (2), а также водно-поверхностные), а также пространственно-разнесенных решеток в типичных условиях мелкого моря можно обеспечить наблюдение объектов в пределах акваторий размером до 10÷25 км².

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

ВЛИЯНИЕ ВЕТРА НА ИЗМЕНЕНИЕ ФОРМЫ ИСКУССТВЕННОГО СЛИКА

Е.В. Макаров¹⁾, С.А. Ермаков²⁾, И.А. Сергиевская²⁾

¹⁾Нижегородский госуниверситет ²⁾ Институт прикладной физики РАН

Важным аспектом проблемы исследования искусственных сликов (пленок поверхностных веществ) на морской поверхности является изучение их временной динамики. Большой интерес в данном вопросе существует применительно к задачам обнаружения нефтяных разливов и прогноза вероятных сценариев дальнейшего развития ситуации.

Важными характеристиками нефтяных (или другого происхождения) пятен (сликов) являются их характерный размер и форма. Общепринятые теоретические модели разделяют процесс расплывания пятен на характерные временные отрезки (стадии растекания, режимы). В каждой стадии растекания преобладает тот или иной физический механизм.

Так, согласно классической работе Фэя [1], выделяют три режима: инерционный, гравитационно-вязкий и режим поверхностного натяжения.

Однако позднее было показано, что модель Фэя является приближенной и не описывает все режимы растекания. В основном уточнения касаются переходных режимов растекания. Так, например, в [2] установлено, что между гравитационноинерционным и гравитационно-вязким режимами находится переходный инерционно-вязкий режим. В работе [3], где рассматриваются процессы растекания вещества в одномерном приближении в рамках уравнений мелкой воды, показано, что режимы в классификации Фэя являются асимптотиками более сложных решений. Однако все перечисленные работы подтверждают справеделивость качественных рассуждений Фэя.

Отметим, что в названных выше работах не рассматривается большое количе-

ство факторов и процессов, влияющих на растекание (ветер, неоднородные течения, испарение вещества, биодеградация, перемешивание с водой, поверхностные волны, внутренние волны). Однако эти и другие динамические



процессы верхнего слоя океана и приповерхностного слоя атмосферы могут влиять на геометрическую структуру нефтяных загрязнений на больших временах. Кроме того, данные факторы играют определяющую роль при формировании биогенных (естественных) сликов.

Рассматривая влияние ветра, необходимо принять во внимание влияние поверхностных волн. На границе слика затухающие поверхностные волны создают давление на слик посредством генерации индуцированного течения в сторону слика. Этот процесс можно описать в рамках теории Фэя, добавив силу, отвечающую влиянию индуцированного течения (см. рис.: 1 – слик, 2 – воздух, 3 – вода). Механизм давления на пленку со стороны затухающих поверхностных волн исследовался, например, в [4].

Условие растекания слика можно описать следующим выражением:

$$Sl-F_i=\rho \upsilon l^3/(t^{3/2}\upsilon^{1/2}),$$

где F_i – сила давления на слик со стороны ветровых волн,

 $S = \sigma_{23} - (\sigma_{21} + \sigma_{13})$ – разность коэффициентов поверхностного натяжения,

 $\rho \upsilon$ – плотность воды, умноженная на вязкость воды,

l – размер слика, t – время.

В предположении, что при слабом ветре влияние индуцированного течения пропорционально размеру слика:

 $F_i = l / \lambda(k) \tau(k) \psi(k) dk$

где $\lambda(k)$ – длина области затухания волны с волновым числом k, $\tau(k)$ – индуцированное волновое напряжение, создаваемое волной с волновым числом k, $\psi(k)$ – спектр поверхностного волнения, получаем соотношение длин осей слика в присутствии ветра:

$l/l_{\perp} = (S/(S - \int \lambda(k) \tau(k) \psi(k) dk))^{1/2}.$

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

Для одного из натурных экспериментов данное соотношение в последовательные моменты времени составляло 1.2; 1.6; 1.7.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (гранты 05-05-64137, 07-05-00125), ОФН РАН («Проблемы радиофизики»), ИНТАС (гранты 9264,9091).

- [1] Fay J.A. // Oil on the Sea /Ed. D.P. Hoult. New York: Plenum, 1969. P.53.
- [2] Hajime U., Inone I. // J. Chem. Eng. Jpn. 1978. V.11, No.1. P.13.
- [3] Коротаев Г.К., Кровотынцев В.А. // Дистанционное зондирование океана. Севастополь: МГИ АН УСССР, 1982. С. 108.
- [4] Гущин Л.А., Ермаков С.А. //Изв. РАН. Физика атмосферы и океана. 2004. Т.40, №2. С.277.

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ДЕТЕКТИРОВАНИЯ ИМПУЛЬСНОГО СИГНАЛА В ФОКАЛЬНОЙ ОБЛАСТИ СФЕРИЧЕСКОГО КОНЦЕНТРАТОРА

М.С. Дерябин¹⁾, Д.А. Касьянов²⁾, В.В. Курин¹⁾

¹⁾Нижегородский госуниверситет

²⁾Научно-исследовательский радиофизический институт

В работах [1, 2] исследуется нелинейное рассеяние из фокальной области сходящегося сферического фронта, причем рассматривался как непрерывный, так и импульсный режим работы излучателя. Показано, что нелинейный сигнал может рассеиваться в различных направлениях, в том числе назад к начальной апертуре излучателя. В настоящей работе представлено экспериментальное исследование такого эффекта.

В качестве излучателя, создающего сфокусированный сходящийся сферический фронт, возьмем сферический пьезокерамический концентратор, имеющий фокусное расстояние 4.8 см и полный угол раскрытия апертуры 37°. В качестве волны накачки используем последовательность радиоимпульсов и будем интересоваться детектированием радиоимпульса в

фокальной области.

Для лаборапроведения торного эксперимента была создана экспериментальная устакоторой новка, с помощью реализуется импульсный режим работы излучателя. Эксперимент, проводился в жидкой среде, в ванне имеющей форму параллелепипеда с размерами 130 см длина, 50 см – ширина, 50 см – глубина. Для генерации последовательности прямоугольных импульсов длительностью



 $\tau = 10$ мкс и периодом следования T=10 мс, а также непрерывного гармонического сигнала с частотой f=3.6 МГц использовался цифровой генератор Tektronix 3022. Далее сформированные сигналы подавались на встроенный модулятор усилителя Amplifier Research 500A100A, где образо-

вывалась последовательность прямоугольных радиоимпульсов. Затем

Рис. 1

уаинал ньой авалси ны вальезовераванов ский наонцентратор. Таким образом, производилось возбуждение пьезокерамического концентратора, который излучал в среду акустические импульсы, форма которых обсуждалась в [1, 2]. Акустический сигнал нелинейного рассеяния из фокальной области сферического концентратора принимался гидрофоном фирмы «Брюль и Кьер». Данный гидрофон обладает чувствительностью в области 1–100 кГц порядка 50 мкВ/Па. Принятый с гидрофона сигнал усиливался усилителем «Брюль и Кьер 2635».

На рис. 2 приведены осциллограммы принятых сигналов при разных положениях гидрофона (рис. 1). Положения 1-3, 4-6, 7-9 соответствуют пересекающимся прямым с акустической осью под углами соответственно 115°, 90°, 65°. При этом точки 1-4-7, 2-5-8, 3-6-9 находятся на расстояниях от геометрического фокуса концентратора соответственно 4.5 см, 7 см, 9.5 см.

Амплитуда принимаемого сигнала при удалении от точки геометрического фокуса концентратора спадает приблизительно как 1/*R*. Из рисунка видно, что амплитуда нелинейно рассеянного из фокальной области концентратора сигнала зависит от направления рассеяния: при уменьшении угла между направлением рассеяния и акустической осью происходит увеличение амплитуды нелинейного сигнала.



Рис. 2

Форма сигнала, нелинейно рассеянного из фокальной области концентратора, также имеет зависимость от направления рассеяния. Наличие данной зависимости, по-видимому, связано с тем, что фокальная область концентратора имеет достаточно сложное распределение амплитуды акустического линейного поля и сложное фазовое распределение.

Таким образом, экспериментально исследовано явление нелинейного рассеяния из фокальной области сферического концентратора. Получены данные о зависимости характеристик нелинейного сигнала от расположения точки приема, на основании которых в дальнейших работах будет проводиться сопоставление с теоретическими расчетами.

Работа выполнена при поддержке гранта НШ-5200.2006.2 и гранта РФФИ 05-02-16517.

[1] Касьянов Д.А., Дерябин М.С. // Сб. трудов XVIII сессии РАО. Т.1. М.: ГЕОС, 2006. С.152. [2] Kas'yanov D.A., Shalashov G.M. // Proc. 16th ISNA. V.2. 2002. P.1201.

ПРИМЕНЕНИЕ АКУСТИЧЕСКОГО РЕЗОНАТОРА ДЛЯ ИССЛЕДОВАНИЯ БИОЛОГИЧЕСКИХ ЖИДКОСТЕЙ

А.В. Клемина

Нижегородский госуниверситет

Медико-биологические исследования в настоящее время широко используют радиофизические методы, что позволяет получить важные результаты для понимания структуры и свойств биологических макромолекул и применить эти данные для разработки новых способов медицинской диагностики заболеваний [1].

Акустические исследования биологических жидкостей позволяют изучать тонкие структурные характеристики и гидратацию биологических макромолекул в растворе. На основе этой информации при использовании определенных модельных представлений возможно анализировать состав сложных биожидкостей, таких как сыворотка крови, желудочный сок, слюна и т. д. В отличие от биохимических методов акустические исследования могут позволить определить состав биосреды без применения дорогостоящих реактивов, которые к тому же часто вредны для здоровья врача-лаборанта. Более того, реагенты являются преобразователями первичного сигнала, что привносит дополнительный этап в измерительную процедуру, что неизбежно сопровождается увеличением погрешностей лабораторных исследований.

Для разработки акустического метода определения общего белка и белковых фракций сыворотки крови были исследованы частотные и температурные зависимости скорости и поглощения ультразвука в этой биосреде [2].

Для определения общего белка измеряют поглощение ультразвука в сыворотке крови при определенной температуре из диапазона (15÷40)°С и концентрацию общего белка определяют по формуле:

$$C_{o\delta} = \left(\frac{1}{A_{o\delta}}\right) \alpha_s^T , \tag{1}$$

где $C_{o\delta}$ – концентрация общего белка в г/л; α_s^T – поглощение ультразвука в сыворотке крови; $A_{o\delta}$ – концентрационный коэффициент поглощения для общего белка.

Белковые фракции сыворотки крови – альбумин, α₁-, α₂-, β-, γ-глобулины определяют путем решения линейной системы уравнений относительно пяти неизвестных, в качестве которых рассматривают указанные компоненты:

$$C_{a_{1}} \times A_{a_{1}}^{T_{1}} + C_{a_{1}} \times A_{a_{1}}^{T_{1}} + C_{a_{2}} \times A_{a_{2}}^{T_{2}} + C_{\beta} \times A_{\beta}^{T_{1}} + C_{\gamma} \times A_{\gamma}^{T_{1}} = \varphi_{1},$$

$$C_{a_{1}} \times A_{a_{1}}^{T_{2}} + C_{a_{1}} \times A_{a_{1}}^{T_{2}} + C_{a_{2}} \times A_{a_{2}}^{T_{2}} + C_{\beta} \times A_{\beta}^{T_{2}} + C_{\gamma} \times A_{\gamma}^{T_{2}} = \varphi_{2},$$

$$C_{a_{1}} \times K_{a_{1}}^{T_{1}} + C_{a_{1}} \times K_{a_{1}}^{T_{1}} + C_{a_{2}} \times K_{a_{2}}^{T_{1}} + C_{\beta} \times K_{\beta}^{T_{1}} = \varphi_{3},$$

$$C_{a_{1}} \times K_{a_{1}}^{T_{2}} + C_{a_{1}} \times K_{a_{1}}^{T_{1}} + C_{a_{2}} \times K_{a_{2}}^{T_{2}} = \varphi_{4},$$

$$C_{\gamma} = 100\% - C_{a_{1}} - C_{a_{1}} - C_{a_{1}} - C_{\alpha}.$$
(2)

В этой системе использованы следующие обозначения:

 C_{ai} – процентная доля альбумина в сыворотке крови; C_{al} – процентная доля α_1 -глобулина в сыворотке крови; C_{α_2} – процентная доля α_2 -глобулина в сыворотке крови; C_{β} – процентная доля β -глобулина в сыворотке крови; C_{γ} – процентная доля β -глобулина в сыворотке крови; φ_1 – относительное изменение скорости ультразвука в сыворотке крови при температуре T_1 ; φ_2 – относительное изменение скорости ультразвука в сыворотке крови при температуре T_2 ; φ_3 – относительное изменение скорости ультразвука в модифицированной сыворотке № 1 при температуре T_1 ; φ_4 – относительное изменение скорости ультразвука в модифицированной сыворотке № 2 при температуре T_2 ; $A_i^{\ j}$ – концентрационные коэффициенты скорости ультразвука для соответствующей белковой фракции *i* при соответствующей температуре *j* в сыворотке крови; $K_i^{\ j}$ – концентрационные коэффициенты скорости ультразвука для соответствующей белковой фракции *i* при соответствующей температуре *j* в модифицированной сыворотке.

Методология получения концентрационных коэффициентов скорости ультразвука для определения белковых фракций согласно системе уравнений (2) базируется на исследованиях температурных зависимостей белковых растворов как высокоочищенных белков (например, альбумина, у-глобулина), так и белковых растворов, приготовленных из сыворотки крови путем селективного осаждения определенных белковых фракций. В последующем коррекция некоторых коэффициентов выполнялась с помощью сравнительных исследований образцов сыворотки крови электрофоретическим и акустическим методами для определенных патологических состояний. После коррекции коэффициентов были проведены клинические испытания акустического метода определения общего белка и белковых фракций сыворотки крови в четырех ведущих клиниках России: больнице им. Боткина, Кардиологическом научном центре, ЦВ госпитале им. Бурденко и Ставропольской медицинской академии на кафедре лабораторной диагностики. Результаты клинических испытаний во всех указанных медуРабожасвыиюлиенающовльная грантов РФФИ №05-02-16517 и ведущей научной школы НШ-5200.2006.2.

- [1] Сарвазян А.П., Харакоз Д.П. // Молекулярная и клеточная биофизика. М.: Наука, 1977. С.93.
- [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.

НАТУРНЫЕ ИССЛЕДОВАНИЯ ИЗМЕНЧИВОСТИ ПОВЕРХНОСТНОГО ВОЛНЕНИЯ И ПРИВОДНОГО СЛОЯ АТМОСФЕРЫ В ШЕЛЬФОВОЙ ЗОНЕ

В.В. Баханов¹⁾, А.С. Волков¹⁾, А.В. Ермошкин¹⁾, Э.М. Зуйкова¹⁾, О.Н. Кемарская¹⁾, И.А. Репина²⁾, В.И. Титов¹⁾

¹⁾Институт прикладной физики РАН ²⁾Институт физики атмосферы РАН

В работе рассматриваются результаты обработки данных экспедиции, проведенной в северо-восточном районе Черного моря, вблизи г. Геленджик в 2004 году на НИС «Акванавт». В ходе эксперимента определялись параметры как морской поверхности, так и приводного слоя атмосферы. При движении судна галсами на исследуемых полигонах глубина моря менялась от 50 метров (шельфовая зона) до 900 метров (свал глубин). Регистрация интенсивности 1,5-сантиметровой и 4миллиметровой ряби осуществлялась с помощью радиоскаттерометров с длиной излучаемой волны 3 см и 8 мм соответственно. Для измерения параметров атмосферы, таких как пульсации трех компонент скорости ветра и температуры, использовался акустический термоанемометр USA-1.

Обработка данных осуществлялась с помощью метода вейвлет-анализа. Основная область применения вейвлет-преобразований – анализ и обработка сигналов и функций, нестационарных во времени или неоднородных в пространстве. Результаты анализа содержат не только общую частотную характеристику сигнала (распределение энергии сигнала по частотным составляющим), но и сведения об определенных локальных координатах, где себя проявляют те или иные группы частотных составляющих. Нами показана целесообразность использования данного метода для выявления частотной динамики исследуемых характеристик. Было обнаружено возникновение определенных масштабов изменчивости поверхностного волнения и приводного ветра над шельфовой зоной. Масштабы изменчивости составляли несколько километров. Возможно, это связано с проявлениями рельефа дна на морской поверхности.

Можно сделать вывод, что неоднородности рельефа дна проявляются как в изменении амплитуды волнения, так и в изменчивости частотного спектра, что хорошо демонстрирует вейвлет-анализ в большинстве случаев. По итогам вейвлетанализа данных экспедиции, поверхностное волнение имеет более ярко выраженный характер изменчивости с масштабом несколько километров над областью мелководья. Похожие масштабы изменчивости проявляются и в горизонтальной компоненте скорости ветра приводного слоя атмосферы.

ИСПОЛЬЗОВАНИЕ СПЕКТРАЛЬНОГО И БИСПЕКТРАЛЬНОГО АНАЛИЗА ЭВОЛЮЦИИ ИНТЕНСИВНЫХ АКУСТИЧЕСКИХ ВОЛН ДЛЯ ДИАГНОСТИКИ НЕЛИНЕЙНЫХ СРЕД (ЧИСЛЕННОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ В СРЕДАХ LABVIEW И MATLAB)

С.Н. Гурбатов, И.Ю. Демин, Н.В. Прончатов-Рубцов, А.В. Рябов

Нижегородский госуниверситет

Целью данной работы является численное моделирование эволюции регулярных и шумовых акустических сигналов, распространение которых описывается модельным уравнением Бюргерса (для плоских волн) [1]

$$\frac{\partial u}{\partial x} - \beta u \frac{\partial u}{\partial t} = \mu \frac{\partial^2 u}{\partial t^2} \quad (1)$$

Здесь β и μ – коэффициенты нелинейности и диссипации среды, x – расстояние от входа в среду. Будем решать эволюционное уравнение Бюргерса спектральным методом в частотной области. Для этого уравнение (1) с учетом прямого и обратного Фурье-преобразования преобразуется к виду, удобному для численного анализа эволюции спектрального состава регулярных и шумовых интенсивных акустических сигналов

$$\frac{\partial C(\omega, x)}{\partial x} + i\omega F((F^{-1}(C(\omega, x)))^2) = -\varepsilon \omega^2 C(\omega, x)$$
 (2)

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 (рис. 1).



Рис. 1. Профиль и спектр гармонического сигнала в нелинейной среде (численное моделирование выполнено в среде LabVIEW)

В случае распространения акустического шума в нелинейной среде искажаются статистические характеристики волны, такие как вероятностное распределение поля, высшие моментные и кумулянтные функции, энергетический спектр [1, 3]. Обработка акустических сигналов с использованием биспектрального анализа позволяет узнать о свойствах сигнала гораздо больше, чем применение традиционного спектрального анализа. Использование высших спектров дает возможность ввести функцию $T(\omega, x)$, отвечающую за перекачку энергии по спектру [4]. Для достаточно коротких трасс, когда наиболее существенными оказываются эффекты однократного взаимодействия, для начального спектра гауссового шумового акустического сигнала можно записать следующее выражение [4]:

$$S_0(\omega) = S(\omega, x) - \frac{1}{2}xT(\omega, x).$$
(3)

Таким образом, измеряя спектр и биспектр в сечении *x* и используя соотношение (3), можно восстановить вид начального спектра на входе в нелинейную среду. Для двух различных видов начального спектра в средах LabVIEW и MATLab были численно промоделирована эволюция плоских интенсивных случайных волн на расстояниях меньше характерного расстояния образования разрывов и проведен спектральный и биспектральный анализ таких сигналов. На рисунках 2а и 26 представлены начальный спектр $S_0(\omega)$, спектр на расстоянии *x* от входа в нелинейную среду $S(\omega,x)$ и восстановленный начальный спектр $S^*_0(\omega)$ для случаев, когда начальный спектр в нуле равен нулю и отличен от нуля, соответственно.



Из приведенных рисунков видно хорошее совпадение, это говорит о возможности восстановления начального спектра при знании зная его спектра и биспектра в точке приема.

Работа выполнена при поддержке грантов РФФИ №05-02-16517 и ведущей научной школы НШ-5200.2006.2.

- 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.
- [3] Малахов А.Н. Кумулянтный анализ негауссовых процессов и их преобразований. М.: Сов. радио, 1978.
- [4] Гурбатов С.Н., Малахов А.Н., Прончатов-Рубцов Н.В. // Изв.вузов. Радиофизика. 1986. Т.29. С.691.

ИССЛЕДОВАНИЕ ДВИЖЕНИЯ ТЕЛ В ВЯЗКОЙ ЖИДКОСТИ. ФИЗИЧЕСКИЙ ЭКСПЕРИМЕНТ

Д.А. Касьянов¹⁾, В.В. Курин²⁾, С.Н. Лушкин²⁾

¹⁾Научно-исследовательский радиофизический институт ²⁾Нижегородский госуниверситет

В данной работе рассматривается классическая задача гидродинамики вязкой несжимаемой жидкости о стационарном движении твердого шара под действием силы тяжести [1]. Целью настоящего исследования является экспериментальное определение пределов применимости известных выражений для силы сопротивления при различных числах Рейнольдса.

Была проведена серия измерений коэффициента сопротивления всплывающих сферических капель масла. Результаты экспериментов показали, что при числах Re~300 сила сопротивления равномерно всплывающих капель масла не зависит от вязкости и пропорциональна квадрату скорости движения.

Выяснилось, что при числах Рейнольдса в диапазоне от 300 до 380 полученные данные не описывались ни формулой Стокса, ни формулой Ньютона. С помощью теории размерностей [2-4] было получено выражение для силы сопротивления движению:

$F=(1/2)\pi R^2 v^2 \rho C_D(\text{Re}),$

где R – радиус шарика, v – скорость его движения, ρ – плотность жидкости, $C_D(\text{Re})$ – коэффициент сопротивления, определяемый либо аналитически, либо экспериментально. В формуле Стокса, которая описывает силу сопротивления при малых числах Рейнольдса, $C_D(\text{Re})=24/\text{Re}$, а в формуле Ньютона, описывающей силу сопротивления при больших числах Рейнольдса, $C_D(\text{Re})=$ const.

Для проведения эксперимента была собрана специальная установка, позволяющая производить измерения скорости движения шариков с высокой точностью. В эксперименте использовался стеклянный цилиндр диаметром 186 мм и высотой 1200 мм, заполненный дистиллированной водой. В основных экспериментах использовались шарики из вспененного полистирола (плотность 1,015 г/см³). Следует отметить, что при этой плотности материала шариков время одного измерения составляло от 1 до 20 минут, что позволило регистрировать установившуюся скорость движения с высокой точностью. Интегральная ошибка измерений коэффициента сопротивления не превышала 4%.

Результаты эксперимента представлены на рис., где квадратиками изображены результаты опытов с шариками из полистирола, крестиками – с шариками из пластилина, ромбиками – с шариками из стали, кружочками – с масляными шариками. Пунктирной линией изображен коэффициент сопротивления, описываемый формулой Стокса, сплошными линиями показаны численные выражения для коэффициента сопротивления при различных значениях константы. Обработка экспериментальных данных проводилась с применением программы MatLab 7.0. Анализ полученных результатов показал, что в интервале чисел Рейнольдса от 0,1 до 2000 коэффициент сопротивления наиболее хорошо описывается следующей формулой:

$C_D(\text{Re})=24/\text{Re}+0,4.$

Проведенные оценки с применением теории размерностей показали, что переход от стоксовой силы сопротивления к силе, почти не зависящей от вязкости, дол-



жен осуществляться в диапазоне чисел Рейнольдса порядка 10, а не 1000, как утверждают авторы монографий по гидродинамике.

Заметное отличие экспериментально определенного коэффициента сопротивления (превышающее ошибку измерений) от вычисленного по формуле Стокса (с поправкой Осеена) происходит уже при числах Рейнольдса порядка 5.

Таким образом, сопоставление результатов эксперимента и численного моделирования позволило в данной работе получить формулу, удовлетворительно описывающую экспериментальные результаты по определению коэффициента сопротивления в диапазоне чисел Рейнольдса от 0,1 до 2000.

Работа выполнена при поддержке гранта НШ-5200.2006.2.

- [1] Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. Гидродинамика. М.: Наука, 1986. 736 с.
- [2] Седов Л. И. Методы подобия и размерности в механике. М.: Наука, 1977. 440 с.
- [3] Сена Л.А. Единицы физических величин и их размерности. М.: Наука, 1988. 432 с.
- [4] Тирский Г.А. // Соросовский образовательный журнал. 2001. Т.7, №8. С.122.

ЭФФЕКТЫ НАСЫЩЕНИЯ ПРИ НЕЛИНЕЙНОМ ВЗАИМОДЕЙСТВИИ УПРУГИХ КОЛЕБАНИЙ В МАТЕРИАЛАХ С ГИСТЕРЕЗИСНОЙ НЕЛИНЕЙНОСТЬЮ

В.Э. Гусев¹⁾, В.Ю. Зайцев²⁾, Ю.В. Зайцев²⁾

¹⁾Université du Maine, France ²⁾Институт прикладной физики РАН

Одним из часто используемых в последние годы подходов к описанию гистерезисной нелинейности является подход Прейсаха–Красносельского–Майергойца (ПКМ), в котором макроскопический отклик среды представляется как сумма откликов большого ансамбля элементарных гистерезисных единиц. При этом обычно предполагается



прямоугольная форма элементарной петли, а особенности конкретной среды описываются распределением $f(s_{or}s_{c})$ этих элементов на плоскости управляющих параметров (например, величин деформаций s_o и s_c), при которых происходит переключение состояния элемента. Для достаточно малых амплитуд $f(s_{or}s_{c}) \approx$ const, поэтому аналитическое суммирование вкладов элементов приводит к кусочно-квадратичной, антисимметричной и самоподобной (для разных амплитуд) форме макроскопической петли. Ряд экспериментальных данных указывают на явные признаки насыщения гистерезиса с ростом амплитуды, что на ПКМ-плоскости соответствует неоднородному распределению

 $f(s_{or}s_{c})$. Предполагая экспоненциально-неоднородное распределение $f(s_{or}s_{c})$ поперек диагонали на плоскости ($s_{or}s_{c}$), можно получить для всех нисходящих ($s_{t} < 0$) и восходящих ($s_{t} > 0$) ветвей, соответственно, выражения

$$\sigma_H = \sigma_H(S_{\max}^{(k)}) - \left[S - S_{\max}^{(k)} + 1 - \exp(S - S_{\max}^{(k)})\right],\tag{1}$$

$$\sigma_{H} = \sigma_{H}(S_{\min}^{k}) - \left[S - S_{\min}^{(k)} - 1 + \exp(S - S_{\min}^{(k)})\right],$$
(2)

где величина нормированной деформации S=1 соответствует характерной амплитуде насыщения. Соответственно, петля гистерезиса, хотя и сохраняет антисимметричный вид, но становится несамоподобной при различный амплитудах, как показано на рис. 1. В простейшем случае самовоздействия одной волны в среде с такого вида насыщающимся гистерезисом расчетные изменения функционального характера зависимостей гистерезисных потерь (выраженных через гистерезисный вклад в декремент D(S)), нелинейного уменьшения упругого модуля DM(S) и уровня 3-й гармоники упругого напряжения показаны на рис. 2. Интересно подчеркнуть, что даже в акустическом диапазоне деформаций известны нелинейные наблюдаемые экспериментально зависимости, подобные приведенным расчетным. Экспериментальный пример (полученный для самовоздействия в резонаторе из отожженной меди) такого рода показан на рис. 3, причем из сравнения рисунков видно, что характерная деформация насыщения соответствует деформациям порядка 10⁻⁶. При таких деформациях видно насыщение нелинейного декремента (обусловленное тем, что скорость роста нелинейных потерь сильно замедляется, а накопленная в среде упругая энергия продолжает возрастать пропорционально квадрату амплитуды). Видно также одновременное замедление нелинейного изменения упругого модуля и скорости роста третьей гармоники.

С использованием подхода, развитого в работе [1], было численно исследовано также влияние возбуждаемого колебания-«накачки» на поглощение другого пробного слабого колебания при произвольном соотношении их амплитуд между собой и с амплитудой насыщения. Было выявлено, что после начального роста индуцированного поглощения пробной волны с дальнейшим ростом амплитуды накачки имеет место уменьшение как наведенного накачкой поглощения пробной волны, так и самонаведенного поглощения накачки.



Выявленная закономерность хорошо согласуется с наблюдением воздействия колебания на второй моде на затухание пробного колебания на первой моде (для того же резонатора, к которому относятся и данные, приведенные на рис.3). Полученные результаты свидетельствуют о важности учета эффектов, связанных с насыщением гистерезисной нелинейности упругих сред, уже в акустическом диапазоне деформаций.

Работа выполнена при частичной поддержке РФФИ (гранты № 05-02-17355 и 05-05-64941).

[1] Zaitsev V., Gusev V., Zaytsev Yu. // Ultrasonics. 2005. V.43. P.699.

АНАЛИЗ ВОЗМОЖНОСТЕЙ АКУСТИЧЕСКОЙ ТОМОГРАФИИ НЕОДНОРОДНОСТЕЙ ОКЕАНА

П.К. Гайкович¹⁾, А.И. Хилько²⁾

¹⁾Нижегородский госуниверситет ²⁾Институт прикладной физики РАН

Освоение морского шельфа предполагает развитие методов и средств подводного акустического наблюдения, в частности, с использованием томографических методов [1]. Существо проблемы акустического наблюдения заключается в реконструкции параметров наблюдаемых объектов (изображений) на основании данных, полученных при дистанционных измерениях акустических полей, рассеиваемых такими объектами. При решении задачи подводного акустического наблюдения необходимо разработать высокоэффективную систему, обеспечивающую наблюдение неоднородностей на больших расстояниях с хорошей чувствительностью и разрешением.

На рис. 1 показаны основные элементы схемы акустической томографии океана при наблюдении пространственно-локализованных неоднородностей (1) толщи (например, стаи рыб), а также неоднородностей дна (2), в роли которых могут выступать погруженные в слой осадков тела, или неоднородностей строения более глубоких донных слоев.

Решение задачи наблюдения сводится к решению интегрального уравнения

$$P(\mathbf{r}) = P_0(\mathbf{r}) - \int c_1(\mathbf{r}') 2\omega^2 c_0^{-3} P(\mathbf{r}') G(\mathbf{r}, \mathbf{r}') d\mathbf{r}', \qquad (1)$$

в котором $P(\mathbf{r})$ – давление возмущенного акустического поля, $P_0(\mathbf{r})$ – поле подсветки источника S в точке \mathbf{r} области наблюдения \mathbf{R} , $P(\mathbf{r}')$ – поле в точке расположения неоднородности, $c_1(\mathbf{r}')$ – функция, описывающая структуру пространственно-локализованной неоднородности (объект наблюдения), $G(\mathbf{r},\mathbf{r}')$ – функция Грина невозмущенного волновода, в котором скорость звука c_0 , ω – частота поля источника.

Уравнение (1) связывает давление акустического поля в области измерений с неизвестной функцией $c_1(\mathbf{r}')$, описывающей объект наблюдения. Ядро уравнения определяется функцией Грина волновода и возмущением поля вблизи неоднородности, которое, в свою очередь, зависит от падающего поля и функции $c_1(\mathbf{r}')$. Упростим указанное нелинейное уравнение, используя приближение однократного рассеяния, в соответствии с которым заменим поле $P(\mathbf{r}')$ в уравнении (1) на $P_0(\mathbf{r}')$.



Рис. 1

В случае измерения двумерных вариаций поля по поперечным координатам на ряде уровней по глубине *z* (в интервале глубин толщины водного слоя *h*), выполняя двумерное преобразование Фурье по поперечным координатам, можно свести задачу к решению одномерного уравнения Фредгольма 1-го рода относительно глубинного профиля поперечного спектра искомой функции неоднородностей. В этом случае из (1) получим:

$$P_{1}(k_{x},k_{y},z) = 4\pi^{2} \int_{z_{0}}^{h} \widetilde{c}_{1}(k_{x},k_{y},z')G(k_{x},k_{y},z,z')dz',$$
(2)

где (k_x, k_y) – спектральные компоненты поля в горизонтальной плоскости. Решение этого уравнения может быть получено методом обобщённой невязки Тихонова [2] для каждой пары волновых чисел поперечного двумерного спектра. При решении (2) необходимо использовать зависимость ядра уравнения от какого-либо параметра, определяющего формирование сигнала по глубине, чтобы получить трехмерную структуру данных измерений, которая соответствует по размерности восстанавливаемому распределению. Таким параметром в (2) может служить переменная глубина *z*, т.е. измерения по поперечным координатам должны выполняться на ряде уровней по глубине.



На рис. 2 представлены результаты расчета поля точечного вторичного источника в плоскостях (x, y) и (x, z), в изоскоростном волноводе глубиной 100 м, для частоты 200 Гц, из которых следует, что поле имеет существенную изрезанность, возникающую за счет интерференции волноводных мод. Для устранения указанных мешающих эффектов необходимо при реконструкции учитывать многомодовую структуру поля в волноводе.

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

- [1] Гончаров В.В., Зайцев В.Ю., Куртепов В.М., Нечаев А.Г., Хилько А.И. Акустическая томография океана. Н. Новгород: ИПФ РАН, 1997. 345 с.
- [2] Тихонов А.Н., Гончарский А.В., Степанов В.В., Ягола А.Г. Регуляризирующие алгоритмы и априорная информация. М.: Наука, 1983. 200 с.

ИЗМЕРЕНИЕ ПОВЕРХНОСТНЫХ ТЕЧЕНИЙ НАД ДВИЖУЩЕЙСЯ В ТОЛЩЕ ЖИДКОСТИ СФЕРОЙ

В.В. Баханов, Н.А. Богатов, С.Н. Власов, Е.Н. Копосова, Д.А. Сергеев

Институт прикладной физики РАН

В работе представлены результаты эксперимента, проводившегося на базе большого термостратифицированного бассейна ИПФ РАН, целью которого было изучение течений на поверхности жидкости над движущейся в ее толще сферой. Сфера диаметром 14 см протягивалась вдоль бассейна на глубинах H 28 и 56 см, что соответствует 2 и 4 диаметрам сферы. Скорость протяжки U варьировалась от 10 до 100 см/с. Поверхностное течение фиксировалось PTV (Particle Tracing Velocimetry) методом. Поверхность в измеряемой области засевалась черными полиэтиленовыми частицами, контрастирующими на фоне белого экрана, расположенного на дне бассейна. Изображение частиц снималось с помощью ССС-видеокамеры. После обработки видеоизображений были получены зависимости продольной и поперечной компонент поверхностных течений от продольной координаты X в системе отсчета, связанной с движущейся сферой.

Для предварительной оценки поверхностных течений использовали простую модель, в которой сферу заменяли дипольным источником, соответствующим обтеканию сферы в безграничной жидкости, а для учета свободной поверхности ввели второй диполь, отраженный относительно нее. При анализе полученных данных было установлено, что измеренные скорости поверхностного течения значительно превосходят рассчитанные. Помимо этого отношение максимума продольной компоненты скорости поверхностного течения к скорости сферы увеличивается с ростом скорости протяжки сферы при фиксированной глубине погружения. В данной же модели это отношение остается постоянным. Кроме того, простая модель не описывает поверхностных волн, генерируемых сферой при больших скоростях движения (70 и 100 см/с для нашего эксперимента).



Поэтому для сравнения экспериментальных данных с теоретическими расчетами мы воспользовались более сложной моделью, учитывающей отклонение свободной поверхности.

При сравнении результатов теоретических расчетов на основе модифицированной модели с данными эксперимента было установлено, что измеренные амплитуды скорости течения над сферой при скоростях буксировки 10 и 40 см/с заметно превосходят соответствующие теоретические оценки (рис. 1а). Тем не менее при достаточно больших скоростях буксировки (70 при глубине 28 см и 100 см/с), когда наблюдается генерация поверхностных волн сферой, наблюдается хорошее соответствие экспериментальных данных и теоретических расчетов (рис. 16). В данной модели, как и в эксперименте, наблюдается рост максимума продольной компоненты относительной скорости поверхностного течения с ростом скорости протяжки сферы, однако, не считая случая больших скоростей, поверхностное течение в эксперименте более сильное, чем в расчетах. Обоснование данного факта является целью будущих работ.

ИССЛЕДОВАНИЕ СТАТИСТИЧЕСКИХ ХАРАКТЕРИСТИК ПОЛЯ В ПЛОСКОСЛОИСТОМ РЕГУЛЯРНОМ МНОГОМОДОВОМ ВОЛНОВОДЕ

А.В. Боброва, В.И. Турчин

Нижегородский госуниверситет



Рассмотрим идеализированный случай, когда глубина волновода и скорость звука в нем всюду одинаковы, коэффициент отражения от поверхности V_0 – -1 (абсолютно мягкая поверхность), коэффициент отражения от дна V_h =1 (абсолютно жесткое дно).

Геометрия задачи представлена на рис. 1. В плоскости, перпендикулярной оси Z, волновод считается неограниченным.

Поле в волноводе на больших расстояниях от источника можно представить в виде [1]:

$$p = \frac{2}{h} \sqrt{\frac{2\pi}{r}} e^{i\frac{\pi}{4}} \sum_{l=0}^{m} sin\left(\pi\left(l+\frac{1}{2}\right)\frac{z_s}{h}\right) sin\left(\pi\left(l+\frac{1}{2}\right)\frac{z_p}{h}\right) \frac{1}{\sqrt{\xi_l}} e^{i\xi_l r},$$

где ξ_l – волновые числа, которые определяются по формуле:

$$\xi_l = \sqrt{k^2 - \left(\frac{\pi}{h}\left(l + \frac{l}{2}\right)\right)^2}$$

Радиальное распределение поля имеет вид, представленный на рис.2. Видно, что поле сильно и хаотически осциллирует. На самом деле поле не случайно, и в идеальной среде его можно было бы точно определить в заданной точке. На практике положение точки наблюдения, параметры волновода, такие как скорость звука, глубина, коэффициенты отражения от границ, известны приближенно и точное значение поля, как правило, не может быть вычислено. Можно, однако, рас-



1 ис. 2

сматривать радиальную зависимость поля как некоторый случайный процесс и говорить о том, что в какой-то точке сигнал принимает значение из некоторого интервала с определенной вероятностью. Преобразуем формулу для поля к следующему виду:



Здесь r_t - параметр, имеющий размерность длины и не зависящий от расстояния между источником и приемником. В дальнейшем будем называть его переходным расстоянием. Функцию $\zeta(r, z_s, z_p)$ будем считать случайной и покажем, что ее моменты не зависят от параметров волновода и глубин. Ее можно характеризовать некоторой плотностью вероятности. В соответствии с центральной предельной теоремой можно ожидать, что это распределение будет гауссово. На рис. 3 представлены действительная и мнимая части поля. Сплошной линией на графики нанесена теоретическая гауссова кривая. Видно, что точки функции распределения, построенной для произвольно заданных координат, с хорошей точностью легли на гауссову кривую. Это означает, что поле в регулярном волноводе можно выразить через случайную переменную, которая распределена по нормальному закону и не зависит от параметров волновода. Зависимость от параметров волновода представлена переходным расстоянием. Можно также предположить, что гипотеза о возможности подобного представления поля может быть обобщена на более широкий класс волноводов.

[1] Бреховских Л.М. Волны в слоистых средах. М.: Наука, 1973. 344 с.

ИЗМЕРЕНИЕ ПОВЕРХНОСТНЫХ ВОЛН ОПТИЧЕСКИМ МЕТОДОМ

М.Б. Салин

Нижегородский госуниверситет

При исследовании явления акустической реверберации возникает необходимость измерения параметров поверхностного волнения. Существующие контактные средства таких измерений достаточно дороги и громоздки.

В работе предложена новая, неконтактная схема измерения поверхностного волнения. Видеокамера, установленная на некотором возвышении над поверхностью моря (~10 м), непрерывно снимает заякоренную вешку (см. рис. 1).

Один кадр видеозаписи представлен на рис. 2. Была разработана программа, которая в результате обработки видеоизображения выделяет и измеряет текущее изменение вертикальной координаты точки, на которой поверхность воды пересекает вешку. Точки изображения, принадлежащие надводной части вешки, определяются и выделяются программой из

всего изображения по цвету, который предварительно заносится в память компьютера. На рис. 3 изображен результат обработки рис. 2, где 1 – область, распознанная как надводная часть вешки, 2 – выделенный уровень воды.





По метке, расположенной на конце вешки (см. рис. 1), определяется масштаб изображения, благодаря чему измеряемая величина – зависимость уровня от времени – определяется в абсолютных величинах.

На первый взгляд может показаться, что такое измерение имеет большую погрешность за счет вертикального движения

вешки (возникающего, например, из-за растяжения фала, соединяющего поплавок с якорем). В данном случае это исключается, так как уровень отсчитывается от неподвижной точки (края кадра, если камера установлена на берегу, или от линии горизонта, если камера установлена на корабле).

На рис. 4 и рис. 5 изображены результаты измерений. На рис. 4 показана осциллограмма поверхностного волнения в точке постановки вешки. На рис. 5 представлена результирующая экспериментальная зависимость – спектральная плотность мощности поверхностного волнения (пунктиром показана теоретическая кривая).



Данная схема измерения использовалась в экспедиционных работах ИПФ РАН. Выполнено сравнение спектров реверберации тонального акустического сигнала при его распространении на стационарных трассах и спектров поверхностного волнения [1]. На рис. 6 изображена нормированная спектральная плотность мощности акустической реверберации, полученная в одном из экспериментов (сплошная ли-

ния). Черным пунктиром показан спектр, рассчитанный на основании измеренных значений ветрового волнения [2], серый пунктир – расчет по спектру Пирсона–Московитца.

Таким образом, предложенная схема позволяет неконтактным способом производить измерения характеристик поверхностного волнения.

- [1] Бородина Е.Л., Салин Б.М. // Труды XIX сессии РАО (в печати).
- [2] Бородина Е.Л., Салин Б.М.
 //Акустический журнал. 2006.
 Т.52, № 6. С.753.



ВЛИЯНИЕ ЛУЧЕВОГО ХАОСА НА РАСПЛЫВАНИЕ ВОЛНОВОГО ПУЧКА В ПОДВОДНОМ ЗВУКОВОМ КАНАЛЕ

А.Л. Вировлянский, Д.В. Нефедова

Институт прикладной физики РАН

Одним из важнейших факторов, определяющих структуру звукового поля в океане на трассах длиной порядка 1000 км, является лучевой хаос [1]. В работе изучается его влияние на расплывание звуковых пучков. Приведен численный и аналитический расчет распределения сглаженной интенсивности поля и распределения звуковой энергии между модами волновода на длинных трассах, где лучевой хаос уже хорошо развит и пучок полностью расплылся.

В данной работе рассматривается пучок, удовлетворяющей начальному условию

$$u(r, z) = \exp\left[-\frac{(z-a)^2}{2\Delta^2} + ik\,\gamma(z-a)\right],$$
 (1)

где Δ , γ и *a* – ширина, угол скольжения ($\chi_0 = \arctan \gamma$) и глубина центра пучка.

На тысячекилометровых трассах, где хаос уже хорошо развит, усредненная интенсивность поля может быть рассчитана путем некогерентного сложения вкладов лучей. На основе метода, предложенного в работе [2], можно показать, что при выборе достаточно большого масштаба сглаживания Δ_z величину J(r,z) можно приближенно рассчитать по формуле

$$J(r,z) = \frac{k\Delta^2}{\sqrt{2\pi}\Delta_z} \int dp_0 \exp\left\{-\frac{\left[z - z(r,p_0,a)\right]^2}{2\Delta_z^2} - k^2\Delta^2(p_0 - \gamma)^2\right\},$$
 (2)

где $z(r, p_0, a)$ – глубина луча, вышедшего с начальным импульсом p_0 ($p_0 = tg\chi$), на дистанции r.



Оценка по формуле (2) выполнена на основе лучевых траекторий, выходящих из точечного источника на глубине 0.7 км. На рис. 1 данные оценки (пунктирные линии) сопоставляются с результатами прямого численного решения параболического уравнения (сплошные линии), выполненного на дистанции r= 3000 параметров: f = 250 Гц, км для a = 0.7 км, $\Delta = 0.1$ км, масштаб сглаживания $\Delta_z=0.1$ км. Результаты выполнены для двух реализаций случайного возмущения δc [2].

Сравнение предсказаний лучевой теории с результатами прямого расчета поля подтверждает как возможность применения лучевого подхода для грубой оценки распределения интенсивности, так и относительно слабую зависимость распределения от конкретной реализации случайных неоднородностей.

В модовом представлении комплексная амплитуда поля имеет вид

$$u(x,z) = \sum_{m} a_{m}(x)\varphi_{m}(x) ,$$
(3)

где $\phi_m(x)$ – собственные функции задачи Штурма–Лиувилля. Пучок на дистанции r=0 км формируется из мод, интенсивности которых показаны на рис. 2 (верхняя часть). На дистанции r = 3000 км энергия распределяется между модами (средняя часть рисунка). Наша цель – оценить сглаженное распределение интенсивностей мод. Используя метод, предложенный в [2], основанный на статистическом анализе хаотической динамики лучей, сглаженную интенсивность $J_m(x)$ можно выразить в виде интеграла

$$J_m(x) = \frac{k\Delta}{\sqrt{2\pi \left[Bx + \Delta_m^2/k^2\right]}} \int dp_0 \exp\left\{-\frac{\left[I_m - I(p_0, a)\right]^2}{2(Bx + \Delta_m^2/k^2)} - k^2 \Delta^2 (p_0 - \gamma)^2\right\},$$
(4)

где функция *I*(*p*₀, *a*) задает переменную действия луча в невозмущенном волноводе.

Для проверки этой формулы поле пучка было рассчитано путем прямого решения параболического уравнения для пяти разных реализаций случайного возмущения $\delta c(r,z)$ (тонкие линии в нижней части рис. 2, масштаб сглаживания Δ_m =5).

Жирная линия – результат расчета по формуле (4). Видно, что лучевой подход позволяет получить грубую оценку, характеризующую сглаженную волновую картину.

Результаты моделирования подтверждают применимость лучевого подхода для описания расплывания волновых пучков в условиях хаоса. Значение полученных оценок усиливается тем обстоятельством, что сглаженные (по достаточно большим масштабам) распределения интенсивности волнового поля являются устойчивыми в том смысле, что они относительно слабо зависят от конкретной реализации случайных неоднородностей.

Работа выполнена при поддержке программы фундаментальных исследований Отделения физических наук РАН "Когерентные акустические поля и сигналы", грантов РФФИ 07-02-00255 и 05-05-649.

[1] Beron-Vera F. J., et al. // J. Acoust. Soc. Am. 2003. V. 114. P.1226.

[2] Вировлянский А. Л. Лучевая теория дальнего распространения звука в океане. Н. Новгород: ИПФ РАН, 2006.

МОДЕЛИРОВАНИЕ ПРОЦЕССА РАЗРУШЕНИЯ ФОКУСИРОВКИ ИЗЛУЧЕНИЯ АКУСТИЧЕСКОЙ АНТЕННЫ НЕСТАЦИОНАРНОСТЬЮ СРЕДЫ

М.В. Иванов¹⁾, В.А. Лазарев²⁾, А.И. Хилько²⁾

¹⁾Нижегородский госуниверситет ²⁾Институт прикладной физики РАН

В работе [1] было показано, что в мелководном волноводе при достаточном удалении от излучателя в частотной зависимости интенсивности широкополосного звукового сигнала имеет место глобальный интерференционный минимум практически в любой точке пространства. Использованию этого эффекта в схемах с полистатической локацией неоднородностей среды может помешать нестационарность волновода, вызванная приливами, внутренними волнами, течением и проч. Перенос из-за нестационарности глобального минимума в другую точку пространства имеет те же механизмы, что и разрушение фокусировки звукового поля антенной. Моделирование процесса разрушения фокусировки как изменения интенсивности в глобальном минимуме представлено в докладе в виде численных алгоритмов работы акустического интерферометра в атмосфере с ветром и лабораторного макета.



На рис. 1 представлен эскиз лабораторной установки. На рис. 2 – структура поля на частоте 2 кГц. Координаты на рис. 2 отсчитываются в метрах от левого динамика (рис. 1). Кружок с буквой «М» соответствует положению микрофона.

Поле на рис. 2 рассчитано для неподвижной среды. Далее на рис. 3 показаны разрезы поля вдоль линии удаления от базы интерферометра при различных скоростях ветра. На рис. 4 даны результаты измерения интенсивности звука микрофоном при различных положениях вентилятора.

Сплошная линия на рис. 3 соответствует разрезу поля в неподвижной среде. Положение микрофона указано стрелкой. Струя от вентилятора обусловливает доплеровское смещение частоты звука, различное от левого и правого источников, т.к. имеет различные углы к волновому вектору.



Согласно [2] звуковой потенциал в среде с ветром находится из уравнения

$$\left[\partial^{2}/\partial^{2}x + \partial^{2}/\partial^{2}y + (k + ib\partial/\partial x)^{2}\right]\varphi(x,y) = 0,$$

здесь $k=\omega/c$, ω – чистота излучения, c – скорость звука, b=v/c – число Маха, v – скорость среды.

На рис. 3 отчетливо видно десятикратное увеличение акустического давления на микрофон при скорости струи вентилятора 10 м/с, направленной в сторону левого динамика (пунктирная линия).

Измерение уровня сигнала микрофона при различных положениях вентилятора дает аналогичный результат. Следует заметить, что измерение скорости воздуха в различных точках струи вентилятора сама по себе не простая задача. Существующие промышленные измерители скорости обладают рядом существенных недостатков: низкий порог чувствительности, локальность и проч. Использование акустического интерферометра в качестве измерителя усредненной по пространству скорости среды весьма перспективно, скажем, в экологии.

Работа выполнена при частичной поддержке грантом президента РФ "Ведущие научные школы" № 1026.2006.2 .

[1] Лазарев В.А. // Труды XV сессии РАО. Т.2. М.: ГЕОС, 2004. С. 147.

[2] Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. Гидродинамика. М.: Наука, 1986. 736 с.

ОПТИМИЗАЦИЯ СТРУКТУРЫ *L*_P-НОРМЫ ПРИ ТОМОГРАФИЧЕСКОМ НАБЛЮДЕНИИ НЕОДНОРОДНОСТЕЙ В МЕЛКОМ МОРЕ

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

¹⁾Институт прикладной физики РАН ²⁾Нижегородский госуниверситет

Наблюдение неоднородностей в морской среде с помощью акустической томографии во многих случаях заключается в оценивании параметров наблюдаемых объектов и сводится к минимизации отличий между измеряемыми сигналами x(t) и результатами расчетов (гипотез) y(t), осуществляемых с помощью имитирующей наблюдение модели [1]. Одним из эффективных методов сравнения измерений и гипотез является исследованная в [2] L_p -норма:

$$N_{T}(p,n,T) = \left(T^{-1} \int_{0}^{T} |x(t) - y_{r}(t) + n(t)|^{p} dt\right)^{1/p},$$

в которой p – параметр нормы, T – размер выборки, n(t) – шумы и помехи (при p=2 такое оценивание сводится к широко используемой согласованной фильтрации).

В настоящей работе на основе численных экспериментов исследуются особенности поведения L_p-нормы при варьировании параметра p для различных характеристик помех. В качестве модели наблюдения (рис. 1a) рассматривалась схема томографического наблюдения локализованных неоднородностей, меняющих свое положение между источником и приемником в мелком море, в случае использования маломодовых сигналов [1].



При прямолинейном перемещении неоднородностей за счет интерференции формируются сигналы с линейной частотной модуляцией. Задачей наблюдения является в этом случае оценка параметров траектории перемещения, осуществляемая алгоритмом (рис. 16) с использованием критерия сравнения в виде L_p -нормы. В численных экспериментах рассчитывались 30 тысяч реализаций значений L_p -нормы (рис. 2а) для сигнала с шумом, по которым определялись их плотности вероятности (рис. 2б), а также соответствующие им статистические моменты – смещения и дисперсии.



На рис. 3 представлены зависимости первого и второго моментов невязок от параметра нормы p, для значений невязки вблизи и вдали от истинного решения, при различных статистических характеристиках помех: для гауссовской (a, б, в, г) и релеевской (д, е, ж, з) помехи при малых (a, б, д, е) и больших (в, г, ж, з) смещениях параметров неоднородностей от истинных.

Из показанных и других расчетов видно, что 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. Указанные результаты позволяют рекомендовать оптимальную траекторию поиска решений томографической задачи с точки зрения адаптивного выбора параметров критерия проверки гипотез.

Труды XI научной конференции по радиофизике, ННГУ, 2007



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

- Бурдуковская В.Г., Романова В.И., Хилько А.И. //Труды научной конференции по радиофизике. Н.Новгород: ННГУ, 2006.
- [2] Rice J.K., White J.S. // SIAM Rev. 1964. V.6. P.243.

ПРИРОДА СТАБИЛЬНОСТИ ПЕН, ПУЗЫРЕЙ И ПЛАВАЮЩИХ КАПЕЛЬ

С.А. Семиков

Нижегородский госуниверситет

Учёных издавна занимал вопрос о стабильности пен и мыльных пузырей. Удивляет, как эти невесомые жидкие плёнки живут минутами и даже месяцами. До сих пор идут споры о мыльном пузыре [1]. Ещё Ньютон – основоположник динамики вязкой жидкости – допускал, что всё дело в вязкости мыла. Молекулы мыла образуют на границе раствора тонкий адсорбционный слой. Он и придаёт раствору большую поверхностную вязкость [2, 3]. По сути, этот слой поверхностно-активного вещества (ПАВ) подобен резиновой плёнке: он сопротивляется растяжению-сжатию и тормозит идущие вдоль него потоки жидкости и газа [4].

Плёнка мыльного пузыря выстлана слоями ПАВ с двух сторон. Меж слоями, как меж двух стенок, и течёт мыльный раствор. Ньютон наблюдал это истечение по интерференции. Медленное стекание раствора от вершины к основанию пузыря ведёт к утонению его стенок и сдвигу интерференционных полос, опоясывающих пузырь. Лопается пузырь по достижении его плёнкой критической толщины разрыва [5]. Поэтому время жизни мыльной плёнки – это время её утонения до этой роковой толщины. И оно тем больше, чем выше вязкость истекающей жидкости.

Роль вязкости среды легко видеть на примере феномена, зеркального к мыльным пузырям. Речь идёт об антипузырях и плавающих каплях. Если набрать мыльный рас-

твор спринцовкой и капать из неё на поверхность раствора, то капли иногда замирают на границе (это плавающие капли, отделённые от опорной жидкости тонкой плёнкой сжатого воздуха [4]) или уходят вглубь в виде антипузырей (пузырей-наоборот: в них шарик жидкости отграничен тонкой плёнкой воздуха [6, 7]).

Сжатый весом капли воздух удерживает её над жидкостью, но медленно вытекает из щели, ведя к утонению плёнки, пока та, как в пузыре, не достигнет критической толщины, за чем следует разрыв плёнки и распад объекта. Как и в мыльном пузыре, стенки капли и антипузыря тормозят идущие вдоль них потоки, но уже не жидкости, а газа. От его малой вязкости объекты эти крайне недолговечны.

Пусть капля в форме полушария радиуса R падает на поверхность жидкости и расстояние от неё до плоского дна капли задано толщиной щели a. В зазоре расход жидкости через кольцо радиуса r и толщины dr можно найти по известной формуле $Q=(-dp/dr)la^3/12\eta$, где $l=2\pi r$ – периметр кольца, η – вязкость среды. Скорость ухода газа из кольца $dV/dt=vdS=v2\pi rdr$ (v=da/dt – скорость снижения капли, не зависящая от r) равна разности расходов dQ через внешнюю и внутреннюю границу кольца. То есть $dQ=v2\pi rdr$. Интегрируя с граничным условием Q(0)=0, найдём $Q=v\pi r^2$.

Подставив это в выражение для Q, найдём: $v\pi r^2 = (-dp/dr)2\pi ra^3/12\eta$, откуда $dp = -6\eta vrdr/a^3$, или, интегрируя, $p = p_0 - 3\eta vr^2/a^3$. Поскольку избыточное давление на краях капли нулевое p(R)=0, то $p=3(R^2-r^2)\eta v/a^3$. Сила давления F должна удерживать вес капли $\rho g2\pi R^3/3$. Интегрируя $dF = pdS = p2\pi rdr$ в пределах изменения r от 0 до R, получим $F = 3\pi\eta v R^4/2a^3 = \rho g2\pi R^3/3$. Отсюда $v = da/dt = 4\rho ga^3/9\eta R$. Щель сужается на da за время $dt = 9\eta R da / 4\rho ga^3$. Интегрируя в пределах a от начальной толщины $a_{\rm H}$ до критической $(a_{\rm kp} < < a_{\rm H})$, получим время жизни капли $t = 9\eta R/8\rho ga_{\rm kp}^2 \approx \eta R/\rho ga_{\rm kp}^2$.

Вязкость воздуха η=18·10⁻⁶ H·c/м², $a_{\rm kp}$ – порядка 10⁻⁶ м [6]. Тогда для средней плавающей капли воды (ρ =1000 кг/м³ и R=10⁻³ м) время жизни составит две секунды. Около того и живут в опытах капли и антипузыри, к которым формула тоже применима. Найденную формулу подтверждают и опыты с каплями в разреженной атмосфере, где от малой вязкости газа время жизни снижено на порядки [8]. А от замены воздуха вязкой средой, скажем маслом, время жизни, напротив, растёт [4].

Найденная формула в силу подобия применима и к мыльным пузырям. Ведь если в антипузыре шарик жидкости, удерживаемый давлением воздуха, выдавливает своим весом воздух из щели, то и в мыльном пузыре всплывающий шарик воздуха выдавливает из плёнки жидкость архимедовой силой, равной весу жидкости в его объёме. Подставив вязкость воды $\eta=10^{-3}$ H·c/m², радиус среднего пузыря *R*=0,05 м и критическую толщину мыльной плёнки $a_{\rm xp}=3\cdot10^{-8}$ м [5], найдём время жизни пузыря – два месяца. Около того и живут пузыри при изоляции в сосуде. Итак, причина стабильности пузырей, пен, антипузырей и плавающих капель в вязкости среды и слоя ПАВ. Но их жизнь можно ещё продлить. Так, капли, имевшие при падении касательную скорость, скользя по воде, живут дольше. А если ронять капли на текущую или волнующуюся жидкость, время их жизни растёт неограниченно [4].

Движение жидкости затягивает в щель воздух, компенсируя его утечку: реализуется эффект подшипника, где вращение вала затягивает в зазор слой масла, исключающий контакт стенок и их трение. Поверхность, имея скорость v, должна втягивать в щель поток газа vS=v2Ra, равный утекающему $Q=(dp/dr)\pi Ra^3/6\eta$. Формула $p=4\rho g(R^2-r^2)/3R$ даёт на краю капли $dp/dr=8\rho g/3$. Тогда $v2Ra=4\pi\rho gRa^3/9\eta$ или $v=2\pi\rho ga^2/9\eta=0,4$ мм/с при полёте капли на высоте $a=a_{\rm kp}$. По сути, это эффект экрана. И, как у экраноплана, нужная для полёта скорость растёт с высотой a [4].

Изучение стабильности мыльных образований и метод её повышения позволит управлять устойчивостью пен, коллоидов, и главное – плавающих капель и антипузырей, которым ныне активно ищут различные применения в науке и технике. А найденные в работе формулы легко позволят эту стабильность оценить.

- [1] Гегузин Я. Пузыри. М.: Наука, 1987.
- [2] Поверхностные силы в тонких плёнках. М.: Наука, 1974.
- [3] Сивухин Д.В. Термодинамика и молекулярная физика. М.: Наука, 1979.
- [4] Семиков С. // Наука и жизнь. 2005, №8.
- [5] Иванов И.Б., Платиканов Д.Н. Коллоиды. Л.: Химия, 1975.
- [6] Stong C.L. //Sci. American. 1973. V. 229. P.104; 1974. V. 230. P.116.
- [7] Павлов-Верёвкин Б.С. // Химия и жизнь. 1966, №11.
- [8] Benedicks C. // Nature. 1944. V.153. P.80.

РАСПРОСТРАНЕНИЕ АКУСТИЧЕСКИХ ИМПУЛЬСОВ В МЕЛКОМ МОРЕ

И.Ю. Грязнова¹⁾, С.Н. Гурбатов¹⁾, Д.А. Касьянов²⁾, В.В. Курин¹⁾, Н.С. Лапшина¹⁾, Н.В. Прончатов-Рубцов¹⁾

¹⁾Нижегородский госуниверситет ²⁾Научно-исследовательский радиофизический институт

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. Исследованию времен пробега модовых импульсов в маломодовых акустических волноводах посвящена данная работа. Идентификация импульсов происходила по временам прихода их в точку приема.

Целью данной работы является теоретическое и экспериментальное определение оптимального расстояния разрешения отдельных нормальных волн в зависимости от параметров импульса излучения (длительности и частоты заполнения) и параметров самого волновода. В работе рассмотрены две характерные гидрологии: однородный волновод и волновод с линейным законом возрастания скорости звука с глубиной.

При излучении звука в волноводе возбуждается, как правило, несколько мод. Если возбуждение импульсное, то сигнал в точке приема, удаленной на некоторое расстояние от излучателя, представляет собой суперпозицию модовых импульсов.

В случае однородного акустического волновода со скоростью звука в воде c=1472 м/с, глубиной *h* и расстоянием *r* между источником звука и приемником каждая такая мода номера *m* распространяется в среде со своей групповой скоростью, равной [1]: $V=c(1-(m+1/2)^2(\pi/kh)^2)^{1/2}$, где $k=\omega/c$, и времена прихода в точку приема у

них различны. По мере увеличения длины трассы растет длительность модовых импульсов (из-за внутримодовой дисперсии), а также увеличиваются интервалы времен вступления модовых импульсов (из-за межмодовой дисперсии).

При данных условиях получен критерий разрешимости двух соседних модовых импульсов:

$$r/V(m+1,\Delta_+) - r/V(m,\Delta_-) \geq \tau_0$$

где $V(m+1, \Delta_+)$ – скорость прихода переднего фронта (*m*+1)-го модового импульса, $V(m,\Delta)$ – скорость прихода заднего фронта *т*-го модового импульса, τ_0 – длительность излученного звукового импульса.

Приведенный выше критерий показывает, что при фиксированной дальности между корреспондирующими точками интервал времени прихода двух соседних модовых импульсов превышает длительность излученного импульса.



Зависимость расстояния разделения первой и второй мод от длительности излученного импульса на частоте заполнения f= 200 кГц при h=3,6 см показана на рис. 1, при h=7,8 см - на рис. 2. Оптимальное расстояние разрешения отдельных нормальных волн определяется по минимуму этой кривой. При h=3,6 см оно составляет 5,86 м (т₀=56,7 мкс), при *h*=7,8 см – 36,87 м (т₀=86,0 мкс).

Перейдем к волноводу с неоднородным заполнением, где скорость звука от глубины меняется по закону $c = c_0(1 + az/2)$ (a – относительный градиент скорости звука). Каждая мода, формирующая поле в таком волноводе, будет распространяться с групповой скоростью

 $V = c_0(1 - y_l/k_0^2 H_2) 1/2(1 - 2y_l/3k_0^2 H^2)^{-1}$

где $c_0 = \omega/k_0$ – скорость волн в среде при z=0, $H = (ak_0^2)^{-1/3}$ (по порядку величины определяет глубину волновода), *у*_l – корни функции Эйри.



В отличие от однородного волновода, при данной гидрологии моды более высоких номеров приходят в точку приема раньше, чем моды низких номеров. В этом случае критерий разрешимости запишется в следующем виде:

$r/V(m, \Delta_{-}) - r/V(m+1, \Delta_{+}) \geq \tau_0.$

Зависимость расстояния разделения четвертой и пятой мод от длительности излученного импульса на частоте заполнения f=200 кГц при h=3,6 см показана на рис.3. Оптимальное расстояние разрешения составляет 119,48 м ($\tau_0=76,3$ мкс). Эти результаты были подтверждены экспериментально [2].

Работа выполнена при поддержке РФФИ № 05-02-16517 и НШ-5200.2006.2.

- [1] Бреховских Л.М. Волны в слоистых средах. М: Наука, 1973. 270 с.
- [2] Гурбатов С.Н., Егорычев С.А., Курин В.В., Малеханов А.И., Прончатов-
 - Рубцов Н.В. // Сб. трудов XI сессии РАО. М.: ГЕОС, 2001. Т.1. С.281.

О ВЛИЯНИИ ЭФФЕКТОВ ЗАТЕНЕНИЯ НА ИНТЕНСИВНОСТЬ ОБРАТНОГО РАССЕЯНИЯ АКУСТИЧЕСКИХ СИГНАЛОВ

И.Ю. Грязнова, С.Н. Гурбатов, В.В. Курин, В.А. Харчев

Нижегородский госуниверситет

Настоящая работа является продолжением большого цикла экспериментальных и теоретических исследований, проведенных на кафедре акустики ННГУ, посвященных разработке и совершенствованию методов акустического мониторинга дна Мирового океана. Предыдущие исследования выявили ряд преимуществ наклонного зондирования дискретных донных неоднородностей: это отсутствие когерентной и коллективной

составляющих в средней интенсивности обратного рассеяния, а также интерференции с сигналом, отраженным от поверхности, на которой неоднородности расположены. Эксперименты по физическому моделированию процессов обратного рассеяния на дискретных неоднородностях – стальных сферах одинакового радиуса, расположенных случайным образом на плоском слабо отражающем дне – показали, что зависимость средней ин-



тенсивности обратного рассеяния от средней концентрации неоднородностей нелинейна, что противоречит предсказаниям теории однократного рассеяния. В проведенных модельных экспериментах при частоте зондирующих сигналов f=150 кГц и диаметре рассеивающих сфер a=3 мм было получено, что с ростом концентрации рассеивателей средняя интенсивность обратного рассеяния сначала растет, а затем начинает уменьшаться. На рис. 1 приведена зависимость нормированной интенсивности от относительного коэффициента упаковки рассеивателей на дне при угле падения акустических волн на плоскость дна β =60°.

Для объяснения подобного поведения экспериментальных зависимостей была построена одномерная модель рассеяния акустической волны в приближении геометрической акустики.

На рис. 2 представлена зависимость средней интенсивности обратного рассеяния на совокупности сферических частиц от их концентрации при условии экспоненциальной статистики распределения неоднородностей по плоскости дна для четырех значений величины угла скольжения зондирующих лучей α =26.5°, 25°, 20°, 15°. Максимум этой функции сдвигается влево при уменьшении угла скольжения, зависимость положения точки максимума от угла α приведена на рис. 3.



Аналогичные результаты для функции распределения среднего расстояния между рассеивателями вида 1/x³ и равномерного распределения приведены на рис.4-7.







Работа выполнена при поддержке ведущей научной школы С.Н. Гурбатова, А.И. Саичева (грант НШ-5200.2006.2).

НЕРОВНОМ НЕЛИНЕЙНОМ ТОНКОМ СЛОЕ

И.Н. Диденкулов¹⁾, В.Г. Комаров²⁾, А.И. Мартьянов²⁾

¹⁾Институт прикладной физики РАН ²⁾Нижегородский госуниверситет

Комбинационное рассеяние на нелинейном слое играет важную роль при рас-

смотрении распространения двух акустических волн разной частоты в среде с нелинейностью, например при распространении вблизи волнистой поверхности океана, богатой газовыми пузырьками, на которых будет рождаться и излучение на разностной частоте. Любой периодически неровный нелинейный тонкий слой можно разложить на отдельные синусоидальные слои, тем самым можно ограничиться лишь рассмотрением отдельного тонкого слоя, промоделированного по закону синуса в плоскости *хг* и бесконечного по *у*-направлению.



В настоящей работе теоретически исследовалось комбинационное рассеяние звука на периодически неровной поверхности. В качестве нелинейного слоя использовалась волнистая металлическая сетка, покрытая электролизными пузырьками. На сетку падали две волны разной частоты $f_i=160$ кГц и $f_2=110$ кГц (рис. 1), а вследствие нелинейности излучалась волна разностной частоты $f_p=50$ кГц.

Теоретический расчёт показал, что, разбив сетку на отдельные участки поперёк синусоиды (излучатели цилиндрических волн), обладающие каждый своей фазой, можно поле разностной частоты представить как суперпозицию излучений от этих участков. В итоге было получено:

$$d = \frac{\lambda}{7}; x = d \cdot n \Longrightarrow A \sum_{n=0}^{70} \cos\left[\frac{2\pi}{\lambda} \{d \cdot n(\sin\theta + \sin\varphi) + a \cdot \sin(\frac{2\pi}{\lambda} d \cdot n)(\cos\varphi - \cos\theta)\}\right],$$

где θ – угол падения плоских волн с частотами f_1 и f_2 , ϕ – угол излучения разностной частоты, λ – пространственный период сетки, a – её амплитуда.

После численного моделирования в программе MathCAD 11 были получены диаграммы направленности

диаграммы направленности излучения разностной частоты. На рис. 2 показана полученная теоретически диаграмма направленности излучения разностной частоты. Главный максимум наблюдается в направлении падающих волн (аналог прямого прохождения), также имеется побочный лепесток, вызванный неровностью поверхности.



На рис. З показана диаграмма направленности в случае плоской поверхности (*a*=0). Видно только два лепестка, симметричных относительно слоя.

В качестве экспериментальных данных был взят эксперимент, проведенный в Институте прикладной физики РАН в 2006 году. Два акустических пучка на частотах f_1 и f_2 направлялись на сетки под углами падения +17 и -7 градусов. Пространственный период волнистой сетки составлял 2,7 см. В эксперименте измерялась диаграмма рассеяния звука на разностной частоте f_p .





На рис. 4 приведена теоретическая диаграмма направленности поля разностной частоты для волнистой сетки.



Результаты экспериментальных измерений приведены на рис. 5. Занижение уровня главного лепестка по сравнению с теоретическим моделированием связано с особенностями экспериментальной установки, построенной таким образом, чтобы уменьшить прямое прохождение и более отчётливо наблюдать нелинейные эффекты, связанные с неровностью поверхности. Угловое расположение побочного лепестка удовлетворительно описывается теоретической моделью.

Из сравнения экспериментальных и теоретических результатов следует, что предложенную модель можно использовать для качественного описания комбинационного рассеяния акустических волн.

ОПРЕДЕЛЕНИЕ МЕСТОПОЛОЖЕНИЯ ТРЕЩИНЫ НЕЛИНЕЙНЫМ АКУСТИЧЕСКИМ МЕТОДОМ

И.Н. Диденкулов¹⁾, М.В. Мартюшев²⁾, Е.И. Савин²⁾

¹⁾Институт прикладной физики РАН ²⁾Нижегородский госуниверситет

Для диагностики конструкций и определения местоположения дефектов может использоваться нелинейный модуляционный метод. Метод основан на модуляции высокочастотных (ВЧ) упругих волн низкочастотными (НЧ) вибрациями образца. Модуляция обусловлена наличием трещин. На трещиноподобных неоднородностях среды, обладающих сильными нелинейными свойствами, происходит генерация модуляционных гармоник с частотами F1±F2, где F1, F2 – 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:

 $A_{MOII} = A_{BY} \cdot B_{HY}(z_o),$

где $B_{H^{q}}(z_{o}) = A_{H^{q}} \cdot \varphi_{n}(z_{o})$, $\varphi_{n}(z)$ – собственные функции, z_{o} – координата дефек- $A_{MOДn} = A_{BY} \cdot A_{HY} \cdot \varphi_n(z_o) \cdot$ та, тогда

$$M_n = A_{MOДn} / (A_{BY} \cdot A_{HY}) = \varphi_n(z_o) \cdot$$

Для определения местоположения трещины в модовом методе используется функция $M(z, z_o)$:

$$M = \sum_{n} \left| M_{n} \cdot \varphi_{n}(z_{o}) \right| = \sum_{n} \left| \varphi_{n}(z_{o}) \cdot \varphi_{n}(z) \right|$$

По точке максимума M определяется z_a . Точность метода определяется количеством мод. Для стержня $\varphi_n(z) = \sin(k_n z)$, $k_n = (2n+1)/(4l)$.

Схема установки показана на рис.1. Параметры стержня: длина *l*=0.3м, диаметр d=28 мм, расстояние от торца до трещины $z_0=72$ мм.



Рис.1

Ниже представлены результаты измерений.

Спектр низких собственных частот

Ν	0	1	2	3	4	5	6	7	8	9	10
F _{практ} , Гц	5033	16575	25482	36451	46956	55569	65572	75239	86826	95629	105278
F _{теор} , Гц	5000	15000	25000	35000	45000	55000	65000	75000	85000	95000	105000

Коэффициенты модуляции

Экспериментальные Расчетные 0,8 0.4 0,3 0,6 NODYI VDON. 0,4 the second φφεο

Общая зависимость коэффициентов модуляции от номера гармоники сохраняется. Параметр модуляции М

Расчетный

•

Экспериментальный (с поправкой, учитывающей отличие расчетных и экспериментальных собственных частот стержня)



По результатам выполненных исследований можно сделать следующие выводы: Экспериментально апробирован модовый модуляционный метод определения

- местоположения трещины с закрепленным торцом.
- Введена поправка по частоте для уточнения местоположения трещины.
- Малая контрастность в определении местоположения трещины обусловлена небольшим числом используемых мод. Модовый модуляционный метод нелинейной акустической диагностики может найти применение в дефектоскопии.