

АКУСТИКА

РЕКОНСТРУКЦИЯ ВОЛНОВОГО ИСТОЧНИКА НА ПРИМЕРЕ ЦУНАМИ КРАКАТАУ

И.И.Диденкулова¹⁾, Е.Н.Пелиновский²⁾, А.А.Стромков²⁾

¹⁾Нижегородский госуниверситет, ²⁾Институт прикладной физики РАН

Определение параметров источника по данным удаленных наблюдений относится к области так называемых обратных задач математической физики. Эти задачи, как правило, являются математически некорректными, что порождает существенные сложности при их теоретическом и численном исследовании. Соответственно, использование таких моделей на практике должно базироваться на предварительного моделирования.

В нашем случае для решения поставленной задачи был предложен алгоритм комплексного кепстра [1], который заключается в следующем.

В линейной системе тракт распространения можно представить как линейный преобразователь, тогда спектры излученного и принятого сигналов будут связаны следующим соотношением:

$$Y_i(\omega) = X(\omega) \cdot H_i(\omega) \quad (1)$$

где $X(\omega)$ – спектр излученного сигнала, $Y(\omega)$ – спектр принятого сигнала, $H(\omega)$ – частотная характеристика тракта распространения, i – индекс тракта распространения.

Прологарифмируем (1):

$$\log(Y_i(\omega)) = \log(X(\omega)) + \log(H_i(\omega)) \quad (2)$$

После сложения сигналов с разных приемных систем, усреднения их по N и последующего потенцирования получим:

$$\exp\left(\frac{\sum_{i=1}^N \log(Y_i(\omega))}{N}\right) = X(\omega) \exp\left(\frac{\sum_{i=1}^N \log|H_i(\omega)|}{N}\right) \exp\left(\frac{\sum_{i=1}^N \arg(H_i(\omega))}{N}\right). \quad (3)$$

Будем считать, что частотные характеристики разных трактов распространения независимы, тогда после усреднения останется только спектр сигнала источника. А обратное Фурье-преобразование от (3) даст форму излученного импульса.

Описанный выше алгоритм был применен к задаче о взрыве вулкана Кракатау 1883 года. Этот взрыв породил гигантскую волну цунами, достигающую 40 метров над уровнем моря. По более поздним оценкам мощность этого взрыва составила около 100-150 мегатонн. Колебания водной поверхности были зарегистрированы в различ-

ных точках по всему земному шару, а 35 из них были записаны в виде бумажной ленты самописца (рис.1), собраны Королевским сообществом и опубликованы в специальном докладе о взрыве вулкана Кракатау в 1886 году. Эти данные были нами оцифрованы, обработаны [2,3] и после этого к ним был применен описанный выше метод. Результат этой работы показан на рис.2. Сравнение двух рисунков показывает их качественное согласие, что говорит о работоспособности данного метода.

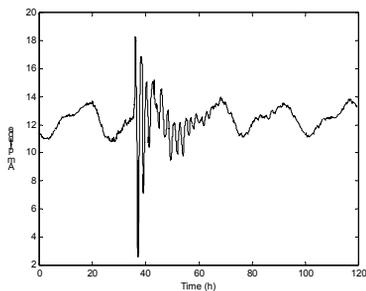


Рис.1.

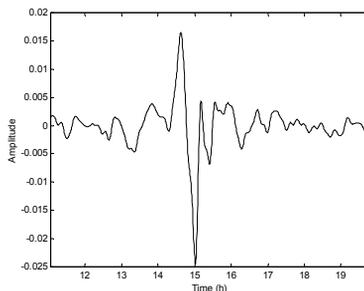


Рис.2.

Разумеется, рассматриваемая нами задача является сильно нелинейной и, как следствие этого, мы восстанавливаем не саму волну в точке взрыва, а волну, идущую от некоторой области, которую можно рассматривать как эффективный источник, уже от которого волна распространяется линейным образом.

Таким образом, приведенный пример демонстрирует возможность восстановления волнового источника. Данный метод может оказаться полезным и в других задачах радиофизики и акустики.

Работа выполнена при поддержке гранта РФФИ № 02-05-65107.

- [1] Зверев В.А., Стромков А.А. Выделение сигналов из помех численными методами. –Н. Новгород: ИПФ РАН, 2001, с.34.
- [2] William J.E., Thomson R.E. Data analysis methods in physical oceanography. –London: Pergamon, 1998, 532с.
- [3] Васильев В., Гуров И. Компьютерная обработка сигналов в приложении к интерферометрическим системам. –Санкт-Петербург: Судостроение, 1998, с.58.

СЕЙСМИЧЕСКОЕ ИЗЛУЧЕНИЕ ВАГОНА, ДВИЖУЩЕГОСЯ ПО БЕССТЫКОВОМУ ЖЕЛЕЗНОДОРОЖНОМУ ПУТИ

Е.Я.Бубнов, В.В.Гущин

Научно-исследовательский радиофизический институт

Железнодорожный транспорт является одним из интенсивных источников сейсмического излучения в низкочастотном диапазоне частот (от нуля до нескольких десятков герц).

В работе [1] выполнен анализ возможных источников сейсмического излучения поезда. В настоящей публикации представлены результаты теоретического расчета сейсмического излучения, обусловленного движением железнодорожного вагона по случайным неровностям рельсового полотна.

Случайные локальные просадки железнодорожного полотна являются причиной появления несбалансированных силовых нагрузок, вызывающих генерацию сейсмических полей в твердой среде. Спектральная плотность силы, действующая со стороны вагона на грунт, зависит при этом как от частотного распределения амплитуд неровностей железнодорожного пути, так и от вида переходной характеристики механической колебательной системы “вагон – рельсовый путь”.

Характерные изменения спектральной плотности мощности неровностей дороги можно описать следующей формулой [2, 3].

$$G_{\xi}(\omega) = DV/\omega^2, \quad (1)$$

где V – скорость движения транспорта, ω – круговая частота.

Механическая схема вертикальных колебаний вагона описана в [3] и может быть с помощью электромеханических аналогий преобразована в соответствующую электрическую схему.

В соответствии с электромеханическими аналогиями спектральная плотность мощности переменной силы, действующей на грунт со стороны одного колеса, определяется следующим соотношением:

$$G_F(\omega) = \omega^2 |Z(i\omega)|^2 G_{\xi}(\omega), \quad (2)$$

где $G_{\xi}(\omega)$, – спектр вертикальных перемещений колеса тележки, $Z(i\omega)$ импеданс эквивалентной электрической схемы.

Зависимость $Z(i\omega)$ имеет резонансы на частотах ω_1 и ω_2 . Первый резонанс соответствует колебаниям корпуса вагона на упругой подвеске, а второй резонанс соответствует колебаниям неподдрессированной части тележки и приведенной массы рельсового пути на упругости балласта. Для четырехосного, груженого грузового вагона $\omega_1 = 14,1$ 1/с, $\omega_2 = 162,1$ 1/с. Добротность подвески вагона близка к единице, добротность балласта может изменяться от 1,0 до 0,7 [3].

При расчете спектра силового воздействия на грунт необходимо учесть сглаживающее действие рельс на неровности пути, что эквивалентно, как показано в [2], прохождению сигнала через линейный фильтр с частотной характеристикой $H(\omega)$

$$H(\omega) = 1/(1+a^2\omega^2/4\pi V^2), \quad (3)$$

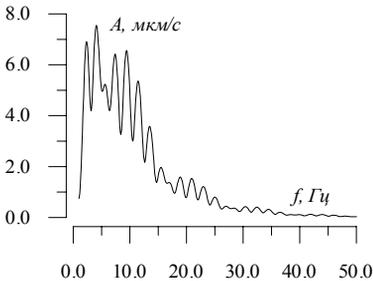
где a – усредняющий линейный размер рельса.

Расчетные соотношения, приведенные выше, выведены для одного колеса. Влияние всех колес вагона на параметры сейсмического излучения носит двоякий характер. Так увеличение числа колес, как элементарных излучателей, приведет к соответствующему увеличению интенсивности сейсмического излучения. Кроме того, в процессе движения колеса одной стороны вагона будут генерировать одинаковые реализации сейсмического сигнала, запаздывающие относительно друг друга на время τ_i , где $\tau_i = R_i/V$, R_i – расстояние, отсчитываемое от первой оси первой тележки до осей последующих колес. Если считать, что неровности пути под правым и левым рельсами одинаковы, то суммирование таких реализаций приведет к изрезанности первоначально гладкого спектра сейсмического сигнала.

Тогда, учитывая вышеприведенные замечания, а также используя формулу (3) публикации [1] и выражения (1)-(3) настоящей работы, получаем следующее соотношение для квадрата спектральной плотности скорости смещения сейсмического сигнала (поверхностная волна Релея в однородном полупространстве), создаваемого движущимся вагоном.

$$v^2(\omega) = \frac{5.64 \times 10^9 \omega^5 |Z(i\omega)|^2 n^2 DV \left(k + \sum_{i=1}^{m-1} \cos(\omega R_i/V) \right) \exp(-\theta \omega R/C_R)}{(1 + a^2 \omega^2/V^2) (1 + \omega^2/\omega_0^2) \rho^2 C^5 R} \quad (4)$$

где, ρ – плотность грунта, C_R – скорость поверхностной волны Релея, θ – декремент затухания поверхностной волны Релея, R – расстояние до источника, m – число осей.



На основе полученной формулы был проведен расчет спектрального распределения амплитуд вертикальной компоненты сейсмического сигнала для груженого грузового вагона.

На рисунке представлен теоретический спектр вертикальных колебаний в твердой среде в диапазоне частот 1-50Гц при следующих расчетных параметрах источника и среды: $m = 4$, $V = 20\text{м/с}$, $\rho = 2000\text{кг/м}^3$, $C_R = 200\text{м/с}$, $R = 100\text{м}$, $\theta = 0,06$.

- [1] Бубнов Е.Я., Гушин В.В. //В кн.: Тр. 6-й науч. конф. по радиофизике. 7 мая 2002 г. /Ред. А.В. Якимов. –Н.Новгород: ТАЛАМ, 2002, с.157
- [2] Динамика системы дорога-шина-автомобиль-водитель /Под ред. А.А. Хачатурова. –Москва: Машиностроение, 1976, 535с.
- [3] Вершинский С.В., Данилов В.Н., Челноков И.И. Динамика вагона –Москва: Транспорт, 1987, 215 с.

УЗЛОКАЛЬНЫЙ АКУСТИЧЕСКИЙ МОНИТОРИНГ СОСТОЯНИЯ ВЕРХНЕГО СЛОЯ ГРУНТА

В.В.Чернов¹⁾, И.Н.Диденкулов¹⁾, С.А.Лобастов²⁾

¹⁾Институт прикладной физики РАН, ²⁾РФЯЦ ВНИИЭФ

В процессе проведения исследований различных материалов могут применяться мощные силовые воздействия, которые могут изменять и саму среду. Это приводит к искажению получаемой информации, особенно при проведении прецизионных измерений. Это касается проведения сейсмического зондирования земли как для исследования различных структур, поиска полезных ископаемых, так и для мониторинга протяженных сейсмических трасс в сейсмоопасных районах.

В качестве одного из примеров рассмотрено воздействие ударных импульсов, возникающих при подрыве зарядов различной массы, расположенных на поверхности грунта, на изменение упругих параметров грунта на разных расстояниях от точки воздействия. Особенно важно это в задачах мониторинга геофизической среды при определении вариаций ее состояния, т.е. изменения скоростных, поглощающих и рассеивающих свойств [1].

Для регистрации таких изменений предлагается использовать метод ближнего поля, основанный на “мешающем”, с точки зрения качественных измерений, явлении установочного резонанса. Экспериментальному и теоретическому рассмотрению АЧХ СП массой M и радиусом основания r_0 , установленного на грунте с определенными параметрами, посвящен ряд работ, проанализированных в [2]. Считая характеристики сейсмоприемника неизменными, можно видеть, что изменение АЧХ системы датчик-грунт будет определяться только изменениями упругих параметров грунта, происходящих под действием каких-либо причин. Регистрируя такие изменения можно отслеживать реакцию упругих параметров грунта на внешние воздействия, не нарушая сплошности среды. Чувствительность метода позволяет измерить изменение свойств грунта как под действием естественных атмосферных условий, так и зондирующих ударных импульсов. В данной работе исследовалось влияние сейсмической волны, возникающей при подрыве зарядов с массой 10г, 30г, 70г, располагавшихся на глубине 0,3м от поверхности грунта. Измерительная система, состоящая из излучателя и приемника, устанавливалась на поверхности грунта на расстоянии 2м от точки подрыва. Измерения АЧХ и ФЧХ системы проводились периодически с интервалом 5 минут в течение 5 часов. Полученная зависимость частоты максимума АЧХ от времени приведена на рис.1. Можно видеть, что на начальном участке времени с 13:30 до 15:33 наблюдается постепенное возрастание частоты максимума. Это объясняется тем, что, несмотря на незначительную массу системы (около 100г), после установки ее на грунт начинается процесс его уплотнения под действием веса измерительной системы. Начиная с 15:33 производились подрывы зарядов массой 10г с интервалом 15-30 минут.

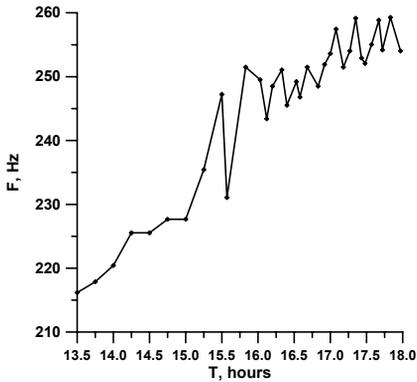


Рис. 1

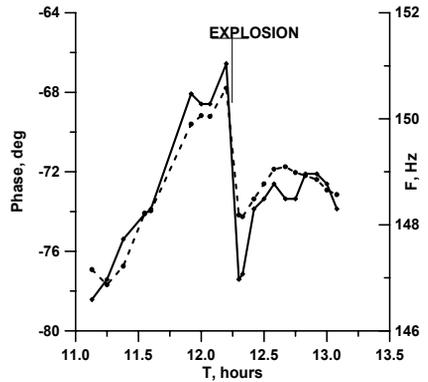


Рис. 2

Из рисунка видно, что возбуждаемые взрывами в грунте сейсмические волны вызывают уменьшение частоты максимума, которое возвращается в течение 5-10 минут до исходного значения. Это говорит о том, что на фоне длительного процесса уплотнения грунта происходит кратковременное его разуплотнение под действием взрыва. Наиболее интенсивное воздействие на упругие параметры грунта оказал подрыв системы, состоящей из 576 зарядов по 20г, размещенных на площадке 3х3м. Общая масса заряда составила 11,5кг. Измерительная система в этом эксперименте была установлена на расстоянии 12м от центра распределителя. В этом случае на начальном этапе измерений наблюдается аналогичное увеличение частоты установочного резонанса системы датчик-грунт, вызванное процессом уплотнения грунта под действием веса измерительной системы (рис.2). После подрыва распределителя также наблюдается резкое уменьшение измеряемой частоты, а также фазы зондирующего сигнала. Отмечается и последующее увеличение этих характеристик, как и при подрыве небольших масс ВВ. Однако в данном случае можно отметить тот факт, что через 20 минут после подрыва измеряемые величины начинают снова уменьшаться. Это отражает процесс повторного разуплотнения грунта, продолжавшийся до момента окончания измерений еще 30 минут. К сожалению, условия проведения экспериментов не позволили установить, носит ли этот процесс колебательный характер. Таким образом, предложенная методика позволяет осуществлять неразрушающий и экологически чистый, высокочувствительный контроль параметров исследуемых сложных сред.

Работа выполнена при поддержке грантов РФФИ № 01-02-16411, № 01-02-16938.

- [1] Гамбурцев А.Г. //В кн.: Разработка концепции мониторинга природно-технических систем. –Москва: РАН, ИФЗ РАН, 1993, т.1, с.9.
- [2] Гушин В.В., Чернов В.В. //В кн.: Физические технологии в машиноведении. – Н.Новгород: Интелсервис, 2000, вып.2, с.41.

О НЕКОТОРЫХ ОСОБЕННОСТЯХ ПРЯМОГО И ОБРАТНОГО РАССЕЯНИЯ АКУСТИЧЕСКИХ ВОЛН НА ПУЗЫРЬКАХ ГАЗА В ВОДЕ

П.Н.Вьюгин, И.Ю.Грязнова, В.В.Курин, Л.М.Кустов

Нижегородский госуниверситет

В работе экспериментально исследовались амплитудные характеристики акустической волны, рассеянной на тонком хаотическом экране всплывающих газовых пузырьков в воде. Рассматривалось как прямое, так и обратное рассеяние. По результатам измерений корреляционных масштабов рассеянной звуковой волны проведены оценки средних размеров групп пузырьков и среднего расстояния между ними.

Экспериментально показано, что радиус корреляции амплитуды рассеянного вперед сигнала сохраняется при удалении приемника от исследуемого пузырькового слоя, следовательно, неоднородности на экране крупномасштабны по сравнению с длиной волны. Это свидетельствует о существовании коллективных эффектов рассеяния, так как диаметр отдельных резонансных пузырьков много меньше длины волны. Однако, оцененный по времени корреляции амплитуды рассеянного вперед сигнала пространственный радиус корреляции взаимного расположения неоднородностей может описывать как среднее расстояние между группами, так и размеры самих пузырьковых скоплений. Поскольку полученные экспериментальные результаты по измерению поперечного радиуса корреляции амплитуды волны, прошедшей через тонкий слой всплывающих пузырьков, не позволили однозначно решить обратную задачу акустики – определить средний размер групп всплывающих пузырьков по данным акустических измерений, представляется целесообразным проанализировать корреляционные характеристики обратно рассеянного сигнала. В этом случае отсутствие прямого сигнала позволяет однозначно трактовать возникновение корреляции в рассеянном поле. Поперечный радиус корреляции уже не может быть связан с зонами когерентности, то есть описывать среднее расстояние между отдельными пузырьками или группами пузырьков как при рассеянии вперед. Наличие корреляционных масштабов амплитуды обратно рассеянной волны может объясняться лишь корреляцией во взаимном расположении пузырьков.

Для проверки этого предположения было проведено несколько серий экспериментов по изучению как прямого, так и обратно рассеянного на слое сигналов при разных значениях силы тока электролиза на генераторе пузырьков, определяющей среднюю концентрацию рассеивателей в слое. Это позволило определить средний размер групп всплывающих пузырьков, а также среднее расстояние между ними.

В экспериментах частота зондирующего сигнала составляла 100 и 375кГц (поскольку в этом диапазоне наблюдается более интенсивное обратное рассеяние). Излучатель опускался в гидродинамический бассейн на глубину 1м, приемник был погружен на 1,1м. Пузырьковый слой находился в зоне Фраунгофера излучателя на расстоянии 3,1м от него. На конце штанги длиной 2,2м, жестко закрепленной другим концом в центре слоя, располагался приемник, который мог свободно перемещаться по окружности при повороте штанги в горизонтальной плоскости. Концентрация неодно-

рдностей изменялась прямо пропорционально силе тока электролиза на генераторе пузырьков, что доказывают результаты измерений интенсивности рассеянной акустической волны. Средняя интенсивность обратного рассеяния растет с увеличением силы тока, аналогичный результат получен и для случая приема прошедшего сквозь пузырьковый слой сигнала при расположении точки наблюдения не на оси излучателя. В то же время интенсивность прямого сигнала экспоненциально спадает с увеличением силы тока, что подтверждает монотонный линейный рост концентрации рассеивателей с увеличением тока электролиза.

Исследования поперечного радиуса корреляции амплитуды обратно рассеянной на пузырьковом слое звуковой волны показали, что при разных токах электролиза радиусы корреляции приблизительно одинаковы. Однако при измерении амплитуды сигнала, прошедшего сквозь пузырьковый слой, радиус корреляции рассеянного поля уменьшается по мере увеличения силы тока электролиза. Поэтому разумно предположить, что радиус корреляции амплитуды прошедшего через хаотический экран сигнала описывает расстояние между группами всплывающих пузырьков: чем больше ток электролиза, то есть больше концентрация пузырьков, тем меньше расстояние между их скоплениями. Радиус корреляции обратно рассеянного сигнала отражает размеры этих групп, не зависящих от силы тока электролиза. Действительно, поскольку распределение пузырьков по размерам равномерно и не зависит от концентрации, группы могут образовываться из примерно одинакового количества пузырьков и иметь в среднем одни и те же масштабы для разных концентраций, то есть для разных значений тока электролиза. В случае же приема прошедшего сигнала в точке, расположенной не на оси излучателя, наблюдаются зависимости, аналогичные полученным при обратном рассеянии, поскольку приемник не попадает в озвученную область, прямой сигнал отсутствует, и поперечный радиус корреляции не может быть связан с зонами когерентности, и, следовательно, он описывает средние размеры скоплений пузырьков.

Таким образом, для определения характеристик распределения пузырьков в тонком всплывающем слое с помощью дистанционных акустических методов целесообразно использовать как прямое, так и обратное рассеяние зондирующих сигналов. При этом прошедшая через слой акустическая волна несет информацию о среднем расстоянии между группами всплывающих пузырьков, в то время как по корреляционным масштабам обратного рассеяния можно оценить размеры самих скоплений.

Работа выполнена при поддержке грантов РФФИ № 01-02-17653, КЦФЕ № E02-3.5-517, ведущей научной школы НШ-838.2003.2.

О ВОЗБУЖДЕНИИ СФОКУСИРОВАННОГО ВОЛНОВОГО ФРОНТА В ТВЁРДОЙ СРЕДЕ ИЗ СКВАЖИНЫД.А.Касьянов¹⁾, Г.Е.Фикс²⁾¹⁾НИРФИ, ²⁾Институт прикладной физики РАН

Данная работа посвящена акустическим полям, которые возбуждаются в твёрдой среде протяженной цилиндрической фокусирующей антенной из скважины. В работе [1] подробно обсуждаются те преимущества, которые появляются как у методов интенсификации различных скважинных геотехнологических процессов, так и в методах исследования околоскважинного пространства, если там используются фокусирующие скважинные антенны. В теории подобных антенн, которая разработана ещё недостаточно, существуют два основных направления исследований. Первое – это получение оптимальных условий излучения упругих волн в твёрдый массив из скважины с помощью протяжённых скважинных антенн различного типа. Второе направление – это исследование самих упругих полей в массиве, создаваемых с помощью фокусирующих начальных фазовых распределений на скважинных излучателях. В [2] получены оптимальные условия излучения акустических полей из скважины с помощью протяжённой цилиндрической пьезокерамической антенны некомпенсированного типа. Это достаточно распространённый тип скважинных излучателей, которые используются на небольших глубинах, в основном, для интенсификации геотехнологических процессов [1]. В эксперименте, описанном в [1], для интенсификации подземного выщелачивания применена фокусирующая скважинная антенна, выполненная в виде цилиндрической зонной линзы. Акустическая интенсификация осуществлялась в двухчастотном режиме, что хорошо соответствует теоретическим оценкам из [2]. Зонная линза при заданных размерах зон имеет при работе на разных частотах различные фокусные расстояния. Такая особенность фокусирования волн и простота конструкции делает зонную линзу наиболее привлекательной разновидностью фокусирующих скважинных антенн, предназначенных для интенсификации. Далее, на примере фокусирующей скважинной антенны из [1] даны оценки упругих полей, которые создавались в массиве при проведении эксперимента по интенсификации подземного выщелачивания. Используются теоретические результаты работы [2], в качестве модели продуктивного пласта берётся изотропное твёрдое тело с характеристиками, измеренными в ходе подготовки к эксперименту [1]. На рис.1,2 показаны распределения объёмных деформаций и радиальных смещений в фокальной плоскости, используемой в [1], цилиндрической зонной линзы при её работе на разных частотах (график (а) соответствуют частоте 13,8 кГц, (б) – 8,2 кГц). Фокусирующие свойства используемых источников можно оценить, сравнивая поля, ими создаваемые, с цилиндрически расходящимся полем, например, в фокальной области. Таким образом, можно ввести некий коэффициент усиления в области фокуса K_{ϕ} . Для случая работы антенны из [1] на частоте 13,8 кГц – $K_{\phi}=3,4$; для случая 8,2 кГц – $K_{\phi}=3,2$. Следовательно, по интенсивности выигрыш и в том и в другом случае около порядка. С другой стороны, при выполнении оптимальных условий при излучении акустического поля скважинной антенной в массив через жидкий

слой можно ввести коэффициент усиления радиальных смещений K_y , как отношение смещений в фокусе к смещениям на стенке скважины. Расчёты для случаев (а) и (б) даны на рис.2. При вычислении полей, приведённых на рис.1,2, учтено затухание, которое специально измерялось при подготовке полевых экспериментов в [1].

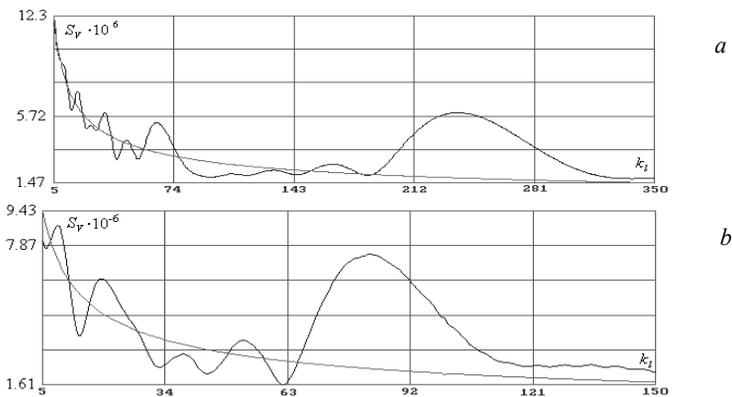


Рис. 1

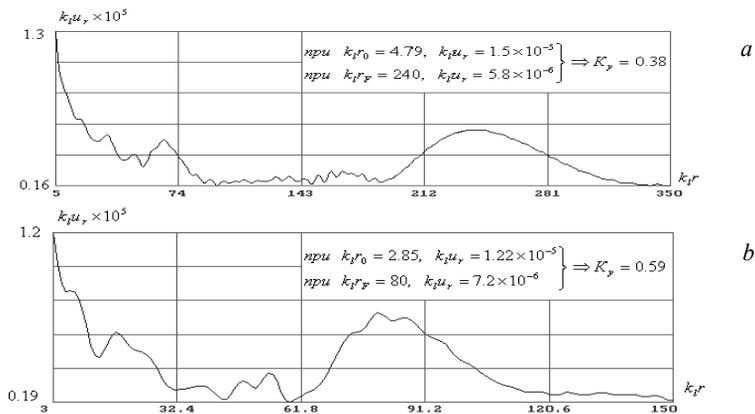


Рис. 2

Работа выполнена при поддержке грантов РФФИ № 03-02-16805, № 03-02-17074, ведущей научной школы НШ-838.2003.2 и ФЦП «Интеграция».

- [1] Касьянов Д.А., Шалашов Г.М. //Изв. вузов Радиофизика. 2002. Т.45,№2. С.170.
 [2] Касьянов Д.А. //Изв. вузов Радиофизика. 2003. Т.46,№2. С.111.

УДАРНЫЕ ВОЛНЫ В АКУСТИЧЕСКИХ ПУЧКАХ БОЛЬШОЙ ИНТЕНСИВНОСТИ. ФИЗИЧЕСКИЙ ЭКСПЕРИМЕНТ

П.Н.Вьюгин¹⁾, С.Н.Гурбатов¹⁾, Д.А.Касьянов²⁾, В.В.Курин¹⁾, Н.В.Курочкин¹⁾,
Л.М.Кустов¹⁾, Н.В.Прончатов-Рубцов¹⁾

¹⁾Нижегородский госуниверситет, ²⁾НИРФИ

Нелинейное взаимодействие волн конечной амплитуды при распространении звука в газах и жидкостях достаточно хорошо изучено теоретически [1]. Однако, такой нелинейный эффект, как образование ударных волн, рассчитан для плоских волн. В акустических экспериментах, как правило, используются круглые поршневые преобразователи, ближнее поле которых не может даже приближенно соответствовать полю плоской волны [2]. Процесс распространения акустической волны зависит от совместного действия нелинейности, диссипации и дифракции. Взаимное влияние этих трех факторов существенным образом сказывается на образовании ударной волны, структуре и динамике поведения ударного фронта при распространении звукового пучка в нелинейной диссипативной среде.

Отличительной чертой нелинейного распространения волнового пучка является асимметрия формы возмущения: периодический сигнал искажается несимметрично, фаза сжатия сокращается по длительности, а фаза разряжения растягивается [3]. После образования разрыва волновой профиль отличается от симметричной пики плоских волн: фаза сжатия имеет треугольную форму, а фаза разряжения округлена. Асимметрия профиля волны увеличивается при усилении роли дифракционных эффектов.

Целью настоящей работы является исследование динамики образования ударных волн в слаборасходящихся акустических пучках.

В эксперименте использовались круглые поршневые пьезокерамические излучатели, радиус 0,5см, 1см и 1,5см, работающие на частоте накачки $f_0 = 3\text{МГц}$ и обеспечивающие достаточно узкую диаграмму направленности шириной $\approx 1^\circ$. На рис.1 представлена полная линейка используемых излучателей, а на рис.2 изображен один из излучателей в сборе.



Рис. 1

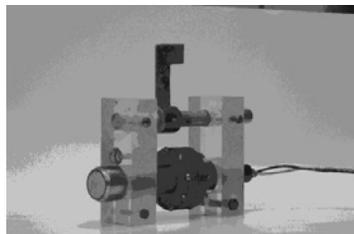


Рис. 2

В экспериментах достигнута рекордная интенсивность звуковых волн $J \approx 5,5\text{Вт/см}^2$, при этом уровень нелинейных искажений излучающего тракта не превышал 1%. Особое внимание уделялось реализации широкополосного приема. С этой

целью использовался специальный пьезоприемник размером $l=1$ мм и резонансной частотой 100МГц. Использование такого приемника позволило принимать до тридцати гармоник исходного сигнала с равномерной частотной характеристикой.

Для примера на рис.3 представлено осевое изменение формы и амплитуды принимаемого сигнала в зависимости от расстояния, r – расстояние от излучателя до приемника в сантиметрах.

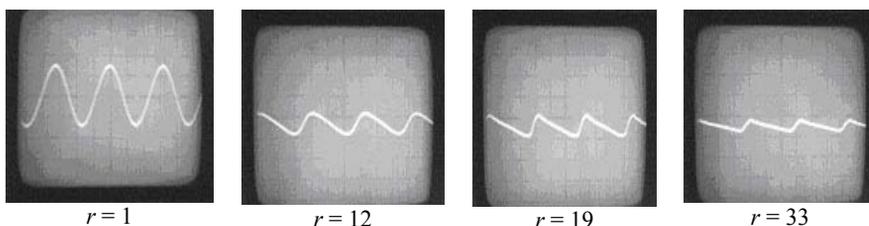


Рис. 3

На оси пучка существенное отличие профиля волны от синусоидального начинается на расстояниях ≈ 12 см от излучателя. Далее фронт волны начинает все сильнее укручиваться, вплоть до расстояния ≈ 15 см, после которого за счёт сильной диссипации энергии происходит расширение ударного профиля волны и значительный спад его амплитуды. Ударный фронт волны сначала образуется на оси пучка. В приосевой области профиль близок к ударному, а на периферии нелинейные искажения минимальны.

По экспериментально определенной координате разрыва были оценены безразмерные параметры задачи, в частности, число Маха $M \approx 1,82 \cdot 10^{-4}$, а число Рейнольдса $Re \approx 51$. Параметр $T \approx 10$ характеризует преобладание нелинейности над дифракционными эффектами.

Работа выполнена при поддержке грантов РФФИ № 03-02-16805, № 02-02-17374, программы “Университеты России” УР.01.01.018, ведущей научной школы НШ-838.2003.2.

- [1] Наугольных К.А., Островский Л.А. Нелинейные волновые процессы в акустике. – Москва: Наука, 1990, 237с.
- [2] Куницын В.Е., Руденко О.В. //Акустический журнал. 1978. Т.24,№4. С.549.
- [3] Бахвалов Н.С., Жилейкин Я.М., Заболотская Е.А. Нелинейная теория звуковых пучков. –Москва: Наука, 1982, 178с.

ОПРЕДЕЛЕНИЕ ПОЛОЖЕНИЯ ТРЕЩИН С ПОМОЩЬЮ НЕЛИНЕЙНОГО МОДУЛЯЦИОННОГО АКУСТИЧЕСКОГО МЕТОДА

Н.В.Курочкин¹⁾, Р.А.Кривдин¹⁾, А.А.Стромков (мл.)¹⁾, А.А.Стромков²⁾,
И.Н.Диденкулов²⁾

¹⁾Нижегородский госуниверситет, ²⁾Институт прикладной физики РАН

В последние годы интенсивно развиваются методы нелинейной акустической диагностики, так как нелинейные акустические свойства более чувствительны к наличию дефектов и изменению структуры среды, чем линейные [1,2]. В работе представлены результаты исследования возможностей нового акустического модуляционно-модового метода определения местоположения трещин. Этот метод проверен в эксперименте с дюралюминиевым стержнем.

Сущность такого метода состоит в том, что при возбуждении в исследуемом образце низкочастотных колебаний на разных резонансных частотах, трещина будет подвергаться различным деформациям, что приводит к различной степени модуляции ВЧ волны НЧ колебаниями [3]. Анализируя индекс модуляции для разных мод, можно построить алгоритм определения местоположения трещины.

Для простоты рассмотрим идеальный стержень без затухания. Предположим, что собственные колебания стержня возбуждаются последовательно на резонансных частотах разных мод. В этом случае распределение амплитуды смещения вдоль стержня имеет вид:

$$u(z,t) = \frac{F_0 e^{j\Omega t} \cos k(l-z)}{kSE \sin\left(\frac{\Omega l}{c}\right)}. \quad (1)$$

Как видно из (1), в идеальном стержне без затухания устанавливается стоячая волна. Условия резонанса возникают на частотах $fn = nc/2l$, $n = 1, 2, \dots$

Пусть в стержне распространяется также ВЧ продольная волна. Частоту ω этой волны будем полагать много большей собственных частот Ωl стержня: $\omega \gg \Omega l$. Вообще говоря, в ограниченном по длине стержне и ВЧ волна является стоячей. Однако, для очень высоких частот длина волны становится весьма малой, и даже при небольшом относительном изменении частоты происходит существенное изменение положений узлов и пучностей стоячей продольной волны. Поэтому при использовании нескольких частот $\omega \pm \Delta\omega$ в пределах ширины полосы $\Delta\omega = \pi/l$ и при усреднении результата измерений стоячая структура ВЧ поля не будет сказываться на результатах измерений, и можно считать, что продольная волна в стержне является бегущей.

В идеальном случае, при отсутствии трещины в образце НЧ и ВЧ волны в стержне не взаимодействуют друг с другом. На практике это условие полностью не выполняется из-за паразитных эффектов, однако модуляция ВЧ волны низкочастотной является малой. При появлении трещины амплитуда модуляционных компонент существенно увеличивается, так как появляется сильная нелинейность, обусловленная трещиной.

Можно показать, что коэффициент модуляции M_n ВЧ волны зависит от возбуждаемой в стержне НЧ моды. Основываясь на этом, можно предложить метод определения местоположения дефекта по сравнению амплитуд комбинационных гармоник для различных мод.

Схема экспериментальной установки представлена на рис.1. Дюралюминиевый стержень длиной 2,1м, подвешен на двух нитях. В качестве дефекта в стержне на расстоянии 50см была сделана трещина. ВЧ продольная волна возбуждалась пьезокерамическим излучателем, прикрепленным к торцу стержня, на частоте 200кГц. Собственные моды возбуждались ударом. Сигнал принимался пьезокерамическим датчиком. Для определения местоположения трещины введем параметр:

$$\tilde{M}(z, z_0) = \sum_n M_n \sin k_{\Omega} z = \alpha \cdot \sum_n |\sin k_{\Omega} z_0| \cdot \sin k_{\Omega} z. \quad (2)$$

Результат обработки экспериментальных данных представлен на рис.2.

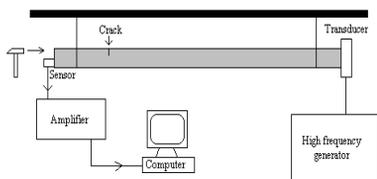


Рис. 1

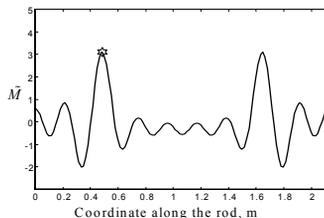


Рис. 2

Из графика видно, что параметр \tilde{M} имеет два максимума на расстояниях z_0 и $l-z_0$ от края стержня. Второй максимум появляется за счет симметрии \tilde{M} .

Таким образом, результаты работы показывают, что предложенный алгоритм нелинейно-акустической реконструкции положения трещины может быть использован для дефектоскопии.

Работа выполнена при поддержке гранта РФФИ № 01-02-16938, ведущей научной школы НШ-838.2003.2.

- [1] Джонс Р., Фокозару. Неразрушающие методы испытания бетонов. –Москва: Стройиздат, 1974, 278с.
- [2] Коротков А.С., Славинский М.М., Сутин А.М. //Акустический журнал. 1994. Т.40, №1. С.84.
- [3] Диденкулов И.Н., Екимов А.Э., Казаков В.В., Сутин А.М. //Нелинейная акустика твердого тела. Сб. трудов 8-й сессии РАО /Ред. В.И.Ерофеева. –Н.Новгород: Интелсервис, 1998, с.265.

ОБ АМПЛИТУДНОЙ МОДУЛЯЦИИ ПОДЗЕМНОГО ЗВУКА

Б.Н.Боголюбов, В.Н.Лобанов, В.Е.Назаров, А.А.Стромков, В.И.Таланов

Институт прикладной физики РАН

Подземные сейсмоакустические шумы могут генерироваться различными источниками, связанными как с жизнедеятельностью человека (так называемые техногенные шумы), так и с естественными динамическими процессами, происходящими в толще Земли (эндогенные шумы). Чувствительным параметром, реагирующим на изменение напряженного состояния трещиноватой флюидонасыщенной горной породы, является сейсмоакустическая эмиссия (САЭ) – шумовой отклик на деформационное воздействие. Это явление может быть использовано как новый канал информации о процессах, сопровождающих деформацию земной коры, в том числе, о тектонических процессах, предвещающих землетрясения [1]. Целью данных исследований являлось получение информации о “дыхании” Земли, в частности, ее осадочной толщи, о цикличности и интенсивности процессов акустической эмиссии, а также их связи с деформационными процессами различной физической природы, происходящими в верхней части земной коры. В результате такого мониторинга может быть получена дополнительная информация о сейсмических процессах на недоступных ранее глубинах, которая служит целям повышения достоверности прогнозов геодинамических процессов, в том числе, землетрясений. В конце 1999 года на законсервированном кусте скважин Самотлорского нефтяного месторождения, разрабатываемого с 60-х годов прошлого века, в заполненной жидкостью скважине в течение трех недель с техническими перерывами, связанными с проверкой работоспособности акустического зонда, осуществлялся прием шумов САЭ. Заметим, что горная порода как сейсмоопасных, так и нефтеносных, долго разрабатываемых районов, является в одинаковой мере наиболее ослабленной, подвижной и динамически активной, что приводит к родственным сейсмоакустическим реакциям на деформацию в этих районах. При этом непрерывные акустические измерения в глубоких скважинах до настоящих пор являются единичными, и результаты каждого из них представляют значительный интерес. В данном эксперименте удалось реализовать в стволе скважины непрерывные исследования, направленные на изучение вариаций полей и получение новых данных о строении и свойствах массива пород, получить информацию о глубинных динамических процессах в земной коре.

При проведении эксперимента глубина погружения приемного зонда, созданного на основе гидрофона, составляла 1750м, что позволило отстроиться (благодаря наличию подповерхностного торфяного слоя толщиной около 20м) от поверхностных техногенных шумов. При этом применяемый зонд должен отвечать ряду требований к аппаратуре, одним из которых является высокая чувствительность, позволяющая регистрировать акустический отклик геологической среды на деформации порядка 10^{-8} – 10^{-10} м. Диапазон принимаемых сейсмоакустических шумов составлял 55-95Гц. Вариации амплитудного уровня сейсмоакустического шума происходят с периодичностью воздействующих деформационных процессов, то есть в трещиноватых породах на

спектры огибающих сигналов САЭ влияют лунно-солнечные приливы, собственные колебания Земли, штормовые микросейсмы, а также упругие волны, связанные с тектонической активностью. В нашем эксперименте, в течение всего периода измерений наблюдалась амплитудная модуляция сейсмоакустического шума (рис.1а), которая определяется лунно-солнечными приливами (основные периоды составляют около 8, 12 и 24 часа).

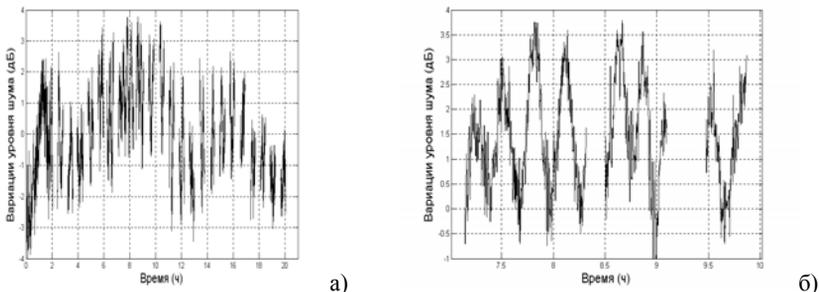


Рис.1

Для выделения основных периодов временных вариаций использовались спектры огибающей мощности акустических сигналов. В результате обработки были выделены доминирующие периоды: 13 секунд, 1 минута – штормовые микросейсмы (рис.2а), 15-20 минут – собственные колебания Земли (рис.1б, рис.2б). Учитывая, что тектонические процессы, предвещающие землетрясения, значительно превышают вариации САЭ, связанные с выявленными здесь процессами, можно утверждать, что САЭ может отражать процессы подготовки землетрясений, содержит о них важную информацию, а при непрерывной регистрации в сейсмоопасных районах становится решающим прогностическим признаком землетрясений.

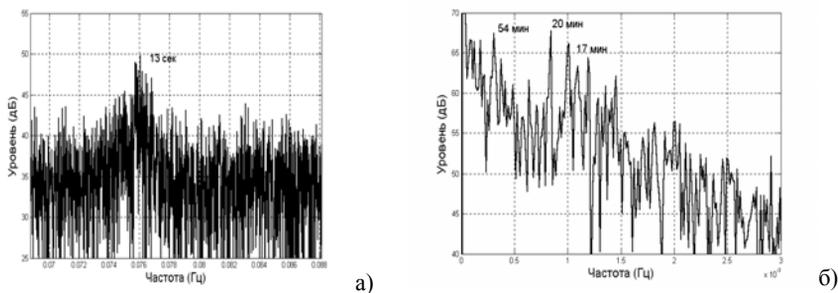


Рис.2

Работа выполнена при поддержке гранта РФФИ № 02-02-17089 и ведущей научной школы НШ-1641.2003.2.

НОВЫЙ КРИТЕРИЙ ПРИМЕНИМОСТИ АДИАБАТИЧЕСКОГО ПРИБЛИЖЕНИЯ

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

Институт прикладной физики РАН

Рассмотрено скалярное поле в волноводе с неоднородным показателем преломления. Предполагается, что продольные масштабы неоднородностей сравнимы с длиной цикла луча. Главным результатом работы является сравнительно простая формула, выражающая новый критерий применимости адиабатического приближения. Вывод формулы базируется на том факте, что в высокочастотном приближении модовая структура поля может быть описана с помощью лучевых формул [1].

При этом амплитуда m -й моды a_m на заданной дистанции выражается в виде суммы $a_m(r) = \sum A_j \exp(ik\Phi_j)$, где каждое слагаемое представляет собой вклад так называемого модового луча, то есть геометрооптического луча, переменная действия которого на заданной дистанции равна переменной действия моды $(m+1/2)/k$. Здесь k – волновое число, а m – номер соответствующей моды. Параметры A_j и Φ_j представляют собой амплитуду и эйконал j -го модового луча, соответственно. Приведенная формула дает приближенное выражение для амплитуды моды, при выводе которого адиабатичность волновода не предполагалась. Поэтому данный результат может быть использован при оценке граници применимости адиабатического приближения.

Для решения этой задачи сравним фазу модового луча $k\Phi$ (индекс j далее опускаем) с ее значением, вычисленным в адиабатическом приближении, то есть в предположении, что переменная действия модового луча сохраняется вдоль траектории [2]. Пусть i -й цикл осцилляций этого луча начинается в точке r_i . Можно показать, что разность между реальным вкладом в фазу модового луча от интегрирования по данному циклу длины D и аналогичным вкладом, вычисленным в адиабатическом приближении, дается выражением

$$\delta\phi_i = -k \int_0^{D/2} d\rho \left(\rho - \frac{D}{4} \right) \frac{\partial U(r, z(r))}{\partial r} \Big|_{\gamma=\gamma_i+\rho} + k \int_{D/2}^D d\rho \left(\rho - \frac{3D}{4} \right) \frac{\partial U(r, z(r))}{\partial r} \Big|_{\gamma=\gamma_i+\rho} \quad (1)$$

Здесь введена вспомогательная функция $U(r, z) = (1 - n^2(r, z))/2$, где символ n означает показатель преломления. Для простоты мы рассматриваем двумерную среду, в которой n зависит от дистанции r и глубины z . При интегрировании по неполным первому и последнему циклам траектории пределы интегрирования следует изменить очевидным образом. Для отыскания отличия полной фазы (эйконала) модового луча от ее значения, вычисленного в адиабатическом приближении, все $\delta\phi_i$ следует просуммировать. Применимость адиабатического приближения формулируется в виде неравенства $|\delta\Phi| = |\sum \delta\phi_i| \ll \pi$.

Обычно считается, что адиабатическое приближение справедливо при условии [2,3]:

$$D/L \ll 1, \quad (2)$$

выражающем требование малости длины цикла луча D по сравнению с горизонтальным масштабом изменения свойств среды L . Более точный критерий, учитывающий зависимость от частоты, имеет вид [2]

$$kD^2/L \ll 1. \quad (3)$$

Условия (2,3) и им подобные получены путем оценивания членов уравнений для амплитуд мод, отбрасываемых при переходе к адиабатическому приближению. Являясь необходимыми, они, однако, не позволяют оценивать границы применимости приближения по дистанции. Ведь понятно, что на очень длинных трассах адиабатическое приближение рано или поздно станет неприменимым даже при выполнении неравенств (2) и (3).

Новый метод оценки границ применимости адиабатического приближения базируется не на уравнении метода поперечных сечений, а, фактически, на его решении. Это позволяет, в частности, получить оценку, свободную от указанного выше ограничения, то есть учитывающую накопление ошибок с дистанцией. Наш критерий несколько сложнее условий (2) и (3), однако вычисление интегралов в (1) легко может быть выполнено с помощью стандартной лучевой программы.

Отметим еще один механизм нарушения адиабатического приближения [1]. В плоскоструйном и адиабатическом волноводах для каждой моды на любой дистанции имеются ровно два модовых луча. В произвольном переменном по трассе волноводе число модовых лучей (обозначим его J) может быть любым. Поэтому отличие величины J от двух свидетельствует о нарушении адиабатического приближения. Обычно, начиная с некоторой дистанции, имеем $J > 2$. Однако можно представить себе ситуацию, когда J становится равным 1 или даже 0, то есть мода становится нераспространяющейся.

Данная работа выполнена при финансовой поддержке грантов РФФИ № 01-05-64394, № 03-02-17246, ведущей научной школы НШ-838.2003.2.

- [1] Вировлянский А.Л., Любавин Л.Я., Стромков С.А. //Акустический журнал. 2001. Т.47, №5. С.597.
 [2] Бреховских Л.М., Лысанов Ю.П. Теоретические основы акустики океана. –Л.: Гидрометеиздат, 1982, 264с.
 [3] Brekhovskikh L.M., Godin O.A. Acoustics of layered media II: Point sources and bounded beams. –Berlin: Springer, 1999, 524p.

ИСПОЛЬЗОВАНИЕ КОМБИНАЦИОННО-РАСSEЯННОГО СИГНАЛА ДЛЯ ДЕТАЛЬНОЙ ДИАГНОСТИКИ РАСПРЕДЕЛЕНИЯ МИКРОПУЗЫРЬКОВ ПО СЕЧЕНИЮ ПОТОКА

П.Н.Вьюгин, Л.М.Кустов, А.И.Мартьянов, Н.В.Прончатов-Рубцов

Нижегородский госуниверситет

Акустические методы измерения пространственного распределения рассеивателей разрабатываются довольно давно [1]. Получение высокого пространственного разрешения – основная цель этих разработок. Информацию о пространственном распределении рассеивателей можно, в некоторых случаях, получить, решая обратную задачу о форме спектра линейно или комбинационно рассеянного сигнала на исследуемом объеме [2,3]. При этом необходимо иметь априорную информацию о пространственном распределении скоростей движения рассеивателей. В данной работе приведены результаты прямого измерения пространственного распределения рассеивателей с использованием комбинационно рассеянного сигнала.

Прямое измерение осуществляется при помощи акустической фокусирующей системы, настроенной на приём сигнала от малой области исследуемого пространства. При таком методе измерения для получения информации о пространственном распределении рассеивателей практически не требуется предварительных данных о характере распределения рассеивателей в пространстве и их распределении по скоростям. Использование комбинационно рассеянного сигнала позволяет измерять пространственное распределение нелинейных рассеивателей в условиях сильных реверберационных помех, создаваемых другими линейными рассеивателями. В настоящей работе в качестве объекта исследования взята затопленная струя воды, вытекающая из кавитирующего сопла. Проводилось измерение распределения газовых микропузырьков по сечению, перпендикулярному оси осесимметричного потока. Схема эксперимента приведена на рис.1. Струя, вытекающая горизонтально из кавитирующего сопла озвучивается двумя квазипараллельными ультразвуковыми пучками 1 и 2 с частотами 195кГц и 132кГц. Рассеянный сигнал разностной частоты 63кГц принимается из области 5 фокусирующей системой 3, 4, подаётся на АЦП и вводится в компьютер. Приемной

системой, настроенной на ось потока, проводится вертикальное сканирование струи. Для качественной оценки можно считать, что амплитуда комбинационно рассеянного

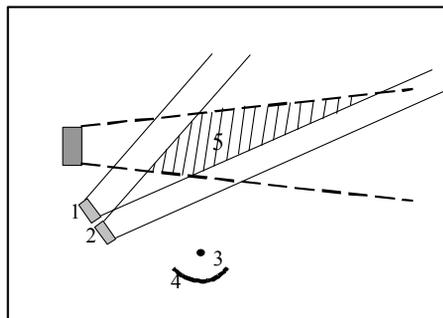


Рис. 1

сигнала пропорциональна средней концентрации микропузырьков в малом объёме, на который настроена фокусирующая система.

На рис.2-5 представлены экспериментально полученные зависимости амплитуды комбинационно рассеянного сигнала от расстояния до оси струи при вертикальном

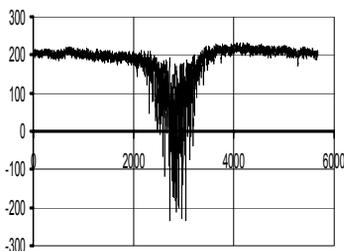


Рис. 2

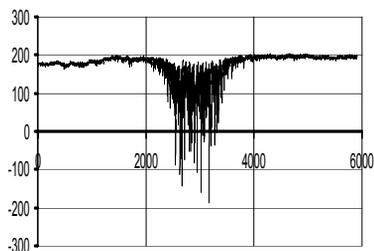


Рис. 3

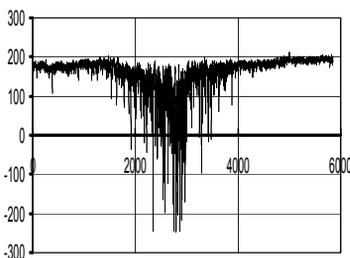


Рис. 4

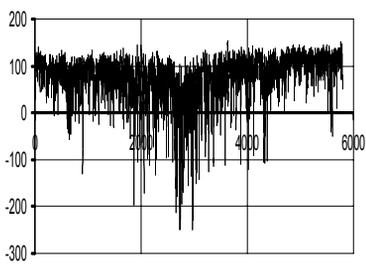


Рис. 5

сканировании на различных расстояниях от среза сопла. Разрезы, представленные на рисунках, проведены на расстояниях 13см, 63см, 83см, 133см от среза сопла. По вертикальной оси представлена относительная амплитуда, а по горизонтальной – вертикальная координата в относительных единицах. Вид зависимости амплитуды рассеянного сигнала качественно совпадает с зависимостью концентрации микропузырьков от расстояния до оси потока, полученной в работе [2].

Работа выполнена при поддержке грантов РФФИ № 01-02-17653, КЦФЕ № E02-3.5-517, ведущей научной школы НШ-838.2003.2.

- [1] Бергман Л. Ультразвук. –М.: Ин. лит., 1957, 726с.
- [2] Бархатов А.Н., Гавриленко В.Г., Мартянов А.И. //Акустический журнал. 1979. Т.25, №1. С.32.
- [3] Didenkulov I.N., Martyanov A.I., Selivanovsky D.A., Pronchatov-Rubtsov N.V. //Hydroacoustics. 2001. V.4. P.43.

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ТУРБУЛЕНТНОЙ ВОДНОЙ СРЕДЫ МЕТОДОМ ИНТЕРФЕРОМЕТРИИ

П.Н.Вьюгин¹⁾, В.Г.Гавриленко¹⁾, Л.М.Кустов¹⁾, А.И.Мартыянов¹⁾, М.Б.Нечаева²⁾

¹⁾Нижегородский госуниверситет

²⁾Научно-исследовательский радиофизический институт

Одним из эффективных методов диагностики турбулентной среды является метод зондирования, который применяется для исследования земной атмосферы, ионосферы, плазмы солнечного ветра и солнечной короны, плазменных и гидродинамических струй [1-4]. Перспективным направлением в этой области является использование интерферометра. С целью отработки процедуры интерферометрического способа наблюдений и дальнейшего применения его в природных средах была создана специальная установка, и в гидродинамическом бассейне ННГУ проведен лабораторный интерферометрический эксперимент по зондированию возмущенной водной среды. Ультразвуковой сигнал в виде квазиплоской волны распространялся через затопленную водяную турбулентную струю от излучателя до двух приемных антенн интерферометра. Водный поток был направлен поперек трассы распространения излучаемого сигнала.

Сигналы, прошедшие через среду по разным трассам и принятые в пунктах интерферометра, перемножались между собой без сдвига по времени. Результат перемножения с помощью АЦП записывался в память компьютера и представлял собой дискретную реализацию. При последующей обработке рассчитывалась автокорреляционная функция результирующего сигнала интерферометра, и проводился Фурье-анализ каждой из реализаций сигнала, результатом которого являлись спектры мощности поля выходного сигнала инструмента. Такая процедура, характерная для интерферометрического приема, обладает рядом преимуществ по сравнению с традиционным однопунктовым приемом, поскольку позволяет исследовать флуктуации поля, вносимые только турбулентной средой на двух разных трассах распространения. В этом случае исключается влияние флуктуаций собственного излучения источника, что делает возможным зондировать среду не только монохроматическими, но и широкополосными шумовыми сигналами.

На рис.1 показаны спектры отклика интерферометра на широкополосный сигнал, измеренные при разных расстояниях между приемниками (база интерферометра $b=15$ см, 24.5 см, 34.5 см). Данные наблюдений сопоставлялись с результатами теоретического анализа, выполненного ранее [2]. Расчеты показали, что измерения оказываются наиболее информативными при слабых фазовых возмущениях. В этом случае вид спектра мощности совпадает со спектром флуктуаций разности фаз, полученным для подобной задачи в работе [4], где описан эксперимент по зондированию призмочно-

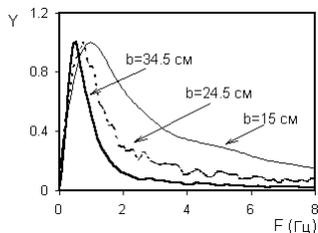


Рис. 1

для подобной задачи в работе [4], где описан эксперимент по зондированию призмочно-

го слоя атмосферы звуковыми монохроматическими сигналами с приемом в двух точках. В случае, когда скорость потока направлена вдоль базы интерферометра, зависимость спектра от частоты Ω , длины базы b и скорости потока V с точностью до постоянного коэффициента при условии $\Omega \ll \kappa_m V$ описывается выражением:

$$Y(\Omega) \approx \left(1 - \cos\left(\frac{\Omega b}{V}\right) \right) \left[\left(\frac{\Omega}{V}\right)^2 + \kappa_0^2 \right]^{-\frac{(p-1)}{2}} \quad (1)$$

Из (1) следует, что на “крыльях” спектра должны быть осцилляции, которые зависят только от соотношения скорости потока V и базы интерферометра b . В области частот $\Omega \gg \kappa_0 V$ из вида экспериментальных спектров возможно определить p – показатель пространственного спектра неоднородностей концентрации кавитационных пузырьков.

На рис.2 приведен спектр (жирная линия), полученный при зондировании турбулентной струи монохроматическими сигналами. Тонкой линией показан результат численного моделирования. Спектральный индекс p в большинстве экспериментов равен $11/3$, что соответствует спектру Колмогорова. На “крыльях” экспериментальных спектров отчетливо просматриваются осцилляции, но определение значений скорости по положению минимумов на оси частот затруднено из-за того, что флуктуации средней скорости в условиях эксперимента могли быть существенными.

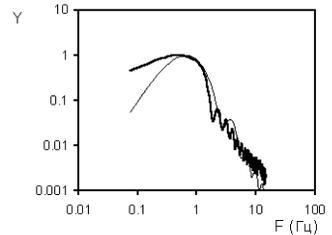


Рис.2

Таким образом, проведенные эксперименты по просвечиванию турбулентной водной среды монохроматическими и шумовыми сигналами, показали, что выходной сигнал интерферометра несет информацию о пространственном спектре флуктуаций параметров среды, а в случае, когда база инструмента параллельна турбулентному потоку, – о скорости движения неоднородностей.

Работа выполнена при поддержке грантов РФФИ № 01-02-17653, КЦФЕ № E02-3.5-517, НШ-838.2003.2.

- [1] Яковлев О.И. Космическая радиофизика.–М.: Наука, 1998, 432с.
- [2] Гавриленко В.Г., Липатов Б.Н., Нечаева М.Б. //Изв. вузов. Радиофизика. 2002. Т.XLV, №6. С.459.
- [3] Гавриленко В.Г., Ковнер М.С., Мартынов А.И. //Акустический журнал. 1977. Т.23, №5. С.706.
- [4] Голицын Г.С., Гурвич А.С., Татарский В.И. //Акустический журнал. 1960. Т.6, вып.2. С.187.

О ГЕНЕРАЦИИ КРУПНОМАСШТАБНЫХ КОМПОНЕНТ ПОЛЯ ПРИ РАСПРОСТРАНЕНИИ ИНТЕНСИВНОГО МОДУЛИРОВАННОГО ШУМА

С.Н.Гурбатов, И.Ю.Демин, Г.В.Пасманик

Нижегородский госуниверситет

На основе одномерного уравнения Бюргерса в случае бесконечных чисел Рейнольдса [1] проведен анализ эволюции интенсивного акустического шума, имеющего периодическую модуляцию интенсивности $v_0(x) = m(x)f(x)$, где $v_0(x)$ – начальное поле скорости, $m(x)$ – функция модуляции с периодом L_0 , $f(x)$ – стационарный гауссов шум, характерный пространственный масштаб которого $l_0 \ll L_0$. Показано, что нелинейность приводит к частичному подавлению амплитуды модуляции и к генерации регулярной низкочастотной компоненты, крупномасштабной структуры, на частоте модуляции [2].

В эволюции крупномасштабной компоненты можно выделить три стадии. На начальной стадии, до образования разрывов в профиле модулированного сигнала эволюцию поля можно описать с помощью уравнения Римана. Показано, что на этой стадии среднее поле, определяющее крупномасштабную структуру, линейно растет со временем $\langle v(x,t) \rangle \propto t (dm^2(x)/dx)$. На квазистатической стадии эволюции существенным становится нелинейное затухание заполнения и увеличение внутреннего масштаба поля. В этом случае энергия модулированного шума $E(x,t)$ и его пространственный масштаб $l(x,t)$ являются медленными функциями пространственной координаты x .

На стадии развитых разрывов с помощью формул теории выбросов случайных процессов было получено аналитическое выражение для среднего поля

$$\langle v(x,t) \rangle = -m'(x)\sigma_v l_0 \left(\ln \frac{m(x)t}{2\pi m l} \right)^{1/2},$$

где σ_v – дисперсия шумового заполнения начального поля, t_{ml} – характерное время проявления нелинейных эффектов для немодулированного шума. Максимум крупномасштабной структуры достигается в момент времени, когда ее амплитуда становится порядка амплитуды несущей.

На рисунках представлены результаты численного моделирования эволюции синусоидально модулированного стационарного гауссова шума с нулевым средним и дисперсией $\sigma_v = 1$, функция модуляции $m(x) = |\sin k_0 x/2|$. Рисунки 1,2 – начальное поле скорости и его среднее и дисперсия, соответственно. Рисунки 3,4 – поле скорости и его среднее и дисперсия в момент времени t_{max} , когда амплитуда крупномасштабной компоненты поля (среднего поля) достигает своего максимального значения.

Удалось получить формулу для описания поведения крупномасштабной компоненты на любой стадии распространения нестационарного шума [2]. На поздней нелинейной стадии среднее поле представляет собой квазипериодическую структуру с периодом, равным периоду функции модуляции начального возмущения (рис.2,4). Показано, что в отличие от случая импульсной модуляции [3] крупномасштабная

структура поля, генерируемая в процессе эволюции непрерывного модулированного шума, нестабильна из-за случайности движения разрывов, и асимптотически поле носит шумовой характер.

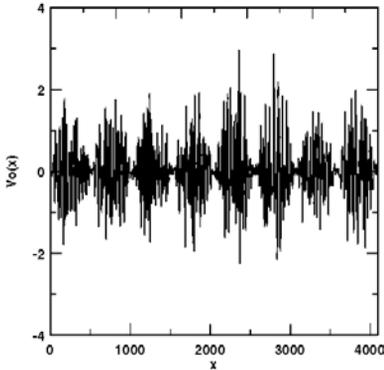


Рис. 1

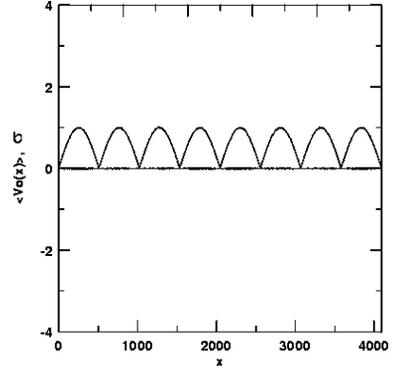


Рис. 2

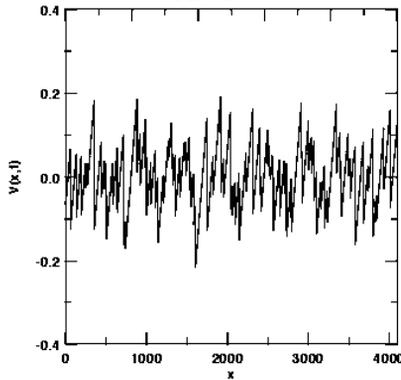


Рис. 3

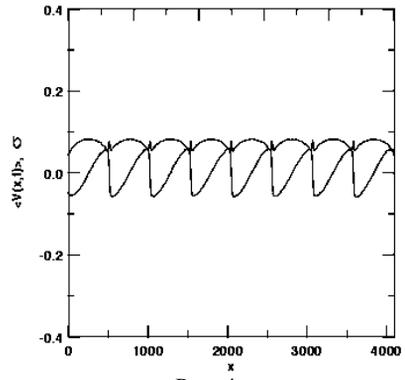


Рис. 4

Работа выполнена при поддержке гранта РФФИ № 02-02-17374, ведущей научной школы НШ-838.2003.2.

- [1] Гурбатов С.Н., Малахов А.Н., Саичев А.И. Нелинейные случайные волны в средах без дисперсии.—М.: Наука, 1990, 215с.
- [2] Гурбатов С.Н., Демин И.Ю., Пасманик Г.В. //Акустический Журнал. 2001. Т.47,№ 4. С.474-484.
- [3] Gurbatov S.N., Enflo B.O., Pasmanik G.V. //ACTA ACUSTICA. 1999. V.85,N.2. P.181-196.

О РОСТЕ И РАСТВОРЕНИИ СОЛЕВЫХ МОНОКРИСТАЛЛОВ В НЕОДНОРОДНОМ АКУСТИЧЕСКОМ ПОЛЕ

В.П.Ершов¹⁾, Д.А.Касьянов²⁾, В.И.Родченков¹⁾, Н.В.Хлюнев¹⁾

¹⁾Институт прикладной физики РАН, ²⁾НИРФИ

Принципиальные и технические возможности гидромеханических приёмов ускорения межфазового массообмена, традиционно применяемые в многолетней практике выращивания водорастворимых монокристаллов, исчерпаны практически полностью. Это сдерживает развитие скоростного метода выращивания солевых монокристаллов для высокоапертурных преобразователей лазерного излучения. Альтернативой могут являться акустические средства воздействия на растущую (растворяющуюся) поверхность.

Систематических исследований влияния упругих полей на процессы роста и растворения кристаллов не проводилось. Работы по воздействию мощных акустических полей на растворение солей обычно останавливались на уровне фиксации эффекта ускорения, сведения о влиянии ультразвука на рост монокристаллов отрывочны и противоречивы. Не определены необходимые соотношения масштабов исследуемых кристаллов и неоднородности поля, оптимальные частотные режимы, пороговые и предельные интенсивности.

В настоящем сообщении излагаются результаты начального этапа исследований по воздействию акустическим полем на растущую (растворяющуюся) кристаллическую поверхность, контактирующую с заданным объёмом раствора. Цель исследований – совершенствование технической системы ростового процесса, а именно, минимизация необходимого объёма ростового раствора с последующим переходом к химически стерильному и изотермическому процессу.

Схема экспериментов представлена на рис. 1. Герметичная акустическая ванна 1 из прозрачного пластика является одновременно термостатом. В неё введён пьезокерамический излучатель с фокусирующей линзой 2. По оси ванны помещена кварцевая

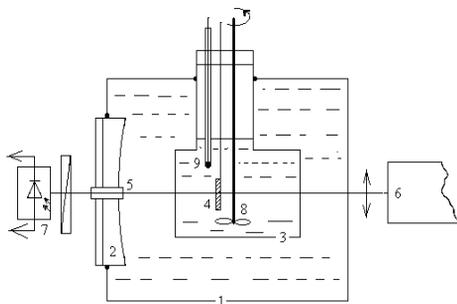


Рис. 1

кювета 3 с исследуемым кристаллом 4 дигидрофосфата калия (*KDP*), приклеенным клеем типа “Циакрин” к стеклянной подложке.

Исследуемая поверхность кристалла – грань (100). В кювете находится раствор *KDP*, иммерсионной средой является раствор *NaCl* той же плотности. Окна кюветы звуко- и светопроницаемы, в центре излучателя находится светопрозрачная вставка 5.

Для точного определения

скорости роста (растворения) используется двулучепреломляющая способность кристалла *KDP* [1]. Луч *He-Ne* лазера 6 проходит всю систему и его выходная интенсивность, определяемая фотоприёмником 7, является периодической функцией (период $\sim 16\mu\text{м}$) толщины кристалла. В схеме предусмотрено гидродинамическое (с помощью мешалки 8) и акустическое воздействия на кристалл. Частота ультразвукового воздействия находилась в районе 800кГц и была подобрана таким образом, чтобы диаметр фокального пятна примерно соответствовал размеру исследуемого кристалла (10x10мм). Используемая аппаратура позволяла достигать в фокальной области интенсивности акустического поля порядка 5Вт/см². В опытах, в реальном времени оцифровывались сигналы оптической системы и термодатчика 9.

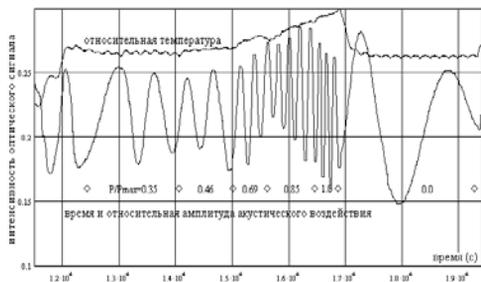


Рис.2

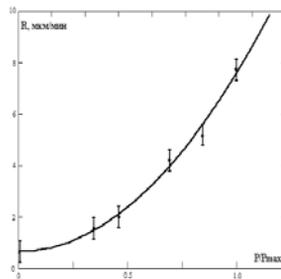


Рис.3

На рис.2 показана регистрограмма опыта по растворению предварительно регенерированного кристалла (температура насыщения раствора – 40°C, растворение при 41,8°C), где выделены временные области воздействия акустическим полем и показана относительная амплитуда воздействия. Видно, что с повышением звукового давления P уменьшается временной период выходного сигнала оптической системы, что свидетельствует об ускорении растворения. В условиях естественной конвекции ($P=0$) скорость наименьшая. Обработка регистрограмм (рис.3) показала, что зависимость скорости растворения R от звукового давления имеет вид параболы. Это согласуется с теоретическими представлениями о квадратичной зависимости скорости течений, а, следовательно, и массообмена, в акустическом погранслое от параметров поля [2,3].

Работа выполнена при поддержке грантов РФФИ № 03-02-17074, № 03-02-16805, ведущей научной школы НШ-838.2003.2.

- [1] Bredikhin V.I., Ershov V.P., Korolikhin V.V., Lizyakina V.N., Potapenko S.Yu. and Khlyuney N.V. //Journal of Crystal Growth. 1997. V.84. P.509.
- [2] Шлихтинг Г. Теория погранслоя. –Москва: Наука, 1974, 711с.
- [3] Архангельский М.Е., Статников Ю.Г. //В кн.: Физические основы ультразвуковой технологии /Ред. Л.Д.Розенберг. –Москва: Наука, 1970, с.515.

ДВИЖЕНИЕ ПУЗЫРЬКОВ В АКУСТИЧЕСКОМ РЕЗОНАТОРЕ С ПОТОКОМ ЖИДКОСТИ

П.Е.Токмаков¹⁾, И.Н.Диденкулов²⁾, Н.В.Прончатов-Рубцов¹⁾

¹⁾Нижегородский госуниверситет, ²⁾Институт прикладной физики РАН

В последние годы расширяется круг исследований процессов, происходящих с газовыми пузырьками в акустических полях. Газовые пузырьки могут играть важную роль в различных технологических процессах, в частности, в атомных реакторах и мощных тепловых установках [1], а также в сонохимических реакциях [2]. С пузырьками связано явление сонолюминесценции [3]. Делаются также попытки решить проблему УТС с помощью пузырьков [4].

Известно, что на пузырек, находящийся в акустическом поле, действует радиационная сила, обусловленная градиентом интенсивности поля. Усреднённая по периоду колебаний акустическая сила записывается в виде:

$$\vec{F}_{ак} = \frac{\pi R_0^3}{3\gamma P_0(1 - \omega^2/\omega_0^2 - i\delta)} \cdot \nabla |p|^2,$$

где $\delta = 1/Q = \varepsilon/\omega_0$ – декремент затухания, а Q – добротность. Резонансная частота монопольных колебаний пузырька радиуса R_0 имеет вид:

$$\omega_0 = \frac{1}{R_0} \sqrt{\frac{3\gamma P_0}{\rho}},$$

где γ – показатель адиабаты для газа в пузырьке, P_0 – внешнее давление, а параметр ε учитывает потери энергии при колебаниях пузырька.

Действие радиационной силы со стороны акустического поля может приводить к интересным эффектам в потоках жидкости. В этом случае условие равновесия пузырька включает гидродинамическую силу со стороны потока.

Пусть в резонаторе длиной L с акустически абсолютно жёсткими стенками возбуждается акустическая волна. Предположим, что через резонатор прогоняется поток жидкости с постоянной скоростью V , направленной вдоль оси x .

Акустическое поле можно представить в виде бегущих навстречу двух плоских волн, то есть $p = 2p_0 \exp(i\omega t) \cos kx$ – амплитуда звуковой волны, а $k = \omega/c$ – волновое число, c – скорость звука в жидкости. Из граничных условий можно получить условие резонанса данной системы. На длине резонатора должно укладываться $\lambda/2N$ длин волн ($N = 1, 2, 3, \dots$). На пузырек, находящийся в потоке жидкости, действуют две силы: акустическая радиационная сила со стороны поля и гидродинамическая сила со стороны потока жидкости (силой Архимеда и силой тяжести пренебрегаем). Гидродинамическая сила при малых числах Рейнольдса имеет следующий вид: $F_{гид} = 6\pi\eta R_0 V$ ($Re \ll 1$).

Рассмотрим случай, когда сила со стороны потока превышает радиационную силу со стороны акустического поля. При этом условии газовый пузырёк будет сноситься потоком вдоль оси резонатора с постоянной скоростью (отличающейся от скорости

тока). Для описания этого случая перейдём в систему отсчёта, связанную с пузырьком. Тогда закон движения примет вид: $ma = F_{зуд} + F_{ак} = 0$.

Пусть в момент времени $t=0$ пузырёк помещается в координату $x = x_0$. Получаем выражение для координаты x в зависимости от времени и начальной координаты x_0 , которое можно записать в безразмерном виде:

$$x_n(t, x_0) = \frac{1}{k} \arctan \left\{ \sqrt{1 - \xi^2} \cdot \tan \left[kVt\sqrt{1 - \xi^2} + \arctan \left(\frac{\tan(kx_0) + \xi}{\sqrt{1 - \xi^2}} \right) \right] - \xi \right\},$$

где $\xi = A/\alpha V$. Через α и A обозначены соответствующие коэффициенты при гидродинамической и акустической силах.

Рассмотрим функцию $f(t, x_0) = dx_n/dx_0$. Эта функция имеет следующий смысл: если $f(t, x_0) < 1$, происходит группировка пузырьков вдоль оси резонатора, а если $f(t, x_0) > 1$, то – разрежение.

На рис.1 показано распределение поля и отмечено положение точек в резонаторе, где производится наблюдение пузырьков, а на рис.2 показана функция $f(x_0)$ для различных фаз поля.

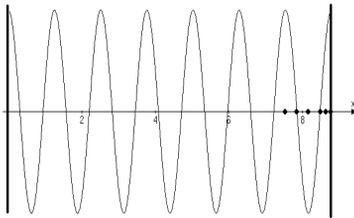


Рис.1

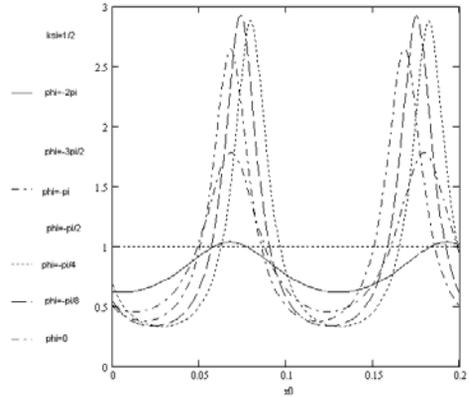


Рис.2

Работа выполнена при поддержке грантов РФФИ № 01-02-17653, № 01-02-16938), КЦФЕ № E02-3.5-517, ведущей научной школы НШ-838.2003.2.

- [1] Физические основы ультразвуковой технологии /Под ред. Л.Д.Розенберга. – Москва: Наука, 1970, 789с.
- [2] Greenland P.T. //Contemp. Phys. 1999. V.40. P.11.
- [3] Wu C.C., Roberts P.H. //Phys. Rev. Lett.. 1993. V.70. P.3424.
- [4] Taleyarkhan R.P., West C.D., Cho J.S., Lahey R.T. Jr., Nigmatulin R. I, Block R.C. //Science. 2002. V.295. P.1868.

О ФОРМИРОВАНИИ ВЫСОКОЧАСТОТНОЙ ПОВЕРХНОСТНОЙ РЕВЕРБЕРАЦИИ В МЕЛКОМ МОРЕ ПРИ ИМПУЛЬСНОМ ЗОНДИРОВАНИИ ВЕРТИКАЛЬНО РАЗВИТОЙ РЕШЕТКОЙ

И.П.Смирнов¹, А.А.Хилько², А.И.Хилько¹

¹Институт прикладной физики РАН, ²Нижегородский госуниверситет

Рассмотрим излучающую (S) и приемную (R) вертикальные антенные решетки из M гидрофонов, каждая с фазовыми центрами в точках $\mathbf{r}_{S,R}$, формирующие в вертикальной плоскости диаграммы направленности $\mathbf{B}_{S,R}(\mathbf{e})$ (рис.1). Пусть антенной решеткой излучается высокочастотный акустический узкополосный импульсный сигнал $f(t) = \sqrt{W} f_0(t)$. Принятый сигнал $p(\mathbf{r}_R, t)$ подвергается согласованной фильтрации:

$$G_N(\tau, \Omega) = \int_{-\infty}^{\infty} p(\mathbf{r}_R, t) f_0^*(t - \tau) \exp(-i\Omega t) dt .$$

В рефракционном плоскослоистом океани-

ческом волноводе реверберационное поле формируется при рассеянии на объемных и граничных случайных неоднородностях. Интенсивность поверхностной реверберации, возникающей из-за ветрового волнения,

$$|G_{surf}|^2 = W \rho_0 c_0 \iint_{\Omega_R} d\Omega(\mathbf{e}_R) \mathbf{B}_R^2(\mathbf{e}_R) |V(\mathbf{e}, \mathbf{r}; \mathbf{r}_R)|^2 \sum_I m_{surf}(\mathbf{e}_I, \mathbf{e}) \mathbf{B}_S^2(\mathbf{e}_I^{(S)}) |A_I(\mathbf{r}_S; \mathbf{r})|^2 F_{surf}^2(\mathbf{e}_R),$$

$$2F_{surf}^2(\mathbf{e}_R) = |F_0(\tau - t_i(\mathbf{e}_R), \Omega - \Delta\Omega_i(\mathbf{e}_R))|^2 + |F_0(\tau - t_i(\mathbf{e}_R), \Omega + \Delta\Omega_i(\mathbf{e}_R))|^2,$$

где $A_I(\mathbf{r}_S; \mathbf{r})$ – амплитуды лучевых компонент поля от источника в точке рассеяния, $V(\mathbf{e}, \mathbf{r}; \mathbf{r}_R)$ – коэффициент затухания рассеянного поля, $F_0(\tau, \Omega)$ – функция неопределенности зондирующих импульсов, $\Delta\Omega_i(\mathbf{e}_R)$ – доплеровское смещение частоты за счет движения брегговских компонент ветрового волнения, $m_{surf}(\mathbf{e}_I, \mathbf{e})$ – коэффициент рассеяния, определяемый характеристиками ветрового волнения (для расчетов использовался метод касательной плоскости). Анализ приведенных зависимостей показывает, что формирование поверхностной реверберации для заданных задержек и доплеровских смещений происходит в областях поверхности, конфигурация которых определяется характеристиками антенн, гидрологией, ветровым волнением и рельефом дна. На рис. 2 показан пример формирования поля подсветки для моностатической схемы наблюдения с помощью решетки из 12 отстоящих друг от друга на $\lambda/2$ гидрофонов с центром на глубине 12 м, формирующей диаграмму направленности с углом компенсации девять градусов, излучающей импульсы в полосе от 4 до 8 кГц в рефракционном волноводе с положительным градиентом скорости $0.5 \cdot 10^{-4} \text{ м}^{-1}$. Зависимость коэффициента рассеяния от угла скольжения луча см. на рис. 3. Показано, что область активной реверберации определяется распределением функций $R_j(P) = \sum_P F_j(\mathbf{e}_R)$ где $F_1(\mathbf{e}_R) = \mathbf{B}_R^2(\mathbf{e}_R) \text{col}[\mathbf{B}_S^2(\mathbf{e}_I^{(S)})]_{I=1}^{n(\mathbf{e}_R)}$, $F_2(\mathbf{e}_R) = |V(\mathbf{e}, \mathbf{r}; \mathbf{r}_R)|^2 \mathbf{e}_\perp^{-1} \text{col}[m_{surf}(\mathbf{e}_I, \mathbf{e}) |A_I(\mathbf{r}_S; \mathbf{r})|^2]_{I=1}^{n(\mathbf{e}_R)}$, $F_3(\mathbf{e}_R) = F_{surf}^2(\mathbf{e}_R)$

(суммирование производится по всем лучам, достигающим точки поверхности). Графики указанных функций приведены на рис. 4-6.

При разнесении источника и приемника на 500 м (бистатическая схема наблюдения) область активной поверхностной реверберации располагается между источником и приемником (рис.7-9). При этом, уровень реверберации в целом существенно выше уровня, наблюдаемого при моностатическом наблюдении.

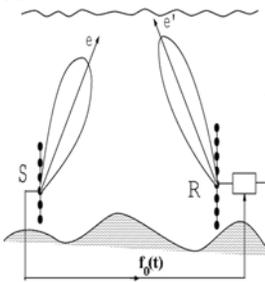


Рис. 1

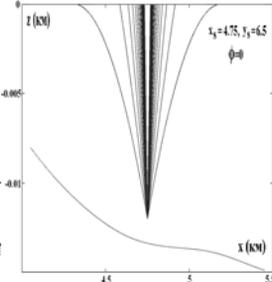


Рис. 2

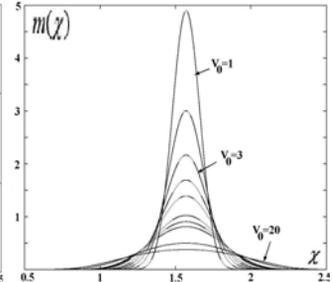


Рис. 3

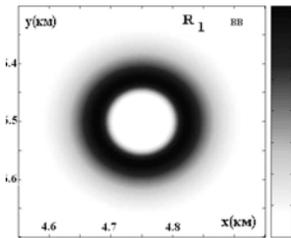


Рис. 4

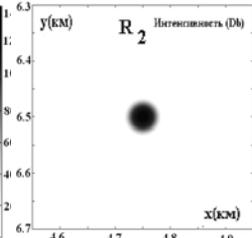


Рис. 5

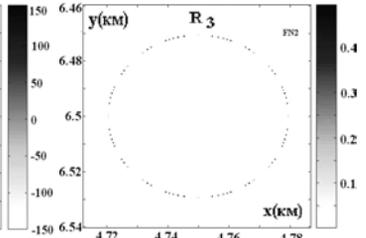


Рис. 6

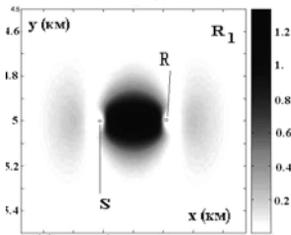


Рис. 7

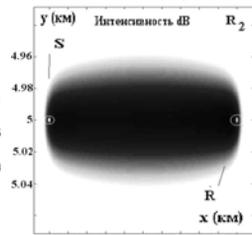


Рис. 8

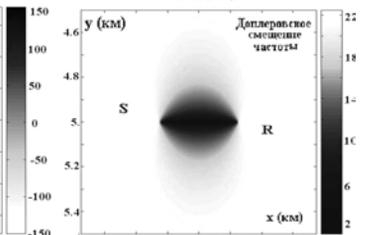


Рис. 9

Получены формулы для размеров активной области реверберации как функций параметров задачи. В частности, показано, что отрицательном градиенте скорости звука в рефракционном волноводе область формирования реверберации существенно зависит от рельефа дна.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (грант № 03-02-17556).

ВЛИЯНИЕ НЕИЗОТЕРМИЧНОСТИ АТМОСФЕРЫ НА АКУСТИЧЕСКИЙ ПОТОК

С.Н.Гурбатов, М.Ю.Петухов

Нижегородский госуниверситет

До настоящего времени значительное внимание уделяется исследованиям процессов генерации и распространения акустико-гравитационных волн (АГВ) в атмосфере Солнца [1]. Поэтому в [2,3] исследовались процессы параметрической генерации АГВ в запрещенном для их линейного распространения диапазоне частот, но в рамках модели изотермической атмосферы. При этом было показано [3], что в такой атмосфере в результате нелинейного взаимодействия распространяющихся вверх АГВ при нулевом значении разностной частоты формируется направленный вертикально вниз акустический поток – акустический ветер. Целью же настоящей работы является изучение влияния стратификации температуры в атмосфере Солнца на соответствующие процессы.

С этой целью была использована простейшая плоская модель неизотермической атмосферы Солнца, аппроксимирующая резкое увеличение температуры в узком переходном слое от хромосферы к короне. Хромосфера при этом представлялась изотермическим слоем, а корона – изотермическим полупространством с соответственно различающимися температурами T_1 и T_2 , скоростями звука c_{01} и c_{02} , частотами Лэмба ω_{L1} и ω_{L2} . Предполагалось также, что нижняя граница атмосферы ($z = 0$) совершает установившиеся во времени t вертикальные колебания на частотах ω_1 и ω_2 с соответствующими амплитудами A_1 и A_2 вертикальной компоненты колебательной скорости v .

Для анализа распространения нелинейной генерации АГВ в такой атмосфере использовалось полученное ранее в [2] с точностью до величин второго порядка малости из системы уравнений идеальной гидродинамики приближенное нелинейное уравнение:

$$\frac{\partial^2 v}{\partial t^2} - c_0^2 \frac{\partial^2 v}{\partial z^2} + \gamma g \frac{\partial v}{\partial z} = G, \quad (1)$$

где функция G объединяет характерные нелинейные слагаемые:

$$G = \frac{\gamma}{\rho_0} \frac{\partial}{\partial z} \left(p' \frac{\partial v}{\partial z} \right) - \frac{\rho'}{\rho_0} \frac{\partial^2 v}{\partial t^2} - \frac{\partial v}{\partial t} \frac{\partial v}{\partial z} - 2v \frac{\partial^2 v}{\partial t \partial z}. \quad (2)$$

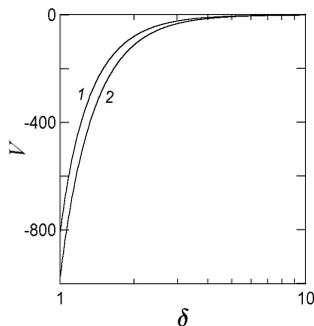
Здесь p' , ρ' – возмущения плотности и давления соответственно, γ – показатель адиабаты, g – ускорение свободного падения.

Из уравнения (1) и в заданных выше условиях для акустико-гравитационных волн на разностной частоте $\Omega = \omega_2 - \omega_1$, принадлежащей запрещенному в хромосфере диапазону частот, были получены приближенные аналитические решения, анализ которых позволил сделать следующие выводы.

Как и следовало ожидать [3], нелинейное взаимодействие распространяющихся вертикально вверх в солнечной хромосфере АГВ на нулевой разностной частоте приводит к формированию акустического потока – ветра, ориентированного вертикально вниз. Установлено, что нелинейное взаимодействие отраженных от переходного слоя АГВ (распространяющихся вниз) на нулевой разностной частоте приводит к формированию акустического потока, направленного вверх. Выяснено, что взаимодействие встречных (распространяющихся в противоположных направлениях в хромосфере) АГВ не приводит к формированию акустического потока.

Установлено, что взаимодействие как нераспространяющихся в рассматриваемой атмосфере АГВ, так и взаимодействие нераспространяющихся АГВ с распространяющимися АГВ не приводит к формированию акустического потока.

Исследованы зависимости скорости акустического потока в хромосфере и короне от характерных величин частот первичных волн и перепада скоростей в переходном слое $\delta = c_{02} / c_{01}$. В частности, из зависимости от безразмерного параметра δ нормированной скорости полного акустического потока V в переходном слое при $\omega_1 = 1.48\omega_{L1}$ (кривая 1) и при $\omega_1 = 2.17\omega_{L1}$ (кривая 2) следует, что вследствие увеличения с ростом параметра δ величины направленного вверх акустического потока, который порождается отраженными от переходного слоя АГВ, скорость полного акустического потока V уменьшается; причем при $\delta \gg 1$: $V \rightarrow 0$ (рис.).



Работа выполнена при финансовой поддержке грантов РФФИ № 02-02-17374, № 03-02-06704 (МАС) и ведущей научной школы НШ-838.2003.2.

[1] Прист Э.Р. Солнечная магнитогиродинамика. –М.: Мир, 1985, 589с.

[2] Петухов М.Ю., Петухов Ю.В. //Письма в Астроном. журн. 2001. Т.27,№3. С.220.

[3] Петухов М.Ю., Петухов Ю.В. //Письма в Астроном. журн. 2003. Т.29,№2. С.137.

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ЭФФЕКТОВ АМПЛИТУДНО-ЗАВИСИМОГО ВНУТРЕННЕГО ТРЕНИЯ В РЕЗОНАТОРЕ ИЗ ПЕСЧАНИКА

В.Е.Назаров, А.В.Радостин

Институт прикладной физики РАН

Результаты экспериментальных исследований нелинейных акустических эффектов в микронеоднородных средах (поликристаллических металлах и горных породах [1-3]) свидетельствуют о том, что подобные среды обладают сильной акустической нелинейностью, содержащей, как правило, гистерезисную, а некоторые из них, и диссипативную составляющие.

В настоящей работе приведены результаты экспериментальных исследований амплитудных и частотных зависимостей нелинейных эффектов (потерь, сдвига резо-

нансной частоты и затухания звука на звуке) в стержневом акустическом резонаторе из крупнозернистого песчаника. Анализ экспериментально установленных амплитудно-частотных зависимостей этих эффектов показал, что акустическая нелинейность песчаника содержит две составляющие – НЧ гистерезисную и ВЧ диссипативную, каждая из которых является кубичной по амплитуде, но отличается от другой частотной зависимостью. Для объяснения этого факта предполагается, что песчаник содержит два вида дефектов, обладающих соответственно гистерезисной релаксационной и диссипативной резонансной нелинейностью. Аналитическое описание установленных зависимостей проведено в рамках реологической модели микронеоднородной среды [4], содержащей эти дефекты; получены уравнения состояния сред с такими дефектами и определены выражения для нелинейных потерь, сдвига резонансной частоты и коэффициента нелинейного затухания слабого ультразвукового импульса под действием мощной НЧ волны накачки. Подобраны функции распределения обоих видов дефектов по релаксационным и резонансным частотам, дающие хорошее соответствие аналитических расчетов с экспериментальными результатами и определены эффективные параметры нелинейности песчаника.

Из результатов экспериментальных и теоретических исследований можно сделать вывод о том, что причиной гистерезисной и диссипативной акустической нелинейности многих микронеоднородных сред являются дефекты разного вида, обладающие соответствующими нелинейными релаксационными и резонансными свойствами. В поликристаллических металлах и горных породах роль таких дефектов могут играть, например, дислокации или их скопления, микротрещины, границы зерен. Вообще говоря, для каждой конкретной среды эти дефекты могут быть различными и, конечно, одни только акустические измерения не могут определить, какие именно дефекты отвечают за проявления той или иной нелинейности среды – для этого необходимо привлечение физических моделей известных дефектов и их нелинейных уравнений состояния. Тем не менее, описанная методика вполне успешно позволяет определять качественные и количественные реологические свойства и параметры нелинейности этих дефектов, что может быть использовано для классификации и диагностики различных микронеоднородных сред.

Работа выполнена при частичной поддержке грантов РФФИ № 01-05-64417, № 02-02-16237, № 02-02-08021 ИННО.

- [1] Назаров В.Е. //Акустический журнал. 1991. Т.37,№1. С.150.
- [2] Назаров В.Е. //Акустический журнал. 2001, Т.47,№4. С.509.
- [3] Зименков С.В., Назаров В.Е. //Физика Земли. 1993. №1. С.13.
- [4] Nazarov V.E., Zaitsev V.Yu., Belyaeva I.Yu. //Acta Acustica. Acustica. 2002. V.88,№1. P.40.