Труды XXV научной конференции по радиофизике

СЕКЦИЯ
«АКУСТИКА»

Председатель – С.Н. Гурбатов, секретарь – А.А. Хилько.
Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского.

СЕЙСМОАКУСТИЧЕСКОЕ ЗОНДИРОВАНИЕ ОСАДОЧНОЙ ТОЛЩИ

Ю.М. Заславский[1], В.Ю. Заславский[1, 2]

[1] *Институт прикладной физики РАН*
[2] *ННГУ им. Н.И. Лобачевского*

Введение

В последнее время повышен интерес к проблемам мониторинга грунта на территориях мегаполисов с их разветвленной транспортной инфраструктурой [1-3]. Обсуждаются темы прецизионного позиционирования и картирования объектов метрополитена, обеспечения маркшейдерских работ при прокладке тоннелей и коммуникационных сетей, а также дистанционной (удаленной) диагностики аномалий естественной карстовой природы: каверн, промоин, провалов, брекчий и т.д. Заметную роль в качестве инструмента при экспериментальных наблюдениях стали играть радиолокационные устройства – георадары. Их все чаще применяют для «визуализации» (окаймления) границ неоднородных включений в грунте. Однако часто во вмещающей среде в обследуемой окрестности предполагаемой неоднородности отсутствует достаточное скопление или сосредоточение металлоконструкций (являющихся материалом, сильно отражающим и рассеивающим СВЧ электромагнитным излучением). В этих случаях целесообразно использовать методы сейсмической томографии, которые активно и регулярно внедряются в инженерную сейсморазведку. Важную роль приобретают вибрационные источники, а также весь инструментальный комплекс возбуждения и регистрации сейсмоакустических колебаний, распространяющихся в осадочной толще.

Метод отраженных волн

Общая схема зондирования с возможностью использования как продольных, так и поперечных волн включает в себя линейную решетку сейсмических приемников (апертура длиной L) и «привязанный» к ее центру сейсмический излучатель, в качестве которого можно применить: 1 – вибрационный источник колебательного вертикального силового воздействия (в расчете на последующий прием продольных волн), 2 – источник в виде осциллирующего скручивающего момента силы (в расчете на излучение и последующую регистрацию поперечных SH-волн). Отраженные назад к поверхности отклики (рассеянные эхо-сигналы), регистрируемые приемниками, могут быть представлены на сейсмограммах в виде функции двух аргументов: времени задержки сигнала и координаты центра решетки, сканируемой (перемещаемой вместе с источником) вдоль линии апертуры над эпицентром неоднородности, либо координаты каждого приемника в антенне. По данным регистрации возможно построение поверхностного рельефа над указанной плоскостью, вид которого позволит выявить диагностические (информативные) признаки, указывающие на присутствие локальной неоднородности. Эти признаки будут способствовать определению поперечных и вертикальных габаритов, а также глубины залегания неоднородности.

Отметим, что поперечные SH-волны горизонтальной поляризации в меньшей степени, чем SV-волны вертикальной поляризации, подвержены процессам волнового обмена (трансформации) при распространении поперек границ в мелкослоистой грунтовой толще. В этой связи именно данный тип волн рассматривается далее в качестве зондирующих вслед за продольными.

Результаты математического моделирования зондирования с использованием продольных волн

Обратимся к результатам моделирования, полученным при использовании импульсов продольных волн (см. [4]), которые иллюстрируются ниже на графиках.

На рис. 1 а, б изображены двумерные рельефы, демонстрирующие амплитуду суммарного отклика с выхода приемной антенны в виде функции переменных: время задержки – координата центра приемной решетки. Расчетные соотношения опущены, ввиду экономии места, поэтому укажем, что присутствие неоднородности описывается коэффициентом отражения, который входит сомножителем в амплитуду откликов на каждом приемнике решетки. Помимо внешнего масштаба, соответствующего гауссовой огибающей в коэффициенте отражения $e^{-x^2/4R^2}$, присутствует внутренний масштаб, причем на рис. 1 а профиль неоднородности описывается функцией $\cos^2(\pi x/r)$, а на рис. 1 б – $sin^2(\pi x/r)$, где r – внутренний масштаб неоднородности, x– координата вдоль линии перемещения апертуры. Видно, что рельефы в первом и во втором случаях характеризуются различным количеством центральных пиков (один или два), что указывает на возможность идентификации формы профиля неоднородности при различных вариантах исходных моделей.

(а) (б)

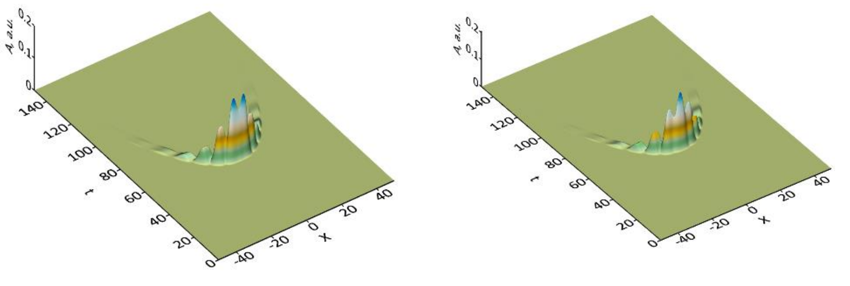


Рис. 1

На рис. 2 а, б изображены амплитудные рельефы, соответствующие эхо-сигналам, отраженным неоднородностями с идентичным профилем, но залегающими на различной глубине $h_1 = 2.25$ и $h_2 = 9.75$ (нормировка на масштаб апертуры). На первом из рисунков ~ $sin^2(\pi x/r)$ на большей глубине остается видимой только острая вершина центрального пика (клотика). Таким образом демонстрируется потеря разрешения, требуемого для идентификации профиля по поперечной координате, с увеличением глубины залегания.

(а) (б)

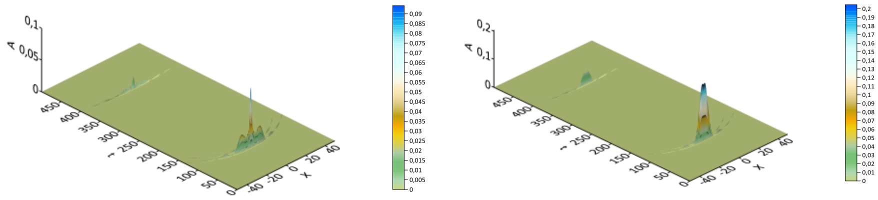


Рис. 2

Результаты математического моделирования зондирования с использованием поперечных волн горизонтальной поляризации

Далее обратимся к аналогичному представлению амплитуды откликов – импульсов *SH*-волны горизонтальной поляризации, отраженных от неоднородности, в виде рельефа на плоскости двух переменных. Интересно рассмотреть данные, откладывая по горизонтальной оси – координату вдоль сечения в области неоднородности (параллельно апертуре антенны), а вдоль вертикальной – время задержки сигнала на каждом датчике в антенне. На рис. 3 а, б, в представлены рельефы для неоднородностей с поперечными сечениями $\sigma_1 = 5$, а на рис. 4 а, б, в – при $\sigma_2 = 25$, залегающих на глубине $H_1 = 3$, $H_2 = 5$, $H_3 = 10$ (значение глубины H нормировано на мощность слоя h).

(а) (б) (в)

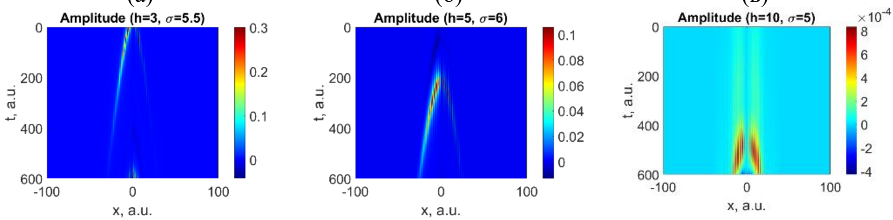


Рис. 3

(а) (б) (в)

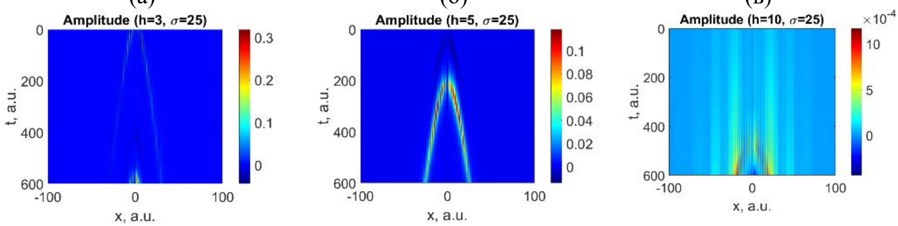


Рис. 4

Нетрудно видеть, что по мере роста параметра H на оси времени t имеет место сдвиг точки схождения симметрично расположенных крыльев контура рельефа, на которых приходится максимум амплитуды сигнала. Это соответствует возрастанию задержки во времени прихода эхо-сигнала, которое обусловлено увеличением глубины залегания неоднородности, отражающей волну.

Другим характерным признаком является полная «длительность» крыла Δt. Длительность крыла несет информацию о величине поперечного сечения неоднородности σ . Большая их длительность на рис. 4 а, б соответствует неоднородности с большими горизонтальными пространственными габаритами (поперечником $\sigma_2 = 25$), а меньшая – на рис. 3 а, б – неоднородности с меньшим значением поперечника ($\sigma_1 = 5$). Перечисленные особенности нетрудно видеть из сравнения рис. 3 и рис. 4.

Увеличение глубины залегания неоднородности сопровождается также падением резкости или контраста контура крыльев в рельефе, их «размывом», что требует отдельного рассмотрения в дальнейших исследованиях.

Работа выполнена в рамках государственного задания ИПФ РАН (проект 0030-2021-0018).

[1] Чернышев Г.С., Дучков А.А. Применение метода волновой томографии для обработки данных малоглубинной сейсморазведки // Интерэкспо ГЕО-Сибирь. 2017. Т. 2, № 4, С. 90.
[2] Шишкина М.А., Фокин И.В., Тихоцкий С.А. К вопросу о разрешающей способности межскважинной лучевой сейсмической томографии // Технологии сейсморазведки 2015. № 1, С. 5.
[3] Ромашов В.В. Из опыта комплексного применения сейсморазведки и георадиолокации при инженерно-геологических изысканиях на территории Москвы // Инженерные изыскания 2015. № 5-6, С. 44.
[4] Заславский Ю.М., Заславский В.Ю. Оценка пространственной разрешающей способности при акустических исследованиях грунтов. Вычислительная механика сплошных сред. 2020. Т. 13, № 1. С. 23.

О ПРОСТРАНСТВЕННОЙ СТРУКТУРЕ ПРОФИЛЯ АКУСТИЧЕСКИХ НЕЛИНЕЙНЫХ ВОЛН, ОТРАЖЕННЫХ ОТ СТУПЕНЧАТОЙ СТРУКТУРЫ

В.К. Бахтин[1, 2], С.Н. Гурбатов[1], П.Н. Вьюгин[1], М.С. Дерябин[1, 2], Д.А. Касьянов[2], В.В. Курин[1]

[1] ННГУ им. Н.И. Лобачевского
[2] Институт прикладной физики РАН

Введение

Одна из наиболее интересных областей исследований интенсивных нелинейных волн – это их взаимодействие с препятствиями, представляющими собой пространственные фильтры. При этом, ввиду широкополосности, интенсивных акустических волн возможны разнообразные, в том числе нетривиальные эффекты.

Подобных исследований сравнительно немного. Из теоретических исследований можно выделить работы по дифракции и отражению ударных волн на клине [1], исследование отражения воздушных ударных волн от специальных защитных препятствий [2,3], и некоторые другие. Для теоретического анализа, в общем случае, обычно используется описание на основе уравнений Хохлова – Заболотской – Кузнецова или Вестервельта, полученных для распространения интенсивных акустических пучков с узким угловым спектром [4-5]. При этом надо отметить, что данный подход сложно применить для описания распространения пучков при отсутствии цилиндрической симметрии.

Данная работа посвящена экспериментальному изучению и численному моделированию взаимодействия интенсивного акустического поля с препятствием в виде ступенчатой структуры. Рассматривается случай, когда на препятствие падает сильно нелинейная волна, у которой уже сформировался пилообразный профиль. Условия эксперимента подобраны таким образом, чтобы нелинейные взаимодействия продолжались в поле после отражения от препятствия.

Методика эксперимента

Эксперимент проводится в кювете, имеющей форму куба, заполненной очищенной дегазированной водой. Линейные размеры кюветы 1x1x1 м. Блок-схема экспериментальной установки приведена на рис 1.

Для формирования ультразвукового пучка применяется плоский пьезокерамический преобразователь Olympus Panametrics 5052UA#3. Для регистрации формы ультразвукового пучка используется мембранный гидрофон с чувствительным элементом в виде PVdF пленки толщиной 9 мкм, имеющий полосу пропускания по частоте до 100 МГц. Для согласования гидрофона с осциллографом Tektronix DPO 4102B применяется предусилитель-согласователь Precision Acoustic DH01. Сигнал накачки формируется генератором Tektronix AFG 3102 и усиливается усилителем мощности Amplifier Research Model 500A100A. Частота сигнала накачки 2 МГц (соответствующая длина волны в воде λ = 0.74 мм), амплитуда 200 В, длительность 4 мкс, период следования 50 мс. Для контроля амплитуды напряжения накачки сигнал с выхода усилителя через пробник с ослаблением 1 к 10 подается на осциллограф Tektronix TDS 3014B.

Ступенчатое препятствие набирается из двух металлических мер длины, смещенных друг относительно друга. Размер одной меры длины: по оси x – 35 мм, по оси y – 18 мм. В настоящем эксперименте исследуется отражение ультразвукового пучка от ступенчатого препятствия, создающего разность хода между двумя частями отраженного пучка 0, λ/2, λ, где λ – длина волны накачки. Пьезокерамический преобразователь закреплен на высокоточном позиционере вблизи одной из стенок кюветы. Металлические пластины собраны в виде ступеньки и закреплены в специальном держателе, который позволяет менять угол, как в горизонтальной, так и в вертикальной плоскости. Пластины расположены на расстоянии L = 55,2 см от излучателя. Мембранный гидрофон закрепляется на трехкоординатном позиционере, имеющем ошибку позиционирования не более 6 мкм. Максимальное расстояние между пьезокерамическим преобразователем и мембранным гидрофоном, которого удается достичь при данном способе закрепления l_{max} = 54,7 см. Перед началом эксперимента производится специальная процедура центрирования системы вдоль акустической оси.

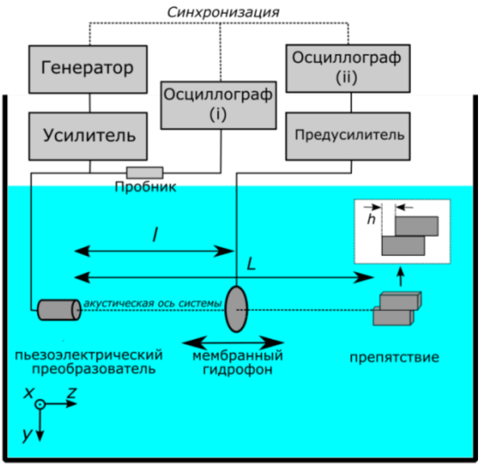


Рис. 1

Осциллограмма падающего сигнала на координате z, равной координате расположения препятствия z_{obs} приведена на рис. 2.

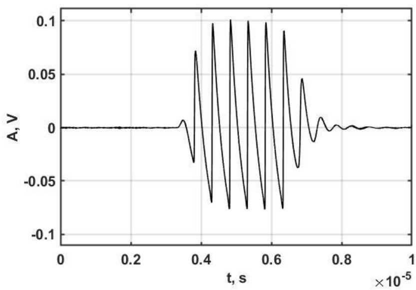


Рис. 2

Волна находится на стадии полностью сформированного пилообразного фронта и закон спадания амплитуд гармоник в спектре определяется известным соотношением: $A_n \sim {}^{1}/_{n}$.

Основные результаты

Рассмотрим сначала случаи, когда препятствие либо не создает разности хода, либо разность хода между двумя частями отраженного пучка равна λ.

Осциллограммы отраженных сигналов на расстоянии 5,5 см от препятствия представлены на рис. 3. Из-за разности хода между двумя частями отраженного пучка, составляющей λ, их сложение на акустической оси системы происходит таким образом, что результирующий сигнал имеет одно дополнительное переколебание (красная линия) по сравнению со случаем отражения от плоского препятствия (черная линия).

Далее рассмотрим наиболее интересный случай, когда разность хода между двумя частями отраженного пучка составляет λ/2.

Осциллограмма отраженного сигнала приведена на рис. 4.

Из-за разности хода между двумя частями отраженного пучка, составляющей λ/2, их сложение на акустической оси происходит таким образом, что характерный период пилообразной волны в отраженном пучке уменьшается в два раза. Следует отметить, что по мере распространения отраженной волны форма ее профиля на акустической оси практически не меняется, что связано с продолжающимися нелинейными взаимодействиями в отраженном пучке.

На рис. 5 представлено поперечное (по оси y) распределение амплитуд первых 4 гармоник в отраженном поле (на расстояни 21 см от препятствия).

Наблюдается существенное подавление первой гармоники на акустической оси. Поперечное распределение первой гармоники имеет минимум на акустической оси системы и два ярко выраженных максимума, которые расположенны симметрично относительно акустической оси системы, под углом около 2.5° к ней, что в данной экспериментальной ситуации определяется соотношением апертуры падающего ультразвукового пучка и поперечного размера препятствия.

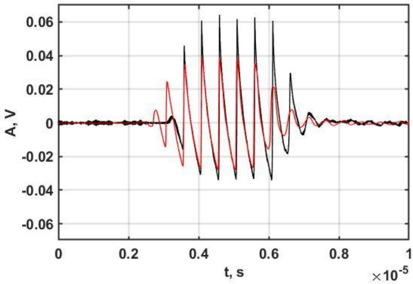


Рис. 3

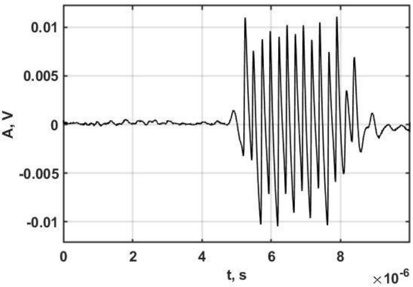


Рис. 4

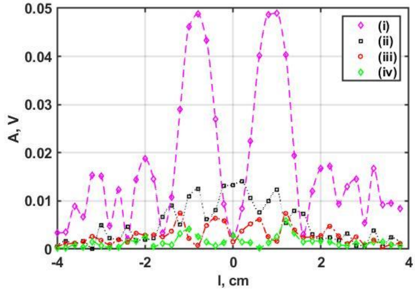


Рис. 5

Сравнение с результатами моделирования методом конечных элементов

Моделирование методом конечных элементов проводится в программном пакете COMSOL Multiphysics. При моделированнии используется уравнение Вестервельта, для оптимизации затрачиваемого времени при расчетах особое внимание уделяется рассмотрению сотношения амплитуд первых 10 гармоник на акустической оси системы. Остальные параметры моделирования подбирались максимально приближенные к условиям эксперимента.

Основные результаты моделирования для случая разности хода между двумя частями отраженного пучка λ/2 приведены на Рис. 8 (спектр в линейном масштабе в верхней части рисунка и спектр в двойном логарифмическом масштабе в нижней). Черными ромбами обозначены четные гармоники, а синими квадратами – нечетные. Амплитуда и частота приведены в безразмерных величинах G/G_1 и f/f_1 где G_1 и f_1 амплитуда и частота первой гармоники соответственно.

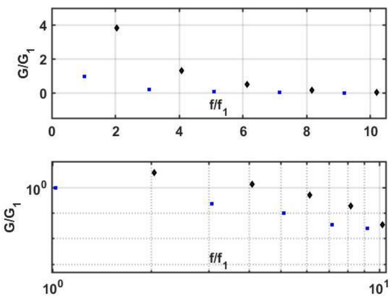


Рис. 6

Заключение

В настоящей работе рассмотрен способ пространственной фильтрации гармоник сложного нелинейного сигнала, имеющего пилообразную форму. Показано, что подбирая препятствия нужной формы, можно добиться определенных преобразований в отраженном пучке. В представленных экспериментах продемонстрирована возможность уменьшение периода пилообразной волны в отраженном сигнале вдвое, причем данная структура оказывается устойчивой при распространении отраженного сигнала вдоль акустической оси.

Работа выполнена при поддержке гранта РНФ проект № 19-12-00-256.

[1] Булат П.В., Волков К.Н. Численное моделирование дифракции ударной волны на прямом угле на неструктурированных сетках // Научно-технический вестник информационных технологий, механики и оптики. 2016. Т. 16, № 2. С. 354.
[2] Yang G., Feng S., Huang W. Wave-Blocking Characteristics of Corrugated Plates under Explosion // Shock and Vibration. 2020. № 5895812.
[3] Nian X.-Z., Zhang Y., Sun C.-H., Wang H.-Z., Yan D.-J. Analysis of transmission and diffraction effects of air shock waves upon flexible explosion-proof walls // Gongcheng Lixue / Engineering Mechanics. 2015. Vol. 32, № 2. P. 241.
[4] Заболотская Е.А., Хохлов Р.В. Квазиплоские волны в нелинейной акустике ограниченных пучков // Акуст. журн. 1969.Т. 15, № 1. С. 40.
[5] Deryabin M.S., Gurbatov S.N., Kurin V.V., Kasyanov D.A. Evolution of intense narrowband noise beams // Sound and Vibration. 2019. № 439. P. 208.
[6] Карзова М.М., Юлдашев П.В., Хохлова В.А., Оливье С., Блан-Бенон Ф. Использование интерферометра Маха-Цендера для экспериментального исследования образования «ножки» Маха при отражении ударноволновых импульсов от жесткой поверхности // Известия РАН. Серия физическая. 2015. Т. 79, № 10. С. 1452.

КАЛИБРОВКА АКУСТИЧЕСКОГО ИЗЛУЧАТЕЛЯ В СВОБОДНОМ ПРОСТРАНСТВЕ ПО ИЗМЕРЕНИЯМ ЕГО ПОЛЯ В БАССЕЙНЕ С ОТРАЖАЮЩИМИ СТЕНКАМИ

В.К. Бахтин[1, 2], М.С. Дерябин[1, 2], А.Л. Вировлянский[2]

[1] ННГУ им. Н.И. Лобачевского
[2] Институт прикладной физики РАН

Введение

Традиционные методы калибровки излучателей звука в бассейне, как правило, базируются на выделении так называемых прямых сигналов, то есть сигналов, приходящих в точки приема без отражений от границ. Для подавления отражений обычно используются поглощающие покрытия стенок бассейна и/или разделение прямых и отраженных сигналов по временам их прихода [1]. Оба этих метода применимы лишь на достаточно высоких частотах. На низких частотах вклады отраженных сигналов подавляется с помощью специальной обработки [2,3]. В данной работе обсуждается альтернативный подход, позволяющий осуществить калибровку излучателя, то есть реконструировать его диаграмму направленности в свободном пространстве по измерениям в бассейне, без выделения прямых сигналов. Подход основан на использовании эталонного акустического монополя, который поочередно помещается в заранее выбранные точки небольшой области бассейна, находящейся в месте размещения калибруемого излучателя. Сигналы излучателя и эталонного монополя регистрируются одними и теме же приемниками. С использованием полученных данных поле излучателя в бассейне аппроксимируется суперпозицией полей воображаемых акустических монополей (так называемых эквивалентных источников [4,5]), помещенных в выбранные точки. После этого поле излучателя в свободном пространстве вычисляется аналитически в предположении, что и в свободном пространстве оно представлено теми же эквивалентными источниками. Подробное изложение данного подхода приведено в работах [6,7].

Метод эквивалентных источников

Рассмотрим излучатель, который в свободном пространстве со скоростью звука C возбуждает монохроматическое волновое поле на несущей частоте f. В рамках метода эквивалентных источников его комплексная амплитуда u в произвольной точке наблюдения $\boldsymbol{r}$ представляется в виде суперпозиции полей акустических монополей, расположенных в N точках $\boldsymbol{r}_1, \dots, \boldsymbol{r}_N$:

$$u(\boldsymbol{r}) = \sum_{n=1}^{N} G(\boldsymbol{r}, \boldsymbol{r}_n)\, A_n, \text{где } G(\boldsymbol{r}, \boldsymbol{r}_n) = \frac{1}{|\boldsymbol{r} - \boldsymbol{r}_n|} e^{-ik|\boldsymbol{r}-\boldsymbol{r}_n|} \qquad (1)$$

– поле акустического монополя (функция Грина) в свободном пространстве, $k = 2\pi f/c$, A_n– комплексные амплитуды монополей [4,5].

Звуковое поле, которое возбуждается в бассейне с отражающими стенками монополем, расположенным в точке $\boldsymbol{r}_n$, обозначим $\tilde{G}(\boldsymbol{r}, \boldsymbol{r}_n)$. В бассейне формула (1) переходит в

$$\tilde{u}(\boldsymbol{r}) = \sum_{n=1}^{N} \tilde{G}(\boldsymbol{r}, \boldsymbol{r}_n)\, A_n. \tag{2}$$

Наше основное предположение, заключается в том, что выражения (1) и (2) с одними и теми же коэффициентами A_n описывают и поле излучателя в свободном пространстве $u(\boldsymbol{r})$ и его поле в бассейне $\tilde{u}(\boldsymbol{r})$.

Решение обратной задачи

Восстановление неизвестных амплитуд монополей A_n выполняется по измерениям комплексной амплитуды поля $\tilde{u}$ в бассейне в точках $\boldsymbol{\rho}_1, \dots, \boldsymbol{\rho}_M$. Согласно (2) задача сводится к решению линейной системы уравнений, которую в матричных обозначениях представим в виде

$$\tilde{\boldsymbol{u}} = \tilde{\boldsymbol{G}}\boldsymbol{A}, \tag{3}$$

где $\tilde{\mathbf{u}} = [\tilde{\mathrm{u}}(\boldsymbol{\rho}_1, \dots, \tilde{\mathrm{u}}(\boldsymbol{\rho}_M)]^T$– вектор измеренных значений амплитуды поля, символ T означает операцию транспонирования, $\tilde{\boldsymbol{G}} - M \times N$ матрица с элементами $\tilde{G}(\boldsymbol{\rho}_m, \boldsymbol{r}_n)$, $\boldsymbol{A} = [A_1, \dots, A_N]^T$– вектор неизвестных амплитуд.

Величины $\tilde{G}(\boldsymbol{\rho}_m, \boldsymbol{r}_n)$, должны быть измерены с помощью процедуры, называемой калибровка бассейна. Она заключается в том, что эталонный акустический монополь поочередно помещается в каждую из точек $\boldsymbol{r}_n$ и поле, излученное из этой точки, регистрируется во всех точках приема $\boldsymbol{\rho}_m$.

Для решения системы уравнений (3) применим хорошо известный метод, базирующийся на использовании сингулярного разложения матрицы $\tilde{\mathbf{G}}$ [6]

$$\tilde{\boldsymbol{G}} = \sum_{l=1}^{L} \gamma_l\, \boldsymbol{\xi}_l \boldsymbol{\eta}_l^H, \tag{4}$$

где γ_l – сингулярные числа, пронумерованные в порядке убывания, $\boldsymbol{\xi}_l$ и $\boldsymbol{\eta}_l$ – сингулярные векторы, а символ H означает эрмитово сопряжение. Ограничиваясь учетом сингулярных чисел, превышающих некоторый заданный порог и отвечающих им сингулярных векторов, находим оценку вектора $\boldsymbol{A}$

$$\tilde{\boldsymbol{A}} = \sum_{l=1}^{L_1} \frac{1}{\gamma_l} (\boldsymbol{\xi}_l^H \boldsymbol{u}) \boldsymbol{\eta}_1, \tag{4}$$

где $L_1 \leq L$ – количество учтенных сингулярных чисел и векторов. Подставляя найденные таким образом оценки амплитуд A_n в правую часть (1), получаем искомую оценку поля излучателя в свободном пространстве.

Описание эксперимента

Для демонстрации применимости обсуждаемого метода был выполнен лабораторный эксперимент. Измерения на несущей частоте 5 кГц проводились в бассейне, представляющем собой заполненный водой куб со стороной 1 м.

Точки, в которые помещался эталонный монополь при калибровке бассейна образовали куб размером $5 \times 5 \times 5$, а расстояние между ближайшими точками этого куба составляло 1 см. Приемники (гидрофоны B&K 8103) располагались в 16 точках, удаленных от куба на расстояния около 30 см (рис. 1). В качестве эталонного монополя использовался гидрофон B&K 8103. Он поочередно помещался во все 125 точек, образующих куб, и возбужденное им поле регистрировалось всеми 16 приемниками. Комплексные амплитуды регистрируемых сигналов с точность до постоянного множителя, равного амплитуде эталонного монополя, представляют значения функций Грина $\tilde{G}(\boldsymbol{\rho}_m, \boldsymbol{r}_n)$.

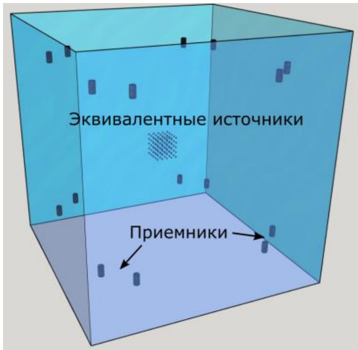


Рис. 1

Затем в точку, совпадающую с центром куба, помещался калибруемый источник звука, роль которого играл гидрофон B&K 8100. Это источник монопольного типа, размер которого мал по сравнению с длиной волны. Амплитуды сигналов, регистрируемые всеми 16-ю приемниками, являются компонентами вектора $\tilde{\boldsymbol{u}}^T$.

Реконструкция диаграммы направленности

Диаграмма направленности калибруемого источника рассчитывалась по формуле (1) с использованием оценок амплитуд эквивалентных источников полученных при помощи формулы (3). В левой части рис. 2 показан результат восстановления диаграммы направленности источника с использованием всех $N = 125$ эквивалентных источников, образующих описанный выше куб. Этот куб мы называем большим. Аналогичная реконструкция была выполнена с использованием $N = 27$ эквивалентных источников, образующих малый куб, который получен путем исключения источников, образующих внешнюю поверхность большого куба. Диаграмма направленности, найденная с использованием малого куба, показана слева. Обе приведенные диаграммы не сильно отличаются друг от друга и в соответствии с нашими ожиданиями они соответствуют источнику монопольного типа.

Заключение

Лабораторный эксперимент подтверждает работоспособность обсуждаемого подхода. Однако вопрос об условиях его применимости требует дополнительного исследования. Слабым местом метода эквивалентных источников и, соответственно, слабым местом нашего подхода является отсутствие общих правил выбора необходимого количества эквивалентных источников и их позиций. Однако в работе [7] показано, что ситуация упрощается при калибровке низкочастотного излучателя с размерами меньше длины волны, поле которого в свободном пространстве можно представить в виде суперпозиции монопольной, дипольных и квадрупольных компонент. Возможность пренебрежения вкладами высших мультиполей существенно упрощает анализ и позволяет сформулировать требования к расположению эквивалентных источников и точек приема, достаточные для реконструкции поля калибруемого источника в свободном пространстве.

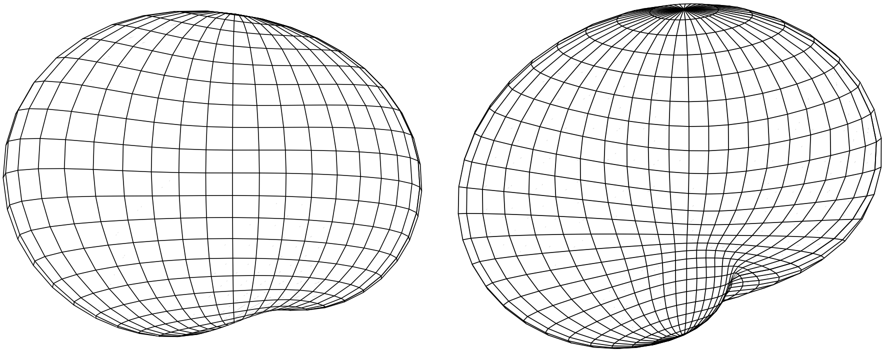


Рис. 2

[1] Bobber R. Underwater Electroacoustic Measurement. – Los Altos: Peninsula Press, 1988, 341 p.
[2] Isaev A., Matveev A. // Calibration of hydrophones in a field with continuous radiation in a reverberating pool. Acoustical Physics. 2009. Vol. 55, № 2. P. 762.
[3] Robinson S., Hayman G., Harris P., Beamiss G. // Signal-modelling methods applied to the free-field calibration of hydrophones and projectors in laboratory test tanks. Meas. Sci. Technol. 2018. Vol. 29, № 085001.
[4] Bobrovnitskii Y., Tomilina T. // General properties and fundamental errors of the method of equivalent sources. Acoustical Physics. 1995. Vol. 41. P. 649.
[5] Gounot Y., Musafir R. // Simulation of scattered fields: some guidelines for the equivalent source method. Journal of Sound and Vibration. 2011. Vol. 330. P. 3698.
[6] Virovlyansky A.L., Deryabin M.S. // On the use of the equivalent source method for free-field calibration of an acoustic radiator in a reverberant tank. Journal of Sound and Vibration. 2019. Vol. 455, № 69.
[7] Virovlyansky A.L., Kazarova A.Yu., Lyubavin L.Ya. // Reconstructing the directivity pattern of a sound source in free space by measuring its field in a tank, Acoustical Physics. 2020. Vol. 66, № 5. P. 501.
[8] Golub G.H. and Loan C.V. Matrix Computations – Baltimore: The John Hopkins University Press, 1989, 780 p.

ЛАБОРАТОРНЫЕ ИССЛЕДОВАНИЯ ОБРАТНОГО РАССЕЯНИЯ НА ВЕТРОВЫХ ВОЛНАХ В ПРИСУТСТВИИ СИЛЬНО НЕЛИНЕЙНЫХ ВОЛН

С.А. Ермаков[1, 2, 3], И.А. Сергиевская[1, 2], И.А. Капустин[1, 2], В.А. Доброхотов[1, 2]

[1] ННГУ им. Н.И. Лобачевского
[2] Институт прикладной физики РАН
[3] Волжский государственный университет водного транспорта

В настоящее время большое количество работ направлено на развитие понимания особенностей микроволнового обратного рассеяния на морской поверхности. Растущий интерес в данной области связан с новыми особенностями обратного рассеяния, открытыми в натурных экспериментах и относящихся к обрушающимся волнам, в особенности в экспериментах по радиолокационному зондированию морской поверхности в присутствии пленок поверхностно-активных веществ. Сильные обрушения волн характеризуются опрокидыванием гребня волны [1, 2], что характерно для волн метрового диапазона. Обрушение гребней вносит значительный вклад в динамику ветровых волн. Экспериментально было показано [3, 4], что генерация вихрей и турбулентности в верхнем водном слое происходит после опрокидывания гребня. В работе представлен новый эффект затухания обратного рассеянного сигнала Ка-диапазона после прохождения цуга волн дм-м диапазона с обрушением. Показано, что ослабление обратного рассеяния связано с подавлением волн см-мм масштаба, за счет создаваемой сильными обрушениями турбулентности.

Эксперимент

Эксперименты были произведены в овальном ветро-волновом бассейне Института Прикладной Физики РАН.

Ветровые волны генерировались при малых значениях скорости ветра. При установленном в бассейне механическом волнопродукторе длина разгона ветровых волн составляла 8.5 м. Поверхностные волны измерялись при помощи струнных волнографов.

Волнопродуктор генерировал цуг интенсивных необрушающихся низкочастотных волн с линейно изменяющейся частотой. При движении вдоль бассейна цуг на расстоянии порядка 8.5 м от волнопродуктора трансформировался за счет дисперсионной фокусировки в короткий пакет с одной – двумя обрушающимися волнами.

Для анализа особенностей микроволнового рассеяния на поверхности воды использовался скаттерометр Ка-диапазона.

Методология комплексных измерений гидродинамической турбулентности, создаваемой обрушающимися волнами, основана на акустических измерениях скоростей в верхнем водном слое, использовании струнного волнографа и видеозаписи движения частиц на поверхности воды. Ультразвуковой акустический доплеровский измеритель скорости «SonTek MICRO ADV» погружался на глубину порядка 2.5 см от поверхности воды в области обрушающихся НЧ поверхностных волн. Прибор позволял измерять три компоненты скорости потока: вертикальную, продольную (вдоль бассейна) и поперечную (в направлении стенок бассейна) компоненты скорости, связанные с поверхностными волнами и турбулентностью, появляющейся после обрушений.

Результаты эксперимента

В случае обрушающихся волн ADV спектры для продольной и вертикальной скоростей содержат как волновые, так и турбулентные движения, частично перекрывающиеся в спектре, что создает трудности при выделении спектра турбулентности. Тем не менее, для квази плоских низкочастотных волн, распространяющихся вдоль бассейна, измерения поперечной проекции скорости при помощи ADV могут указать на наличие турбулентных компонент скорости частиц жидкости. Для количественных оценок вертикальной и продольной компонент турбулентных скоростей использовались спектры соответствующих проекций после удаления из них волновых пиков.

Дополнительно производилась запись движений частиц-маркеров на поверхности воды. Траектории маркеров (рис. 1) наглядно указывают на наличие турбулентных вихрей в верхнем слое воды. Отметим, что для случая необрушающихся волн частицы осциллируют в поле орбитальных скоростей практически вдоль прямой линии.

Энергонесущие компоненты ветровых волн лежат в диапазоне длин порядка 6 см – 13 см, что, по меньшей мере, в несколько раз меньше, чем длины волн механически генерируемых низкочастотных обрушающихся волн.

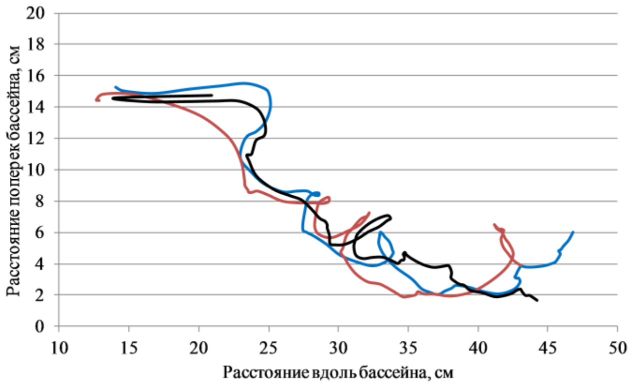


Рис. 1

Действие обрушающейся волны на короткие ветровые волны и, соответственно, на обратное рассеяние продемонстрировано на рис. 2 (красный график). Левая часть отвечает обратному рассеянию на мелкомасштабных ветровых волнах до прихода низкочастотного волнового цуга в область наблюдений. Центральная часть рис. 2, указывающая на резкое возрастание рассеянного сигнала, соответствует приходу обрушающихся волн в область, облучаемую скаттерометром. После прохождения обрушающихся волн обратное рассеяние уменьшается до значений ниже начального уровня, что свидетельствует о подавлении ветровых волн. Через 5 – 15 секунд после этого и ветровые волны, и обратное рассеяние на них возвращаются к своему первоначальному уровню. Синий график рис. 2, отвечающий за поперечную проекцию скорости потока, демонстрирует увеличение амплитуды скорости после обрушения, связываемое с возникновением турбулентного движения.

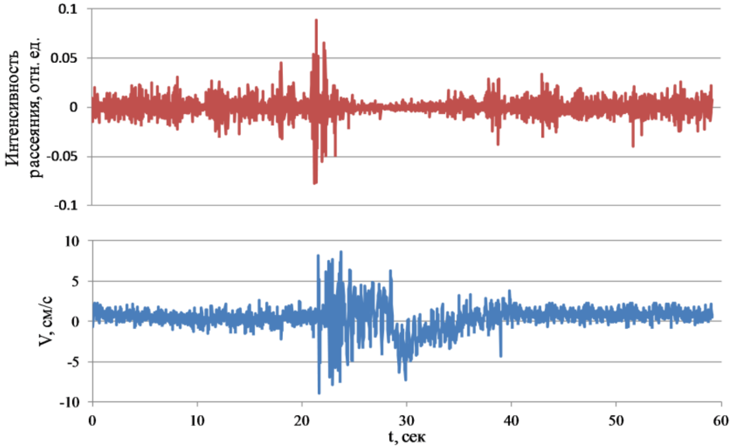


Рис. 2

Обсуждение

Эффект подавления обратного рассеяния за счет создаваемой обрушающимися волнами турбулентности может быть охарактеризован коэффициентом подавления (КП) – отношением интенсивностей обратного сигнала до и после прохождения низкочастотного волнового пакета. Коэффициент подавления как функция крутизны волны kA интенсивных низкочастотных волн (k – волновое число, A – амплитуда НЧ волны) представлен на рис. 3. Крутизна волн, превышающая значения 0.22 соответствует обрушающимся волнам, меньшие значения – необрушающимся. Заметим, что, согласно рис. 3, значение КП для необрушающихся волн не равно единице, следовательно, некоторое ослабление обратного сигнала также возникает.

Для более крутых волн коэффициент подавления резко возрастает до значений около 15 – 25. Естественно предположить, что эффект ослабления обратного рассеяния после прохождения обрушающейся волны происходит за счет опрокидывания гребня, который ослабляет мелкомасштабные волны из-за гидродинамической турбулентности. Данное предположение подтверждается возникновением поперечных скоростей в поле турбулентных пульсаций. Коэффициент усиления (КУ) для турбулентности это отношение турбулентной кинетической энергии после и до прохождения интенсивного цуга волн. На рис. 3 также представлена зависимость КУ от крутизны низкочастотной волны.

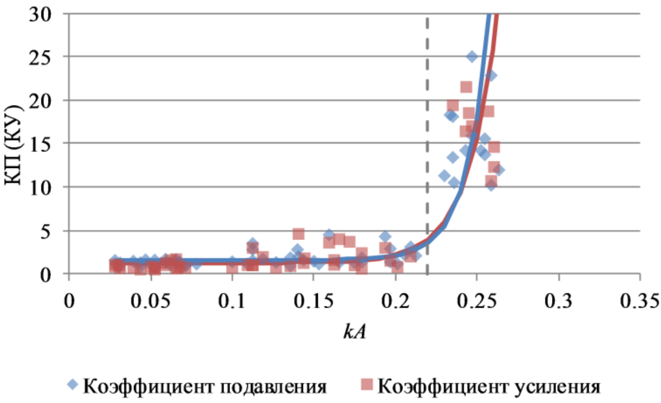


Рис. 3

Выводы

В ходе проведения совместных радиолокационных, контактных и акустических измерений поверхностных волн с применением фото- и видеосъемки обнаружен эффект ослабления обратного радиолокационного рассеяния на ветровом волнении после сильных обрушений низкочастотных волн. Анализ данных акустического прибора (ADV) и траекторий движения маркеров на поверхности воды показал, что в момент обрушения и в течение некоторого времени после в области обрушения возникают турбулентные вихри, дающие основной вклад в затухание ветровых волн, что и приводит к ослаблению обратного рассеяния.

Работа выполнена в рамках Госзадания (проект 0729-2020-0037).

[1] Longuet-Higgins M.S., Cleaver R.P. // J. Fluid Mech. 1994. Vol. 258. P. 115.
[2] Duncan J. H. // Annu. Rev. Fluid Mech. 2001. Vol. 33. P. 519.
[3] Rapp R.J., Melville W.K. // Philos. Trans. R. Soc. London. Ser. A Math. Phys. Sci. 1990. Vol. 331. P. 735.
[4] Ölmez H.S., Milgram J.H. // J. Fluid Mech. 1992. Vol. 239. P. 133.

СРАВНЕНИЕ ЭФФЕКТОВ, УСИЛИВАЮЩИХ И ОСЛАБЛЯЮЩИХ ОБРАТНОЕ РАССЕЯНИЕ АКУСТИЧЕСКИХ ВОЛН НА ДИСКРЕТНЫХ СЛУЧАЙНЫХ НЕОДНОРОДНОСТЯХ

Е.М. Гвоздков, И.Ю. Грязнова

ННГУ им. Н.И. Лобачевского

В данной работе исследуется обратное рассеяние акустических волн на дискретных случайных неоднородностях, расположенных на плоском звукопрозрачном и слабо отражающем дне. Показано, как наличие отражения от подстилающих неоднородности осадочных пород и статистика распределения конкреций влияет на характеристики обратного рассеяния.

Для случая дистанционного акустического зондирования случайных дискретных неоднородностей, хаотически расположенных на плоском звукопрозрачном дне, в приближении однократного рассеяния несложно получить монотонно нарастающую зависимость средней интенсивности обратного рассеяния от средней поверхностной концентрации неоднородностей. Однако результаты физического моделирования не подтвердили монотонный рост средней интенсивности рассеянного сигнала с увеличением средней концентрации рассеивающих. Чтобы понять возможные причины возникновения несоответствия экспериментальных данных предложенной теории, следует обратиться к модели обратного рассеяния с учетом сигнала, отраженного от поверхности «чистого» дна.

При расчете средней интенсивности обратного рассеяния от дискретных случайных неоднородностей с учетом отражения от дна следует полагать, что принятый сигнал складывается из суммы сигналов, отраженного от дна и рассеянного неоднородностями. Следовательно, в выражении для средней интенсивности обратного рассеяния, кроме суммы интенсивностей сигналов, рассеянного неоднородностями и отраженного от незанятого рассеивателями дна, возникает дополнительное слагаемое, описывающее интерференцию их когерентных компонент. На рис. 1 произведено сравнение результатов моделирования и лабораторных экспериментов.

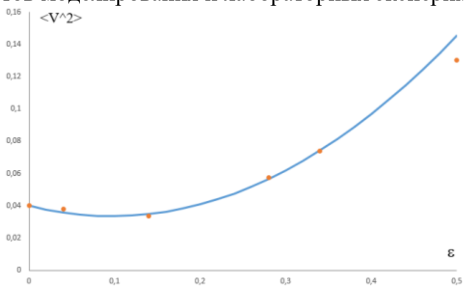


Рис. 1

Результаты численного моделирования показывают, что для реальных донных поверхностей учет сигнала, отраженного от дна, даже при малых значениях коэффициента отражения, всегда приводит к уменьшению средней интенсивности суммарного поля.

Заметим, что предыдущие рассуждения касались случая хаотического и в среднем равномерного расположения неоднородностей на плоскости. Однако исследования показывают, что расположение рассеивателей в океане можно считать равномерным и статистически независимым лишь в первом приближении. При учете группировки частиц в выражении для средней интенсивности обратного рассеяния появится ещё одно слагаемое, так называемая коллективная составляющая.

На рис. 2 показана зависимость коллективного слагаемого от безразмерного параметра D/ρ_0 , где D - апертура преобразователя, ρ_0 – средний масштаб скоплений неоднородностей. Этот безразмерный параметр можно рассматривать как отношение диаграмм направленности зондирующего и переизлученного от области с характерным размером ρ_0 сигналов.

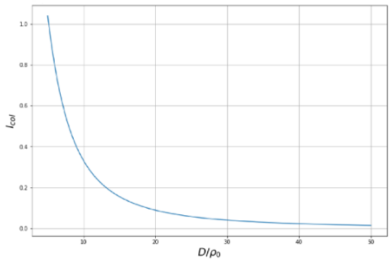


Рис. 2

Таким образом, в работе показано, что при дистанционной акустической диагностике железо-марганцевых конкреций на дне океана могут возникать эффекты, усиливающие или ослабляющие обратное рассеяние. При этом для построения аналитической модели можно опираться на теорию однократного рассеяния волн от дискретных неоднородностей даже при значительных поверхностных концентрациях последних. Учет отражения от поверхности дна, на которой расположены конкреции, приводит к уменьшению средней интенсивности обратного рассеяния при различных наблюдаемых в реальных условиях акустических импедансах донной среды по сравнению с приближением звукопрозрачного дна. Однако при больших коэффициентах упаковки рассеивателей, когда жесткими рассеивающими частицами, имитирующими ЖМК, занята бо́льшая часть площади подложки, влиянием отражения от подстилающего неоднородности дна можно пренебречь. Учет корреляции взаимного расположения рассеивателей, напротив, приводит к увеличению средней интенсивности обратного рассеяния при неизменной средней поверхностной концентрации рассеивающих частиц по сравнению с моделью их хаотического, статистически независимого расположения по плоскости дна. При этом средняя интенсивность может измениться в несколько раз, что затрудняет решение обратной задачи – оценки концентрации рассеивателей по данным акустических измерений.

ЗАТУХАНИЕ ГРАВИТАЦИОННО-КАПИЛЛЯРНЫХ ВОЛН НА ПОВЕРХНОСТИ ВОДЫ В ПРИСУТСТВИИ СИЛЬНО НЕОДНОРОДНЫХ ПЛЕНОК ПОВЕРХНОСТНО АКТИВНЫХ ВЕЩЕСТВ

Г.Е. Хазанов[1], С.А. Ермаков[1, 2]

[1] Институт прикладной физики РАН
[2] Волжский государственный университет водного транспорта

Проблема распространения гравитационно-капиллярных волн (ГКВ) на поверхности океана и внутренних водоемов в присутствии пленок поверхностно-активных веществ (ПАВ) представляет как фундаментальный, так и прикладной интерес, последний связан с необходимостью развития методов дистанционной диагностики нефтяных и биогенных загрязнений водной поверхности. Наиболее эффективным для диагностики пленок представляется использование микроволновых радиолокаторов, подводных ультразвуковых локаторов, оптических систем наблюдения морской поверхности. Основным эффектом воздействия пленок ПАВ на ГКВ является увеличение затухания последних и, соответственно, уменьшение интенсивности мелкомасштабных компонент в спектре ветрового волнения; при этом существенно изменяется интенсивность рассеяния электромагнитных или акустических волн. Затухание ГКВ на мономолекулярных пленках достаточно детально описано в литературе, основной характеристикой пленок, определяющей затухание ГКВ, является их упругость (см. например, [1-3]). Влияние же на волны “толстых” пленок исследовано значительно меньше [4]. Особенностью пленок, толщины которых составляют единицы – десятки характерных длин молекул ПАВ, является присутствие в пленках неоднородностей по толщине. Анализ особенностей затухания ГКВ на неоднородных пленках и является целью настоящего исследования.

Были выполнены лабораторные измерения коэффициента затухания ГКВ на сильно – неоднородных пленках ПАВ. Характерный вид нефтяной пленки иллюстрирует рис. 1.

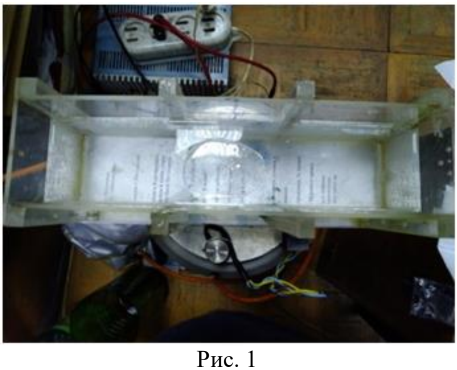


Рис. 1

Проводились измерения порога параметрического возбуждения стоячих ГКВ (“рябь Фарадея”), который пропорционален коэффициенту затухания ГКВ (см. [3]).

Измерялся порог возбуждения ГКВ с частотой15 Гц на монослое при различных размерах и количестве линз, начиная с нескольких линз малого диаметра (менее 1 см). При добавлении ПАВ размер линз увеличивался и при достаточно больших их масштабах они сливались в большие, в конце образуя одну-две большие линзы, фактически перекрывающие лабораторную кювету. Когда относительная площадь линзовой фазы достигала величин порядка 0.3-0.4, наблюдался рост коэффициента затухания волн. Для объяснения этого эффекта было выдвинуто предположение, что линзы большого размера действуют на ГКВ аналогично стенкам, уменьшая, таким образом, эффективные размеры кюветы и увеличивая вклад стенок в полный коэффициент затухания. Проведенные теоретические расчеты полного коэффициента затухания с подбором эффективных размеров монослоя, отвечающих результатам измерений, показали, что эти размеры близки к расстояниям между линзами, ограничивающими поверхность монослоя.

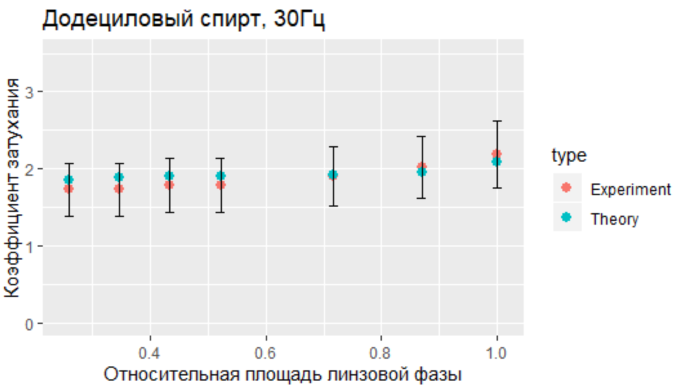


Рис. 2

На рисунке представлена зависимость коэффициента затухания ГКВ от относительной площади мономолекулярной фазы в эксперименте с додециловым спиртом. Красные точки – эксперимент, синие точки – теория. Частота генератора 30 Гц.

Далее выполнен пересчет коэффициента затухания ГКВ на монослое в присутствии линз в терминах эффективной упругости. Типичные значения эффективной упругости, полученные при пересчете, составили 10-20 мН/м.

Таким образом, было показано, что коэффициент затухания возрастает с ростом относительной площади линз. Предложено физическое объяснение этого эффекта в рамках модели линз-стенок, уменьшающих площадь поверхности мономолекулярной пленки и, соответственно, увеличивающих затухание волн из-за возрастания влияния стенок. Теоретические расчеты в рамках гипотезы “линз-стенок” показали хорошее согласие с экспериментом. Введена “эффективная упругость” двухфазной пленкимономолекулярного слоя с линзовой фазой, которая заменяет двухфазную пленку эффективной мономолекулярной пленкой. В терминах эффективной упругости неоднородной пленки построена зависимость этой упругости от относительной площади линзовой фазы. Разработанная для чистых ПАВ физическая модель эффективной упругости сложной пленки далее будет применена при анализе многокомпонентных пленок сложного состава.

Работа выполнена в рамках госзадания, тема 0030-2021-0006.

[1] Левич В. Г. // Физико-химическая гидродинамика. – М.: Физматгиз. 1959, 699.
[2] Lucassen-Reynders E.N., Lucassen J. // Properties of capillary waves. J.Adv.Coll.Int.Sci. 1969. Vol. 2. P. 347.
[3] Ермаков С.А. // Влияние пленок на динамику гравитационно-капиллярных волн – Н. Новгород: ИПФ РАН, 2010, 164 с.
[4] Sergievskaya I.A. Ermakov S.A. // Damping of surface waves due to crude oil/oil emulsion films on water. Mar.Pol.Bull. 2019. 146(C5):206-214.

АМПЛИТУДНО-ЗАВИСИМОЕ ВНУТРЕННЕЕ ТРЕНИЕ В АКУСТИЧЕСКОМ РЕЗОНАТОРЕ ИЗ ОТОЖЖЕННОЙ МЕДИ

В.Е. Назаров[1)], А.Б. Колпаков[2)]

[1)] *Институт прикладной физики РАН*
[2)] *ННГУ им. Н.И. Лобачевского*

В работе приводятся результаты экспериментальных и теоретических исследований эффектов амплитудно-зависимого внутреннего трения (АЗВТ), возникающих при самовоздействии продольной низкочастотной (НЧ) волны в стержневом резонаторе из поликристаллической меди, отожженной в течении 2 часов при температуре 600^0C. Схема эксперимента изображена на рис. 1. Резонатор **1** представлял собой стержень круглого поперечного сечения (диаметром – 0,8 $см$) и длиной $L = 43$ $см$. К его нижнему торцу приклеивался пьезокерамический излучатель накачки **2** - для возбуждения продольной волны; другая сторона излучателя **2** – к металлической нагрузке **3**. К верхнему, свободному торцу приклеивался акселерометр **4** – для приема колебаний, создаваемых излучателем. Измерения проводились на первых трех продольных модах резонатора. В работе исследовались эффекты, обусловленные гистерезисной нелинейностью материала: нелинейные потери и сдвиги резонансных частот. Для этого, излучателем **2** в стержне **1** возбуждались акустические колебания на частоте, близкой к частоте F_p одной из пер-

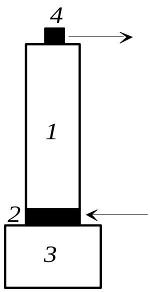


Рис. 1

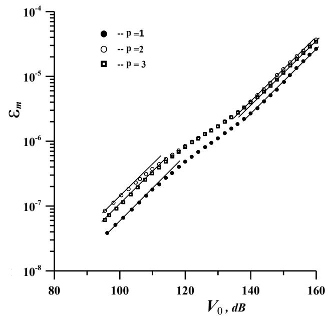


Рис. 2

вых трех его продольных мод ($p = 1; 2; 3$) и измерялись зависимости нелинейных сдвигов резонансных частот $F_{nl} = F - F_p < 0$ и коэффициентов затухания μ_{nl} от амплитуды деформации ε_m стержня. На рис. 2 приведены зависимости амплитуды деформации ε_m (в резонансе) от амплитуды электрического напряжения V_0 на излучателе накачки. Из рисунка видно, что при малых амплитудах возбуждения ($\varepsilon_m < 10^{-7}$) зависимости $\varepsilon_m = \varepsilon_m(V_0)$ линейны, т.е. $\varepsilon_m \propto V_0$. Далее, при $2 \cdot 10^{-7} < \varepsilon_m < 4 \cdot 10^{-6}$, они становятся нелинейными. При $\varepsilon_m \geq 4 \cdot 10^{-6}$, снова наблюдаются линейные зависимости ε_m от V_0. Это свидетельствует о наличии нелинейных потерь и их насыщении при $\varepsilon_m \geq 4 \cdot 10^{-6}$. На рис. 3а,б показаны (в малом диапазоне амплитуд) $\varepsilon_m < 2{,}5 \cdot 10^{-6}$ графики зависимостей $\mu_{nl,p}$ и $|F_{nl,p}|/F_p|$ от ε_m. Видно, что при

$(2 \cdot 10^{-7} \cong \varepsilon_m^* < \varepsilon_m < 1{,}5 \cdot 10^{-6})$: $\mu_{nl,p} \cong k_1(\varepsilon_m - \varepsilon_m^*)$; $\left|F_{nl,p}\right|/F_p\right| \approx k_2(\varepsilon_m - \varepsilon_m^*)$, где $k = const > 0$.

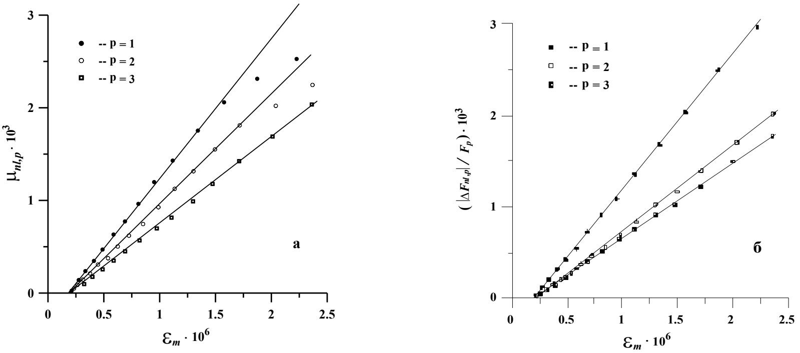


Рис. 3а,б

Следовательно, эффекты АЗВТ проявляются при $\varepsilon_m > \varepsilon_m^* \approx 2 \cdot 10^{-7}$, т.е. имеют пороговый характер по амплитуде ε_m. На рис. 4,а,б показаны зависимости $\mu_{nl,p}$ и $\left|F_{nl,p}\right|/F_p\right|$ от ε_m (во всем измеряемом диапазоне амплитуд ε_m). Из рис. 4,а видно, что при $\varepsilon_m \geq \varepsilon_{m,th} \approx 4 \cdot 10^{-6}$ имеет место насыщение нелинейных потерь.

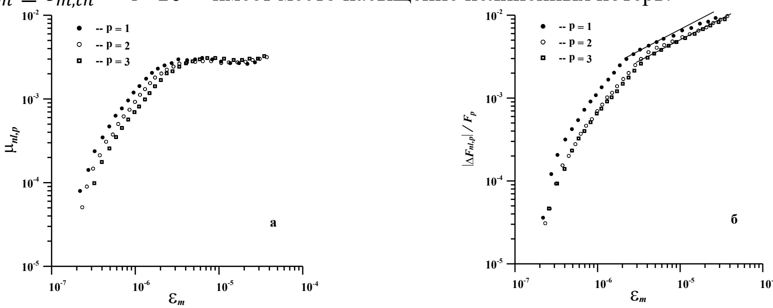


Рис. 4а,б

Из рис. 4,б следует, что при $\varepsilon_m > \varepsilon_{m,th} \approx 4 \cdot 10^{-6}$ в зависимостях $\left|F_{nl,p}\right|/F_p\right|$ от ε_m только проявляются тенденции к насыщению, при этом $\left|F_{nl,p}\right|/F_p\right| \propto \varepsilon_m^{1/2}$.

Аналитическое описание эффектов АЗВТ проведено в рамках уравнения состояния микронеоднородной среды, содержащей гистерезисные вязко-упругие дефекты твердого тела [1].

Для резонатора с жесткой $(x = 0)$ и мягкой $(x = L)$ границами граничные условия имеют вид: $U(x = 0, t) = A_0 sin\Omega t$, $U_x(x = L, t) = 0$, где $\Omega = 2\pi F$. Резонансная кривая такого резонатора определяется выражением:

$$\varepsilon_m = \frac{A_0 \dfrac{\Omega_p}{L}}{\left\{\left[\delta_p - \delta_{nl,p}(\varepsilon_m)\right]^2 + \left[\mu_p + \mu_{nl,p}(\varepsilon_m)\right]^2 \Omega_p^2\right\}^{\frac{1}{2}}},$$

где $\Omega_p = 2\pi F_p$; $\delta_p = \Omega - \Omega_p$; $\mu_p = Q_p^{-1}$; $\delta_{nl,p}(\varepsilon_m) = 2\pi F_{nl,p}(\varepsilon_m)$,

а нелинейные потери и относительный сдвиг резонансной частоты (в малоамплитудном режиме) – следующими выражениями:

$$\mu_{nl,p}(\varepsilon_m) \approx a_{eff}(\Omega_\text{p})\varepsilon_m, \qquad (1)$$

$$\delta_{nl,p}(\varepsilon_m)/\Omega_\text{p} \approx b_{eff}(\Omega_\text{p})\varepsilon_m, \qquad (2)$$

где

$$a_{eff}(\Omega_\text{p}) = \\ = \int_0^\infty \int_0^1 \int_a \int_b \int_{\gamma_0} \frac{\left\{a\left[1 - \left(\dfrac{\Omega_\text{p}}{\text{W}}\right)^2\right] + 2b\left(\dfrac{\Omega_\text{p}}{\text{W}}\right)\right\} N(\zeta, W, a, b.\gamma_0) d\zeta dad}{\zeta^2\left[1 + \left(\Omega_\text{p}/\text{W}\right)^2\right]^{5/2}} \qquad (3)$$

$$b_{eff}(\Omega_\text{p}) = \\ = \int_0^\infty \int_0^1 \int_a \int_b \int_{\gamma_0} \frac{\left\{b\left[1 - \left(\dfrac{\Omega_\text{p}}{\text{W}}\right)^2\right] - 2a\left(\dfrac{\Omega_\text{p}}{\text{W}}\right)\right\} N(\zeta, W, a, b.\gamma_0) d\zeta dad}{\zeta^2\left[1 + \left(\Omega_\text{p}/\text{W}\right)^2\right]^{5/2}}. \qquad (4)$$

W, ζ – релаксационная частота и относительная упругость дефекта; a, b, γ_0 – параметры, отвечающие за гистерезисные потери, дефект модуля упругости и насыщение; $N(\zeta, W, a, b, \gamma_0)$ –функция распределения дефектов по параметрам W, ζ, a, b и γ_0;

$$a = \frac{2(\gamma_1+\gamma_2+\gamma_3+\gamma_4)}{9\pi^2},\ b = \frac{(\gamma_1+\gamma_2+\gamma_3+\gamma_4)}{6\pi} + \frac{4(\gamma_1-\gamma_2+\gamma_3-\gamma_4)}{9\pi^2}$$

γ_{1-4}–параметры гистерезисной нелинейности дефектов.

В режиме насыщения имеем:

$$\mu_{nl,p}(\varepsilon_m) = \\ = \int_0^\infty \int_0^1 \int_a \int_b \int_{\gamma_0} \frac{\left\{\overline{a}\left[1 - \left(\dfrac{\Omega_\text{p}}{\text{W}}\right)^2\right] + 2\overline{b}\left(\dfrac{\Omega_\text{p}}{\text{W}}\right)\right\} N(\zeta, W, a, b.\gamma_0) d\zeta da}{2\zeta\gamma_0\left[1 + \left(\Omega_\text{p}/\text{W}\right)^2\right]^2} \qquad (5)$$

$$\overline{a} = \frac{(\gamma_1+\gamma_2+\gamma_3+\gamma_4)}{4\pi};\ \overline{b} = \frac{\gamma_1+\gamma_2+\gamma_3+\gamma_4}{2\pi} - \frac{\gamma_1-\gamma_2+\gamma_3-\gamma_4}{8}.$$

$$\frac{\delta_{\mathrm{nl,p}}(\varepsilon_{\mathrm{m}})}{\Omega_{\mathrm{p}}} = \\ = -\int_0^\infty \int_0^1 \int_a \int_b \int_{\gamma_0} \frac{\left\{\overline{b}\left[1-\left(\frac{\Omega_{\mathrm{p}}}{\mathrm{W}}\right)^2\right] - 2\overline{a}\left(\frac{\Omega_{\mathrm{p}}}{\mathrm{W}}\right)\right\} N(\zeta, W, a, b, \gamma_0) d\zeta da db d\gamma_0}{2\zeta\gamma_0\left[1+\left(\Omega_{\mathrm{p}}/\mathrm{W}\right)^2\right]^2}. \quad (6)$$

Из выражений (1) и (2), для мало-амплитудного режима видно, что (при $2\cdot 10^{-7} < \varepsilon_m < 1{,}5\cdot 10^{-6}$): $\mu_{nl,p}(\varepsilon_m) \propto \varepsilon_m$ и $\left|\Delta F_{nl,p}(\varepsilon_m)\right|/F_p \propto \varepsilon_m$. Таким образом, аналитические зависимости для $\mu_{nl,p}(\varepsilon_m)$ и $\left|\Delta F_{nl,p}(\varepsilon_m)\right|/F_p$ от ε_m соответствуют экспериментальным. В режиме же насыщения, такое соответствие имеет место только для нелинейных потерь (5), а для нелинейных сдвигов (6) резонансных частот – соответствия нет: результаты измерений свидетельствуют, что $\left|\Delta F_{nl,p}(\varepsilon_m)\right|/F_p \propto \varepsilon_m^{1/2}$, а из выражения (6) следует что $\left|\Delta F_{nl,p}(\varepsilon_m)\right|/F_p$ от ε_m не зависит. В связи с этим, для объяснения зависимости $\left|\Delta F_{nl,p}(\varepsilon_m)\right|/F_p \propto \varepsilon_m^{1/2}$, в уравнение состояния добавлялось слагаемое: $\Delta\sigma(\varepsilon) = -E\nu_{1,2}\left(|\varepsilon| - \varepsilon_{m,th}\right)^{\frac{3}{2}} h(|\varepsilon| - \varepsilon_{m,th})$, где E – модуль упругости материала; $\varepsilon_{m,th} \approx 4\cdot 10^{-6}$; $\nu_{1,2} = const$, $h\left(|\varepsilon| - \varepsilon_{m,th}\right)$ – функция Хевисайда.

Была подобрана функция распределения дефектов $N(\zeta, W, a, b, \gamma_0)$, отвечающая зависимостям параметров $a_{eff}(F_{\mathrm{p}})$ и $b_{eff}(F_{\mathrm{p}})$, а также значений $\mu_{nl,p}(\varepsilon_m)$ и $\left|\Delta F_{nl,p}(\varepsilon_m)\right|/F_p$ от частоты F_{p} (рис. 5 и 6). Из рисунков видно хорошее соответствие

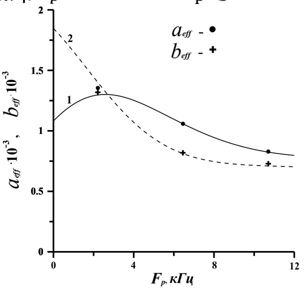


Рис. 5

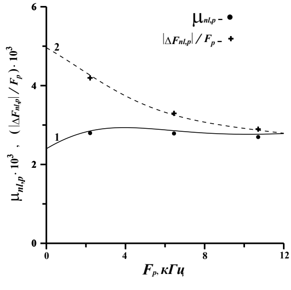


Рис. 6

теоретических зависимостей (3), (4), (5) и (6) (показаны сплошными и пунктирными линиями) с экспериментальными результатами (показаны точками).

Работа выполнена в рамках госзадания ИПФ РАН по теме №0030-2021-0009 и поддержана РФФИ (грант N20-02-00215А).

[1] Назаров В.Е., Кияшко С.Б. // Изв. Вузов. Радиофизика, 2019. Т. 62, № 5, С. 390.
[2] Назаров В.Е., Кияшко С.Б. // ЖТФ. 2014. Т. 84, № 3. С. 1.

НЕЛИНЕЙНЫЕ УПРУГИЕ ВОЛНЫ В ПОЛИКРИСТАЛЛАХ С ЧАСТОТНО-ЗАВИСИМЫМ НАСЫЩЕНИЕМ ГИСТЕРЕЗИСНЫХ ПОТЕРЬ

В.Е. Назаров, С.Б. Кияшко

Институт прикладной физики РАН

В данной работе, в результате модификации квазистатического гистерезиса Давиденкова [1], предлагается динамическое уравнение состояния поликристаллического твердого тела с частотно-зависимым насыщением ДЗ и ДМУ и исследуются нелинейные эффекты, возникающие при распространении первоначально гармонической продольной волны в стержне из такого материала.

Динамическое уравнение состояния поликристалла с квадратичным гистерезисом и с частотно-зависимым насыщением нелинейных ДЗ и ДМУ можно представить в следующем виде:

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

$$f(\varepsilon,\dot{\varepsilon}) = \frac{\alpha\varepsilon_m\varepsilon}{1+\tau_1|\dot{\varepsilon}|} + \frac{1}{2(1+\tau_2|\dot{\varepsilon}|)}\begin{cases}\beta_1\varepsilon^2 - (\beta_1+\beta_2)\varepsilon_m^2/2, & \dot{\varepsilon} \geq 0\\ -\beta_2\varepsilon^2 + (\beta_1+\beta_2)\varepsilon_m^2/2, & \dot{\varepsilon} \leq 0\end{cases}, \qquad (2)$$

где E – модуль упругости (для стержня это модуль Юнга), ε_m – амплитуда деформации, α и $\beta_{1,2}$ – безразмерные параметры нелинейности, $\tau_{1,2}$ – постоянные коэффициенты, имеющие размерность времени, $\tau_{1,2} \geq 0$, $|\alpha|\varepsilon_m \ll 1$, $|\beta_{1,2}|\varepsilon_m \ll 1$, $\beta_1+\beta_2 \geq 0$, $|f(\varepsilon)| \ll |\varepsilon| \ll 1$. (Здесь σ и ε – это продольные напряжение и деформация.) Первое и второе слагаемые в гистерезисной функции $f(\varepsilon)$ отвечают за нелинейные ДМУ и ДЗ. Отличие гистерезиса (1) с частотно-зависимым насыщением от гистерезисов с частотно-независимым насыщением [2,3] заключается в структуре множителей в функции $f(\varepsilon)$: в уравнении (1) они имеют вид $\left(1+\tau_{1,2}|\dot{\varepsilon}|\right)^{-1}$, а в работах [2-3] – $(1+\gamma_0\varepsilon_m)^{-1}$ или $(1+\gamma_0|\varepsilon|)^{-1}$, где $\gamma_0 = const$. При описании эффектов АЗВТ на одной частоте эти множители эквивалентны, если же "работать" в широком диапазоне частот, то проявление их отличий будет заметно: множители $(1+\gamma_0\varepsilon_m)^{-1}$ и $(1+\gamma_0|\varepsilon|)^{-1}$ от частоты волны не зависят, а множители $\left(1+\tau_{1,2}|\dot{\varepsilon}|\right)^{-1}$ зависят от частоты волны и с ростом частоты уменьшаются.

Подставим уравнение состояния (1) в уравнение движения $\rho U_{tt} = \sigma_x(\varepsilon)$, учтем геометрическую дисперсию фазовой скорости продольных (вдоль оси x) упругих волн в стержне радиуса R [4] и, переходя к сопровождающей системе координат $\tau = t - x/C_0$, $x' = x \geq 0$, получим одноволновое уравнение для деформации $\varepsilon(x,\tau) = \partial U(x,\tau)/\partial x$:

$$\varepsilon_x = \frac{[f(\varepsilon)]_\tau}{2C_0} + \eta\varepsilon_{\tau\tau\tau}, \qquad (3)$$

где $U(x,\tau)$ – смещение, $C_0 = (E/\rho)^{1/2}$, ρ – плотность, $\eta = \frac{(1+2\nu)\nu^2R^2}{8(1+\nu)C_0^3}$, ν – коэффициент Пуассона, $R < \lambda/2$, λ – длина волны.

Граничное условие зададим в следующем виде: $\varepsilon(0,t)=\varepsilon_0\sin(\omega t)$, где ε_0 – начальная амплитуда волны. Решение уравнения (3) будем искать методом возмущений, полагая, что:

$$\varepsilon(x,\theta)=\sum_{n=1}^{\infty}\epsilon_n(x,\theta)=\sum_{n=1}^{\infty}\varepsilon_n(x)\,sin\big(n\theta+\psi_n(x)\big), \tag{4}$$

где $\theta=\omega\tau+\Phi(x)$, $\varepsilon_n(x)$, $\Phi(x)$ и $\psi_n(x)$ – медленно-меняющиеся функции координаты x, $\psi_1(x)=0$, $|\sum_{n=2}^{\infty}\epsilon_n(x,\theta)|\ll|\epsilon_1(x,\theta)|$, $\varepsilon_m(x)\approx\varepsilon_1(x)$, при этом амплитуды $\varepsilon_n(x)$ и фазы $\Phi(x)$, $\psi_n(x)$ гармоник нелинейной волны $\varepsilon(x,\theta)$ зависят не только от координаты x, но и от начальной амплитуды ε_0 и от частоты ω.

Подставляя разложение (4) в уравнение (3) и выделяя слагаемые с частотой ω и 2ω, получим уравнения для амплитуд $e_1(z)$, $e_2(z)$ и фаз $\Phi(x)$, $\psi_2(x)$:

$$\begin{aligned}\frac{de_1}{dz}=-\frac{\pi e_1}{4\omega\tau_2}\Bigg[1&-\frac{4}{\pi\omega\tau_2\varepsilon_0e_1}\\&+\frac{2}{(\omega\tau_2\varepsilon_0e_1)^2}\left(1-\frac{4arctg\sqrt{\frac{1-\omega\tau_2\varepsilon_0e_1}{1+\omega\tau_2\varepsilon_0e_1}}}{\pi\sqrt{1-(\omega\tau_2\varepsilon_0e_1)^2}}\right)\Bigg]\end{aligned} \tag{5}$$

$$\begin{aligned}\frac{d\Phi}{dz}=\frac{\delta}{\omega\tau_1}\left[1-\frac{\pi}{2\omega\tau_1\varepsilon_0e_1}+\frac{2\sqrt{1-(\omega\tau_1\varepsilon_0e_1)^2}}{\omega\tau_1\varepsilon_0e_1}arctg\sqrt{\frac{1-\omega\tau_2\varepsilon_0e_1}{1+\omega\tau_2\varepsilon_0e_1}}\right]\\-m\end{aligned} \tag{6}$$

$$\begin{aligned}&\frac{de_2}{dz}cos\,\psi_2-e_2\left(2\frac{d\Phi}{dz}+\frac{d\psi_2}{dz}+8m\right)sin\,\psi_2\\&=\frac{\xi e_1}{\omega\tau_2}\Bigg[1-\frac{3(2+\pi\omega\tau_1\varepsilon_0e_1)}{5(\omega\tau_1\varepsilon_0e_1)^2}+\frac{3\pi}{5(\omega\tau_1\varepsilon_0e_1)^3}\\&-\frac{6\sqrt{1-(\omega\tau_1\varepsilon_0e_1)^2}[2-(\omega\tau_1\varepsilon_0e_1)^2]}{5(\omega\tau_1\varepsilon_0e_1)^3}arctg\sqrt{\frac{1-\omega\tau_2\varepsilon_0e_1}{1+\omega\tau_2\varepsilon_0e_1}}\Bigg]\end{aligned} \tag{7}$$

$$\frac{de_2}{dz}sin\,\psi_2+e_2\left(2\frac{d\Phi}{dz}+\frac{d\psi_2}{dz}+8m\right)cos\,\psi_2=0 \tag{8}$$

где $e_{1,2}=\frac{\varepsilon_{1,2}}{\varepsilon_0}$, $z=\frac{(\beta_1+\beta_2)\omega x}{2\pi C_0}$, $\delta=\frac{8\alpha}{\beta_1+\beta_2}$, $\xi=\frac{10(\beta_1-\beta_2)}{3(\beta_1+\beta_2)}$, $m=\frac{\pi(1+2\nu)\nu^2R^2\omega^2}{4(1+\nu)(\beta_1+\beta_2)C_0^2}$.

Уравнения (5)-(8) не имеют точных решений, поэтому далее мы приведем их численные решения.

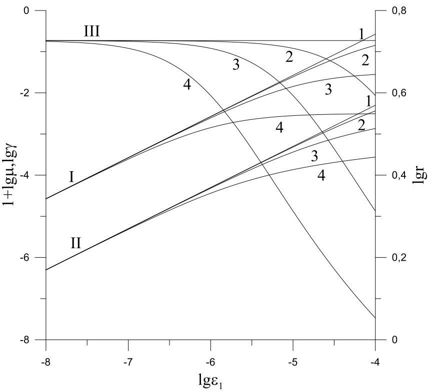


Рис. 1

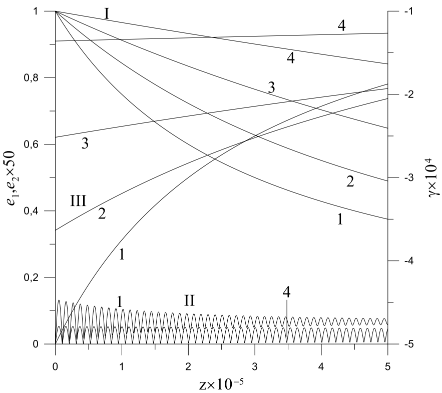


Рис. 2

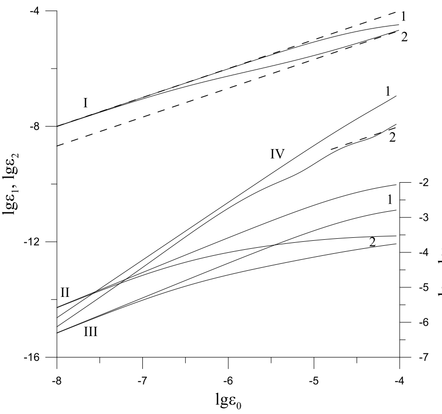


Рис. 3

На рис. 1 приведены графики зависимостей $1+\mu(\varepsilon_1)$ – I, $\gamma(\varepsilon_1)$ – II и $r(\varepsilon_1)=\mu(\varepsilon_1)/\gamma(\varepsilon_1)$ – III от ε_1 при $\delta=1$, $\beta_1+\beta_2=4\cdot10^2$ и различных значениях $\omega\tau_{1,2}$: $\omega\tau_{1,2}=0;10^4;10^5;10^6$ – кривые 1, 2, 3 и 4, соответственно. Здесь $\mu(\varepsilon_1)=-(\beta_1+\beta_2)\varepsilon_1^{-1}(z)[d\varepsilon_1/dz]$ – локальный нелинейные декремент затухания, $\gamma(\varepsilon_1)=[C(\omega,e_1)-C(\omega)]/C(\omega)=(\beta_1+\beta_2)[d\Phi/dz+m]/2\pi$ – относительное изменение фазовой скорости. Из рис. 1 видно, что при $\omega\tau_{1,2}\varepsilon_1\to0$ – $\mu(\varepsilon_1)$, $\gamma(\varepsilon_1)\sim\varepsilon_1$, $r(\varepsilon_1)=const$, а при $\omega\tau_{1,2}\varepsilon_1\gg1$ – имеет место насыщение $\mu(\varepsilon_1)$ и $\gamma(\varepsilon_1)$, причем с ростом частоты ω значения $\mu(\varepsilon_1)$, $\gamma(\varepsilon_1)$ и $r(\varepsilon_1)$ уменьшаются. На рис. 2 приведены графики зависимостей e_1 – I, e_2 – II и γ – III от z при $\varepsilon_0=10^{-5}$, $\delta=1$, $\xi=1/3$, $m=10^{-4}$ и различных значениях параметра $\omega\tau_{1,2}\varepsilon_0=0;1;3;10$ – кривые 1,2,3 и 4 соответственно. Из рис. 2 видно, что с ростом $\omega\tau_{1,2}\varepsilon_0$, т.е. с ростом частоты ω, значения e_1 и γ, в основном, растут, а скорости их изменения по z уменьшаются. Здесь пространственные биения амплитуды e_2 второй гармоники связаны с геометрической дисперсией фазовой скорости продольных волн в стержне. На рис. 3 приведены графики зависимостей ε_1 – I, μ – II, γ – III и ε_2 – IV от ε_0 при $\delta=1$, $\xi=1/3$, $m=10^{-4}$ и различных значениях $\omega\tau_{1,2}$ и z: $\omega\tau_{1,2}=0$, $z=3\cdot10^4$ – линии 1, $\omega\tau_{1,2}=10^6$, $z=2\cdot10^6$ – линии 2. Пунктирные линии соответствуют зависимостям $\varepsilon_1 \propto \varepsilon_0$, $\varepsilon_2 \propto \varepsilon_0$. Из рис. 3 видно, что в начале (при малых ε_0, когда $\omega\tau_2\varepsilon_0 \ll 1$), – $\varepsilon_1 \propto \varepsilon_0$. Далее, с ростом ε_0 наблюдаются следующие зависимости: при $\omega\tau_2 = 0$ – для амплитуды ε_1 имеет место насыщение (гистерезисные потери растут, $\mu(\varepsilon_0) \propto \varepsilon_0$, поэтому $\varepsilon_1 \approx const$), а при $\omega\tau_2\varepsilon_0 \gg 1$ – гистерезисные потери насыщаются, $\mu(\varepsilon_0) \approx const$ и $\varepsilon_1 \propto \varepsilon_0$. Поведения $\gamma(\varepsilon_0)$ аналогично поведению $\mu(\varepsilon_0)$: при $\omega\tau_2\varepsilon_0 \ll 1$ – $\gamma(\varepsilon_0) \propto \varepsilon_0$, а при $\omega\tau_2\varepsilon_0 \gg 1$ – $\gamma(\varepsilon_0) \approx const$. Что же касается зависимостей ε_2 от ε_0, то в начале при $\omega\tau_{1,2}\varepsilon_0 \ll 1$, – $\varepsilon_2 \propto \varepsilon_0^2$, затем при $\omega\tau_{1,2}\varepsilon_0 > 1$, – они испытывают небольшие осцилляции, связанные с проявлением нелинейной дисперсии поликристалла, т.е. с зависимостью его нелинейного ДМУ от частоты волны, а в режиме насыщения ДЗ и ДМУ ($\omega\tau_{1,2}\varepsilon_0 \gg 1$) зависимость ε_2 от ε_0 близка к линейной ($\varepsilon_2 \propto \varepsilon_0$).

В заключение отметим, что знание амплитудно-частотных зависимостей нелинейных эффектов, возникающих при распространения первоначально гармонических волн в средах с частотно-зависимым насыщением гистерезисных ДЗ и ДМУ, необходимо при анализе результатов соответствующих экспериментов, проводимых с целью выявления физических механизмов гистерезисной нелинейности таких сред и получения их динамических уравнений состояния. Полученные результаты представляют интерес для развития теории нелинейных волновых процессов в средах с гистерезисной нелинейностью и могут быть использованы для создания нелинейных методов акустической диагностики поликристаллических твердых тел и материалов [5]. Основу таких методов составляет обнаружение и выявление закономерностей нелинейных эффектов, возникающих при распространении и взаимодействии интенсивных первичных гармонических волн, включая генерацию вторичных волн на комбинационных частотах, отсутствующих в спектре первичных волн. Последнее обстоятельство обеспечивает высокую чувствительность обнаружения нелинейных дефектов, т.к. вторичные волны на комбинационных частотах генерируются, в основном, именно за счет этих нелинейных дефектов.

Работа выполнена в рамках Госзадания ИПФ РАН по теме № 0030-2019-0020 и поддержана РФФИ (грант N20-02-00215А).

[1] Давиденков Н.Н. // ЖТФ. 1938. Том 8, № 6. С. 483.
[2] Назаров В.Е., Кияшко С.Б. // Изв. Вузов-Радиофизика. 2013. Том 56, № 10. С. 762.
[3] Назаров В.Е., Кияшко С.Б. // ФММ. 2016. Том 117, № 8 С. 793.
[4] Naugol’nykh K.A., Ostrovsky L.A., Nonlinear Wave Processes in Acoustics. – Cambridge: Cambridge University Press, 1998, 298.
[5] Nazarov V.E., Radostin A.V. // Nonlinear Wave Processes in Elastic Micro-inhomogeneous Solids. – Chichester: Wiley. 2015. 251.

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ АКУСТИЧЕСКОГО ПОЛЯ В РЕЗОНАТОРЕ

Д.В. Сахаров[1], П.Н. Вьюгин[1], И.Н. Диденкулов[1,2]

[1] *ННГУ им. Н.И. Лобачевского*
[2] *Институт прикладной физики РАН*

Взаимодействие газовых пузырьков с акустическим полем является предметом исследований на протяжении многих лет, привлекая большое внимание как с научной, так и прикладной точек зрения. Явление кавитации и газовые пузырьки находят своё применение в разных сферах: от ультразвуковой очистки поверхностей от загрязнений и интенсификации физико-химических процессов до диагностики заболеваний и доставки лекарств в живые клетки посредством сонопорации.

На пузырьки, находящиеся в акустическом поле, действует сила радиационного давления. Несмотря на силу Архимеда, некоторые пузырьки в звуковом поле могут левитировать (зависать) в толще воды, а другие – всплывать, но сильно неравномерно (рывками). Некоторые пузырьки стремятся объединиться, а другие отталкиваются друг от друга. При наличии течения жидкости с пузырьками в резонаторе может проявляться другой эффект: периодически чередующиеся в пространстве зоны сгущения и разрежения пузырьков [1, 2].

Приведенный неполный перечень возможных явлений в жидкости с пузырьками в акустическом поле показывает многообразие и сложность физических процессов, управляющих их поведением. Для исследования этих явлений на кафедре акустики ННГУ была создана установка. В настоящей работе приводятся первые результаты наблюдений, сделанных с ее помощью.

Фотография установки приведена на рис. 1, а блок-схема – на рис. 2. Синусоидальный сигнал с генератора поступает на вход усилителя, а после усилителя через согласующее устройство на пьезокерамический излучатель, установленный на дне акустического резонатора. Акустические колебания, возбуждаемые в резонаторе, контролируются с помощью гидрофона расположенного в верхней части резонатора и визуализируются с помощью осциллографа. Поток жидкости через резонатор осуществляется с помощью насоса с буферным резервуаром и системой трубок. Установка позволяет организовать поток воды в резонаторе как снизу вверх, так и сверху вниз. Ввод и вывод воды осуществляется через штуцеры в нижней и верхней частях резонатора. Пузырьки создаются в подводящей трубке с помощью электролизного генератора пузырьков, напряжение на который подается с блока питания. Регистрация движения пузырьков в резонаторе осуществляется с помощью видеосъемки. С этой целью используется скоростная видеосистема VS-FAST.

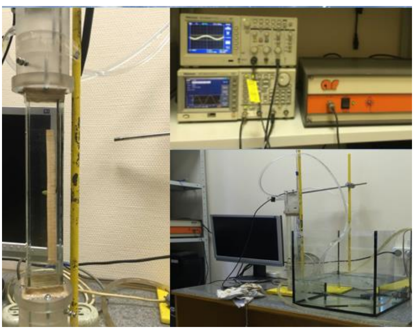


Рис. 1

Акустический резонатор выполнен из стекла в виде вертикального сосуда высотой 50 см квадратного сечения (40х40 мм^2) с толщиной стенок 4 мм.

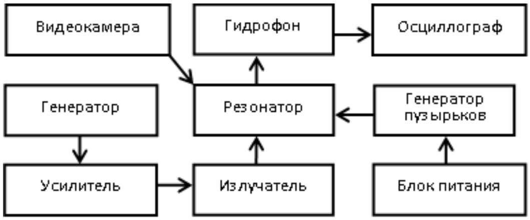


Рис. 2

Регистрация акустического поля в резонаторе осуществляется гидрофона, который может перемещаться в верхней части резонатора. С помощью насоса, резервуара с жидкостью и системы трубок регулируется скорость потока воды в резонаторе, которая измеряется по расходу жидкости. Количество создаваемых пузырьков регулируется путем изменения напряжения на блоке питания.

В начале работы производится настройка на резонансную частоту резонатора, обеспечивающую максимальное значение амплитуды поля. Поведение пузырьков регистрируется с помощью видеосистемы, и при последующей обработке можно измерять скорость движения пузырьков.

На созданной установке были проведены измерения распределения акустического поля. Измерения проводились на частоте одного из резонансов акустического резонатора 151 кГц, обеспечивающего максимальное значение величины акустического давления и режим стоячей волны.

Для дальнейшего анализа проведено сравнение экспериментально измеренного распределения акустического поля давления p стоячей волны в резонаторе с теоретическим. Акустическое поле p в таком резонаторе описываются системой мод, распределенных по двум координатам (x,y) в горизонтальном сечении резонатора. По вертикальной координате поле представляет собой две бегущие навстречу друг другу волны:

$$p = \sum_n a_n \cos\left(\frac{\pi n x}{d}\right)\cos\left(\frac{\pi n y}{d}\right)[\cos(wt - k_n z) + \cos(wt + k_n z)], \text{где} \quad (1)$$

a_n – амплитуды мод, k_n – волновые числа мод, w – круговая частота, d – ширина резонатора по осям x и y.

Преобразуем наше распределение акустического поля:

$$p = \sum_n a_n \cos\left(\frac{\pi n x}{d}\right)\cos\left(\frac{\pi n y}{d}\right)\left[\cos(wt)\cos(z\sqrt{k^2 - 2\left(\frac{\pi n}{d}\right)^2})\right]. \quad (2)$$

Методом подбора была получена зависимость экстремумов (пучностей и минимумов) в распределении поля в акустическом резонаторе по вертикальной оси, учитывающая сумму четырех мод. Экспериментальное распределение амплитуды акустического поля было получено путем перемещения гидрофона вдоль вертикальной оси.

Сравнение экстремумов теоретической модели и данных измерений показано на рисунке 3. Пунктиром показана теоретическая зависимость, а результаты измерений – точками.

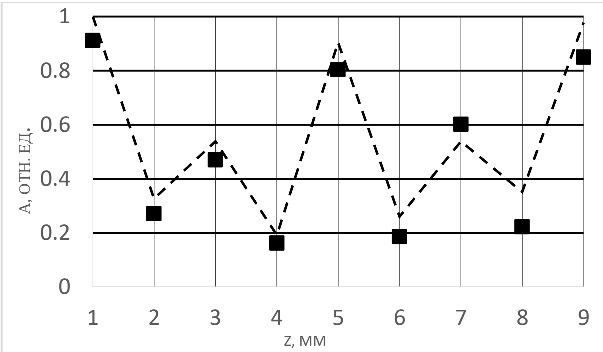


Рис. 3

С помощью видео камеры было зафиксировано движение пузырьков. При выключенном акустическом поле пузырьки равномерно всплывают под действием силы Архимеда, а при включении поля некоторые из них быстро сливаются. Кадры, демонстрирующие последовательное сближение двух пузырьков и их последующее слияние, приведены на рис. 4.

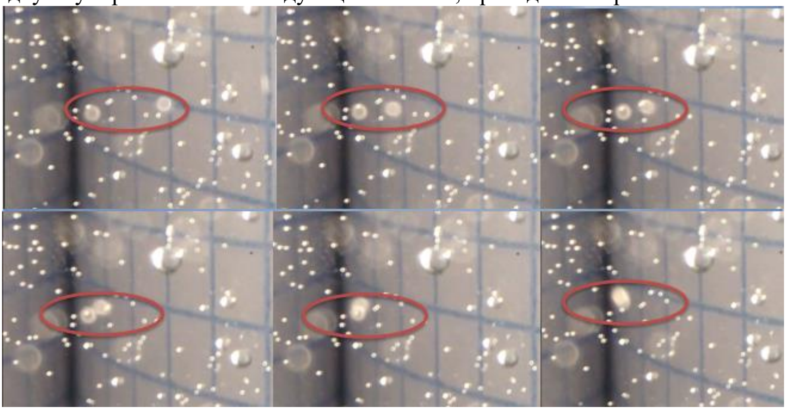


Рис. 4

Движение пузырьков в горизонтальной плоскости обусловлено действием радиационной силы, имеющей компоненту не только по вертикальной оси, но и в горизонтальной плоскости за счет неоднородного поля, представляющего собой сумму нескольких мод.

[1] Токмаков П.Е., Гурбатов С.Н., Диденкулов И.Н., Прончатов-Рубцов Н.В. // Вестник ННГУ. 2006. Сер. Радиофизика. Вып. 1(4). С. 31.
[2] Тихонов В.А., Диденкулов И.Н., Прончатов-Рубцов Н.В // Акустический журнал. 2013. Т. 59. № 4. С. 445.

СРАВНЕНИЕ РАБОТЫ МЕТОДОВ ЭЛАСТОГРАФИИ СДВИГОВОЙ ВОЛНОЙ НА РАЗЛИЧНЫХ УЛЬТРАЗВУКОВЫХ УСТАНОВКАХ НА ПРИМЕРЕ ИЗМЕРЕНИЯ ФАНТОМА BP1901

А.Е. Спивак, И.Ю. Демин

ННГУ им. Н.И. Лобачевского

Измерение вязкоупругих характеристик разнообразных медико-биологических объектов с помощью различных методик эластографии сдвиговой волной все шире внедряется в клиническую практику и с некоторыми вариациями служит функцией ультразвуковых томографов разных фирм-производителей. Общие физические принципы измерения скорости сдвиговой волны и модулей Юнга подробно изложены, однако непосредственные механизмы реализации данной технологии, а самое главное, алгоритмы определения упругих характеристик сред являются коммерческой тайной и не доступны для ознакомления. В силу этого, возникает необходимость проведения исследований вязкоупругих характеристик калиброванных фантомов на томографах разных производителей. Это позволит ответить на вопросы, связанные с точностью измерений, а также сопоставить результаты, полученных на приборах с различными способами реализации метода эластографии сдвиговой волной.

Целью настоящего исследования являлось проведение сравнительной оценки точности выполнения эластографии сдвиговой волной ультразвуковыми системами разных производителей с использованием калиброванного фантома. В данной работе использовались три ультразвуковые системы: исследовательская система Verasonics, на которой были реализованы два метода ультразвуковой эластографии, Shear Wave Elasticity Imaging (SWEI) и Supersonic Shear Imaging (SSI) [1-2]; ультразвуковые системы экспертного класса Siemens Acuson S2000 и Supersonic Aixplorer, в которых используются методы SWEI и SSI соответственно.

Калиброванный эластографический фантом BP1901 от Blue Phantom представляет собой силиконовую модель молочной железы. Он содержит 11 искусственных неоднородностей. Все объекты были разделены на несколько групп: гиперэхогенные объекты, гиперэхогенные объекты в твердой оболочке, гипоэхогенные объекты, изоэхогенные объекты и объекты, имитирующие кисту [3].

В таблице приведены результаты измерений 11 вложений фантома и его среды. Как видно из результатов, наблюдается сближение измерений, выполненных на ультразвуковом томографе и исследовательской системе, использующей метод SSI при исследовании гиперэхогенных объектов. При измерении гипоэхогенных и изоэхогенных объектов наблюдается большая сходимость результатов, полученных на Verasonics, с результатами, полученными на Acuson. Особо следует отметить измерения объектов 2, 8 и 9, имитирующих кисту. Киста представляет собой жидкость, в которой невозможно сдвиг. Из-за этого формально невозможно определить скорость сдвиговой волны или модуль Юнга в этих объектах, что показывают измерения, проведенные методом SWEI и на экспертной системе Siemens Acuson. Однако при измерениях методом SSI и экспертной системой Supersonic Aixplorer мы наблюдаем небольшие значения модуля Юнга. Это можно объяснить особенностью обработки данных, а именно усреднением данных о скорости сдвиговой волны.

Табл.

Объект	Verasonics, SWEI	Verasonics, SSI	Siemens Acuson S2000	Supersonic Aixplorer
	Модуль Юнга, E, кПа			
	Среда			
	51,34	54,12	52,17	75
	Гиперэхогенные объекты			
1	236,81	144,72	96,11	171,18
5	158,91	165,73	189,13	179,8
11	153,37	144,07	163,39	179,02
	Гиперэхогенные объекты с жесткой оболочкой			
3	39,39	55,7	48,72	67,075
10	62,88	65,32	51,92	79,95
	Гипоэхогенные объекты			
4	32,67	64,03	56,25	70,05
7	34,4	40,38	52,67	68,1
	Изоэхогенные объекты			
6	43,58	57,12	44,93	77,67
	Имитатор кисты			
2	XX	2,4	XX	1,03
8	XX	5,14	XX	13,066
9	XX	3,12	XX	6,3

По итогам, можно утверждать, что для контрастных объектов все используемые системы (методы) показывают схожие результаты с высокой степенью достоверности. При измерении малоконтрастных (гипоэхогенных и изоэхогенных) объектов наблюдается большая сходимость результатов, полученных на Verasonics, с результатами, полученными на Acuson. При измерении кисты методом SSI могут появиться небольшие значения модуля Юнга, что можно объяснить спецификой обработки данных в методе, а не реальным смещением объекта.

Работа выполнена при поддержке Министерства науки и высшего образования РФ (государственное задание No. 0729-2020-0040).

[1] Демин И. Ю., Лисин А. А., Спивак А. Е., Шнейдман Д. Д. // Учен. зап. физ. фак-та Моск. ун-та. 2018. № 6. 1860101 С. 1.

[2] Спивак А. Е., Демин И. Ю., Лисин А. А., Симонов А.Е. // Учен. зап. физ. фак-та Моск. ун-та. 2019. № 5. 1950102 С. 1.

[3] Демин И.Ю., Симонов А.Е., Спивак А.Е., Лисин А.А., Рыхтик П.И., Сафонов Д.В. // В кн.: Труды XXIII научной конференции по радиофизике. 13–21 мая 2019 г./ Ред. В.В. Матросов. – Н. Новгород: Изд-во ННГУ, 2019. С. 446.

ДВИЖЕНИЕ ПУЗЫРЬКОВ В СИЛЬНЫХ ПОЛЯХ АКУСТИЧЕСКИХ РЕЗОНАТОРОВ

Т.С. Викулова[1], И.Н. Диденкулов[1, 2], Н.В. Прончатов-Рубцов[1]

[1] ННГУ им. Н.И. Лобачевского
[2] Институт прикладной физики РАН

В работе рассматривается действие радиационной силы на газовые пузырьки. Проанализированы особенности радиационной силы в сильных акустических полях.

Введение

В предыдущих работах было проанализировано движение газовых пузырьков в слабых акустических полях в резонаторах и волноводах с потоком жидкости, были получены аналитические решения и выполнены численные расчеты движения пузырьков в проточных акустических резонаторах и волноводах [1, 2, 3]. Было показано, что действие радиационной силы приводит к неоднородному периодическому распределению концентрации пузырьков вдоль оси акустического резонатора. В поперечном направление действие радиационной силы в резонаторах и волноводах приводит к втягиванию маленьких пузырьков (по сравнению с резонансным размером) в область сильного поля (на оси), а больших – к выталкиванию на периферию.

Однако в этих работах предполагалось, что акустическое поле слабое, то есть колебания пузырьков являются линейными, теперь же мы рассмотрим поведение пузырьков в сильных акустических полях, когда их колебания станут нелинейными.

Сильные поля

Движение пузырьков в акустических системах определяется радиационной силой. Поэтому, для решения нашей задачи необходимо, прежде всего, найти зависимость радиационной силы от величины акустического поля, которое определяет колебания пузырька. Для решения этой задачи было рассмотрено уравнение Рэлея-Плессета:

$$R\ddot{R} + \frac{3}{2}\dot{R}^2 + \frac{1}{\rho}\left(-P_g + P_0 + P(t) + \frac{2\sigma}{R} + \frac{4\eta\dot{R}}{R}\right) = 0, \qquad (1)$$

где R – радиус пузырька, ρ – плотность окружающей жидкости (в нашем случае воды), P_g – давление газов смеси в пузырьке, P_0 – статическое давление, $P(t)$ – внешнее давление (связано с акустической силой), σ – поверхностное натяжение границы пузырька и жидкости, η – кинематическая вязкость жидкости. Точки над радиусом обозначают дифференцирование по времени.

Приведем уравнение (1) к безразмерному виду, для этого введем следующие величины: $\tau = \frac{t}{T} = \frac{t\omega}{2\pi}$ – время, нормированное на период поля, $r = \frac{R}{R_0}$ – радиус, нормированный на равновесный радиус пузырька.

После несложных преобразований получим уравнение (2) для безразмерных переменных r и τ. Здесь точки над радиусом обозначают дифференцирование по τ:

$$r\ddot{r}+\frac{3}{2}\dot{r}^2+\frac{(2\pi)^2}{3\gamma}\frac{{\omega_0}^2}{\omega^2}\left(-P_g+P_0+P(\tau)+\frac{2\sigma}{rR_0}+\frac{2\omega\eta\dot{r}}{\pi r}\right)=0, \qquad (2)$$

где ω_0 – резонансная частота пузырька, ω – частота колебаний поля.

В дальнейших расчетах мы пренебрегли силой поверхностного натяжения. Рассматривался случай гармонических колебаний акустического давления:

$$P(\tau)=P_a\cos(2\pi\tau-kx) \qquad (3)$$

Давление газа в пузырьке полагаем подчиняющимся адиабатическому закону:

$$P_g=P_0\left(\frac{R_0}{R}\right)^{3\gamma}=\frac{P_0}{r^{3\gamma}}. \qquad (4)$$

В уравнениях (3), (4) P_a – амплитуда акустического давления, γ – показатель адиабаты.

Уравнение (2) – нелинейное дифференциальное уравнение второго порядка, которое решалось численно в среде «Mathlab» с помощью встроенной функции ode23.

На рис. 1 приведен график $r(\tau)$ для следующих параметров: R_0=1 мкм, ω_0=2,05·10^7 рад/с (≈3,3 МГц), P_0=10^5 Па, $\frac{\omega}{\omega_0}$=45, $\frac{P_a}{P_0}$=1,3, σ=72.86·10^{-3} Н/м, γ=1.4, ρ=1000 кг/м^3, η=8.6·10^{-4} Па·с, ω/ω_0 =45 => ω=4.55·10^5 рад/с (≈70 кГц).

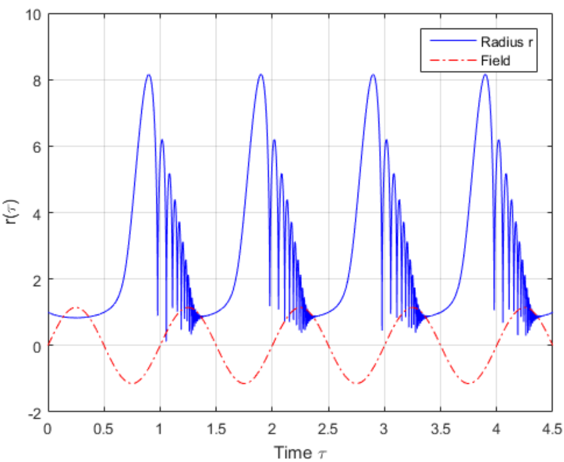


Рис. 1

Из рисунка видно, что колебания действительно сильно-нелинейные (радиус изменяется больше, чем на порядок) и на один период поля приходится несколько колебаний пузырька. Причем в фазе расширения размеры пузырька относительно медленно увеличиваются, а дальше происходит быстрое его схлопывание с последующими постепенно затухающими отскоками-схлопываниями.

Далее рассчитывалось мгновенное значение радиационной силы, действующей на пузырек, и проводилось ее усреднение по периоду поля:

$$F_{av}=-\frac{1}{2}<V\nabla P^*>, \qquad (5)$$

где V=(4/3)πR^3 – объем пузырька, ∇P^* – градиент поля (комплексно сопряженный).

Значение усредненной радиационной силы рассчитывалось для различных амплитуд акустического поля, в результате была получена зависимость радиационной силы от амплитуды акустического давления. Эта зависимость приведена на рис. 2.

По вертикальной оси на графике отложено значение силы, а по горизонтальной – отношение $(P_a/P_0)^2$. Расчеты показали, что при малых амплитудах акустического поля ($P_a/P_0 \le 1$) радиационная сила пропорциональна квадрату амплитуды поля, а при больших значениях меняется существенно быстрее (показатель степени ≈20).

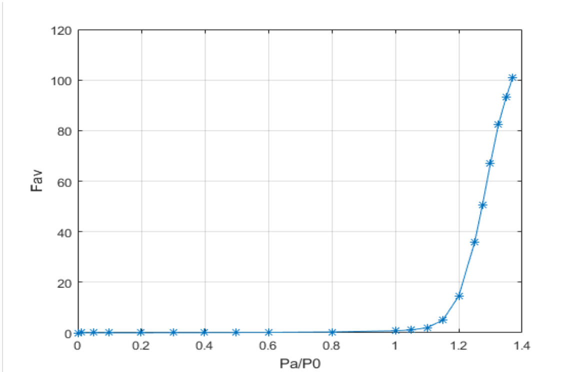


Рис. 2

Заключение

В работе были рассмотрены колебания пузырька в слабых и сильных акустических полях. Выполнены расчеты радиационной силы, действующей на пузырек, для различных амплитуд акустического поля. Показано, что в слабых акустических полях радиационная сила пропорциональна квадрату амплитуды поля, а в сильных акустических полях показатель степени становится больше 2. Таким образом, в проточных системах сильные акустические поля создают непропорционально большую величину радиационной силы, что приводит к большей амплитуде пространственной модуляции концентрации пузырьков.

Работа выполнена при частичной поддержке РНФ (проект № 19-12-00256) и РФФИ (грант 2019-02-00317).

[1] Диденкулов И.Н., Корчагина Т.С., Прончатов-Рубцов Н.В., Сагачева А.А. Распространение звука в суспензиях: вращательные движения частиц и управление потоками // Известия РАН. Серия физическая. 2020. Том 84, № 6. С. 772.

[2] Корчагина Т.С., Диденкулов И.Н., Прончатов-Рубцов Н.В. Особенности движения газовых пузырьков под действием течения и радиационной силы в акустическом резонаторе // Труды XXII конф. по радиофизике, Н. Новгород, ННГУ, 2018. С. 430.

[3] Корчагина Т.С., Диденкулов И.Н., Прончатов-Рубцов Н.В. Поведение пузырьков в акустическом волноводе с потоком жидкости // Труды XXIII конф. по радиофизике, Н. Новгород, ННГУ, 2019. С. 454.

ЛАБОРАТОРНОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ ЗАТУХАНИЯ ГРАВИТАЦИОННЫХ ВОЛН НА ПОВЕРХНОСТИ ВОДЫ, ПОКРЫТОЙ НЕСПЛОЧЕННЫМ ЛЬДОМ

Д.В. Вострякова[1, 2], Г.Е. Хазанов[2], С.А. Ермаков[1, 2, 3], В.А. Доброхотов[1, 2]

[1] ННГУ им. Н.И. Лобачевского
[2] Институт прикладной физики РАН
[3] Волжский государственный университет водного транспорта

Как известно, лед на начальном этапе своего формирования может представлять собой достаточно разнообразные формы, например, такие как, снежное сало, снежура, блинчатый лед и др. Такой фрагментированный лед воздействует на поверхностные волны аналогично очень вязкой жидкости, приводя к затуханию волн, однако взаимосвязь между характеристиками льдин и затуханием волн к настоящему моменту недостаточно исследована. Области затухания волн на радиолокационных изображениях могут ошибочно интерпретироваться как поверхностные загрязнения. В данной работе представлены результаты лабораторного эксперимента по исследованию затухания регулярных волн и нерегулярных ветровых волн в присутствии льдин разного размера. Получены зависимости коэффициента затухания поверхностных волн от частоты для различных размеров льдин и различных площадей, занятых льдинами, сделаны теоретические оценки эффекта.

Эксперименты проводились в кольцевом ветроволновом бассейне ИПФ РАН. В качестве имитатора льдин использовались кусочки моющей поролоновой губки. Увлажненная губка возвышалась над поверхностью воды примерно на одну десятую долю ее толщины, подобно льдинам. Проводились серии экспериментов с разным размером «льдин» и разной площадью покрытия. Схема экспериментальной установки и представлена на рис. 1. Регулярные волны определенных частот (от 2.5 Гц до 5 Гц) генерировались волнопродуктором (1 (а)), ветровые волны – вентилятором (1(б)). На расстоянии 1 м от волнопродуктора устанавливалась сетка (3), не препятствующая прохождению волн, но задерживающая губки на месте. Перед областью, покрытой льдинами (4), и после сетки устанавливались два волнографа (5), осуществлявшие измерения амплитуды и частот падающей и прошедшей через «ледяной покров» волн. Колебания губок фиксировалось камерой (5).

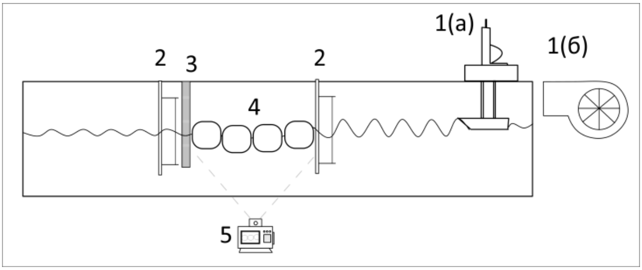


Рис. 1

По спектрам волнений, полученным с помощью волнографов, определялись значения декремента затухания как

$$\gamma_{exp} = -\frac{1}{L} ln \frac{A_2}{A_1}, \text{где} \quad (1)$$

L – длина области, покрытой «льдом», A_1и A_2– амплитуды волны до и после прохождения области “льда”.

В результате были получены зависимости коэффициента затухания поверхностных волн от частот волн для различных размеров льдин и площадей, занятых льдинами. На рис. 2 представлены графики зависимости коэффициента затухания от безразмерного коэффициента – отношения длинны неоднородности (размер одной губки в направлении распространения волн $L_{неодн}$) к генерируемой длине волны λ. Верхний график соответствует затуханию волн, вызванных ветром скоростью 1.8 м/с, нижний график – затуханию регулярных волн.

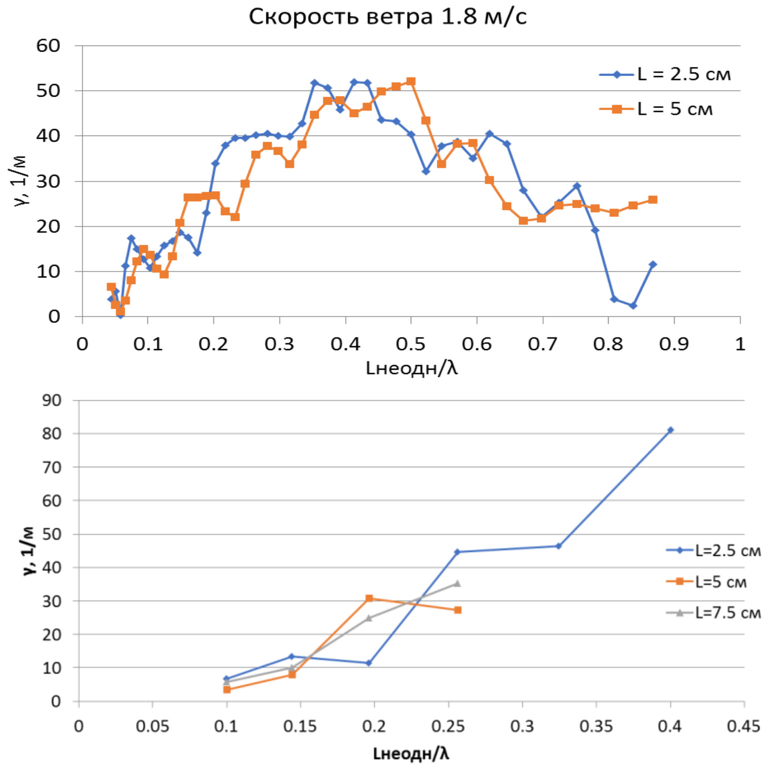


Рис. 2

Как видно на графиках, для регулярных и ветровых волн коэффициент затухания при изменении площади «ледового» покрытия практически не меняется, однако существенно зависит от отношения размера неоднородности к длине волны. Для ветрового волнения коэффициент затухания демонстрирует локальный максимум, когда размер льдины составляет примерно половину длины волны.

Для теоретической оценки полученных результатов, найдем силу, действующую со стороны потока жидкости на тело [1]. Будем рассматривать двумерную задачу в плоскости XZ, где ось X отложена вдоль направления распространения волны, а ось Z вертикально вглубь бассейна. Рассмотрим надвигающийся на тело вдоль оси X поток жидкости с медленно меняющимся профилем скорости в безграничном пространстве. Медленность изменения скорости означает, что $\frac{\Phi}{\nabla\Phi} \ll L_{\text{неодн}}$, где $U = \nabla\Phi$ – скорость потока. Эффектами, связанными с наличием свободной поверхности пренебрежём. Силу динамического давления жидкости на тело (или силу сопротивления) с использованием уравнения Бернулли можно представить в виде

$$\boldsymbol{F} = -\rho \iint\limits_{S_B} \left[\frac{\partial\varphi}{\partial t} + \frac{1}{2}\nabla\varphi * \nabla\varphi\right] \boldsymbol{n} dS \text{ , где} \tag{2}$$

φ – потенциал скорости, ρ- плотность тела.

Для оценок учтем только одну компоненту тензора присоединенной массы вдоль оси x, из-за движения тела вдоль той же оси, а именно m_{xx}. Тогда горизонтальная компонента силы сопротивления описывается выражением:

$$F_x \approx (\rho V + m_{xx}) \left[\frac{\partial U}{\partial t} + (U - U_1)\frac{\partial U}{\partial x}\right] - m_{11}\frac{dU}{dt}\text{, где} \tag{3}$$

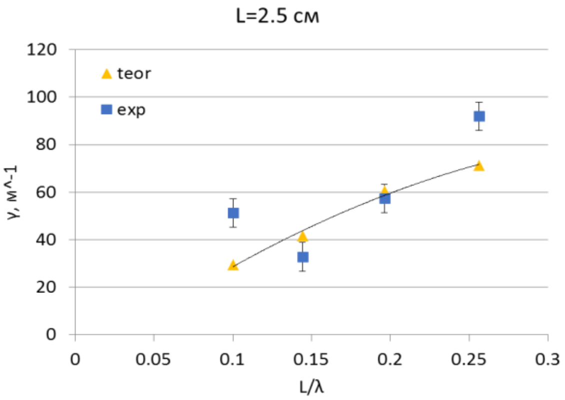
V – объем вытесненной телом жидкости.

Силу оценим, полагая, что U – орбитальная скорость жидкости в поверхностной волне, U_1- скорость тела, $m_{xx} \approx \rho V \ln\left(1 + \frac{L^2_{\text{неодн}}}{h^2}\right)$, h – вертикальный размер тела.

Коэффициент затухания волн можно оценить как отношение диссипации энергии из-за силы сопротивления к полной энергии волны.

$$\gamma = -\frac{F_x U}{2E}. \tag{4}$$

На рис. 3 представлено сравнение теоретической (треугольник) и экспериментальной (квадрат) зависимостей коэффициента затухания от безразмерного параметра отношения размеров области, занятой губками к длине волны.



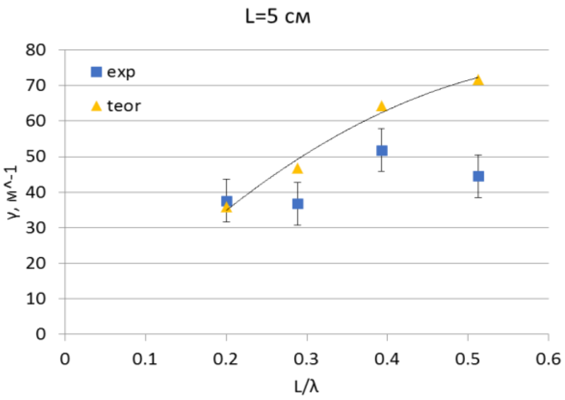


Рис. 3

Результаты теоретической оценки, при сравнении с экспериментальными данными показали хороший результат.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (проект 20-05-00561 А).

[1] Newman J. N. Marine hydrodynamics. – Cambridge, MA: The MIT Press. 2017. 426 p.

ЧИСЛЕННЫЙ АНАЛИЗ ЭВОЛЮЦИИ ШИРОКОПОЛОСНОГО ИНТЕНСИВНОГО ШУМА (НА ПРИМЕРЕ АЭРОДИНАМИЧЕСКОЙ СТРУИ LTRAC)

А.А. Лисин, И.Ю. Демин, С. Н. Гурбатов,
А.Е. Спивак, А.В. Тюрина, С.А. Карабасов

ННГУ им. Н.И. Лобачевского

Важность нелинейных эффектов для распространения струйного шума высокой интенсивности была предметом активных исследований с момента первого полета «Конкорда», когда измерения пролета над проливом показали аномальное усиление высокочастотной части спектра шума по сравнению с линейным модели. Более поздние исследования, в которых изучается шум реактивного двигателя на полной мощности, показывают, что нелинейные искажения акустических спектров оказывают значительное влияние на шумовое поле. Кроме того, эффекты нелинейного отражения волн важны в акустическом ближнем поле для наземных измерений.

Параллельно с экспериментальными усилиями, нелинейное распространение шума струи, которое включает в себя эффекты нелинейного увеличения крутизны волны и слияния скачков уплотнения, было предметом нескольких исследований. В акустическом дальнем поле такие волновые процессы приводят к формированию шумовых спектров треугольной формы, что типично для нелинейных акустических процессов, таких как эффекты обострения волны.

Важной проблемой в этой области является определение поведения волны вдали от источника излучения для стохастических исходных форм волны, определенных на некотором расстоянии от источника турбулентности. Ключевым уравнением распространения нелинейных сферических волн в вязких средах без дисперсии является обобщенное уравнение Бюргерса:

$$\frac{dV}{dr}+\frac{V}{r}-\frac{\beta}{C^2}V\frac{dV}{dt}=\frac{b}{2C^3\rho}\frac{d^2V}{dt^2}, \tag{1}$$

после некоторых преобразований основное уравнение Бюргерса приводится к канонической одномерной форме:

$$\frac{dU}{dR}-U\frac{dU}{d\tau}=\varepsilon g(R)\frac{d^2U}{d\tau^2}, \tag{2}$$

где переменные определены следующим образом: $U=\frac{r}{r_0}\frac{V}{V_0}$, $\tau=\omega_0 t$, $x=\frac{r-r_0}{r_{nl}}$, $R_0=\frac{r_0}{r_{nl}}$, $R=R_0\ln\frac{R_0+x}{R_0}$, $r_{nl}=\frac{C^2}{\beta\omega_0 V_0}$, $r_l=\frac{2C^3\rho}{b\omega_0}$, $g(R)=\exp(\frac{R}{R_0})$

Двумя важными безразмерными параметрами, которые входят в определение обратного акустического числа Рейнольдса, $Re_a^{-1}=\varepsilon=r_{nl}/r_{lin}$ являются характерное расстояние, на котором становится важным эффект вязкой диссипации, и характерное расстояние, на котором развивается нелинейное укручение плоской волны, приводящее к нелинейному взаимодействию волн. Уравнение (2) решается в спектральной области с использованием схемы прямого интегрирования Эйлера

$$V(\omega, R+\Delta R) = V(\omega, R) + \frac{1}{2} i\omega F[(F^{-1}[V(\omega, R)])^2]\Delta R - \varepsilon * exp\left(\frac{R}{R_0}\right)\omega^2 V(\omega, R)\Delta R), \tag{3}$$

где F и F^{-1} обозначают прямое и обратное преобразование Фурье, а шаг интегрирования ΔR выбран достаточно малым для численной точности.

Сверхзвуковой недорасширенный струйный поток, используемый как начальные условия, соответствует условиям эксперимента, проведенного в Лаборатории исследования турбулентности в аэрокосмической сфере и горении (LTRAC) [1]. В эксперименте LTRAC сжатый воздух подается в водоотводящую камеру при температуре примерно T_k=288K. Камера статического давления соединена со смесительной камерой в нормальных атмосферных условиях, где были проведены измерения скорости изображения частиц с высоким разрешением (PIV). Сжатый воздух выходит из осесимметричного сопла D_j = 15mm с острой кромкой толщиной 5 мм. Условия полностью расширенного потока соответствуют M_{fe} = 1.59, NPR = 4.2, D_{ef} = 16.73mm и Re = 1.06* 10^6. Сопло имеет соотношение площадей на входе и выходе 93,44 с короткой полностью сходящейся секцией, так что поток на выходе является звуковым со скоростью U_j = 310m/s. Сходящаяся секция состоит из профилированной стенки с радиусом кривизны 67,15 мм и короткой параллельной секции на выходе.

Для моделирования течения струи LTRAC выполняется монотонно интегрированное моделирование больших вихрей (MILES) с использованием метода CABARET с высоким разрешением. Свойства CABARET включают низкую дисперсию и погрешность рассеяния, которые достигаются с помощью компактного вычислительного шаблона с использованием ступенчатых переменных и явного асинхронного шага по времени, что обеспечивает хорошую эффективность с неоднородными сетками. Неоднородные сетки генерируются в результате полуавтоматического процесса, доступного в утилите OpenFOAM «snappyHexMesh» (sHM). Визуализация сравнения результатов эксперимента и модели представлены на рис. 1.

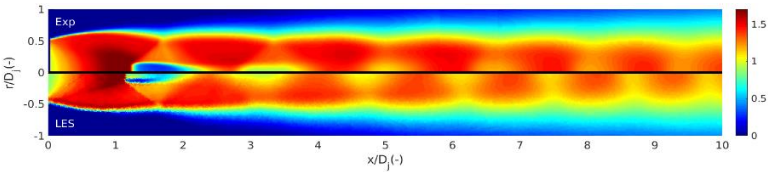


Рис. 1

Сетка LES струи LTRAC содержит 41 миллион ячеек и начинается от среза сопла. Условия втекания на выходе из сопла задаются с использованием потоковой и радиальной средней скорости потока из данных PIV путем наложения звуковых условий на выходе из сопла и допущения того же давления торможения, что и в камере выше по потоку. Сетка локально уточняется около кромки сопла, а разрешение сетки в продольном, радиальном и азимутальном направлениях составляет Δx/ D_j = 0.02, Δr/ D_j = 0.011, и rΔθ/ D_j = 0.02.

Для частот выше, текущее решение LES недостаточно разрешено. Важно отметить, что основной пик спектров BBSAN около 0,4-0,5 хорошо улавливается решением LES, особенно при угле наблюдения 120^0. Пик горба BBSAN на 12-15 дБ выше, чем амплитуда частот около 0,2-0,3, что соответствует пиковому шуму смешения струи для тех же углов бокового наблюдения и отражено на рис. 2.

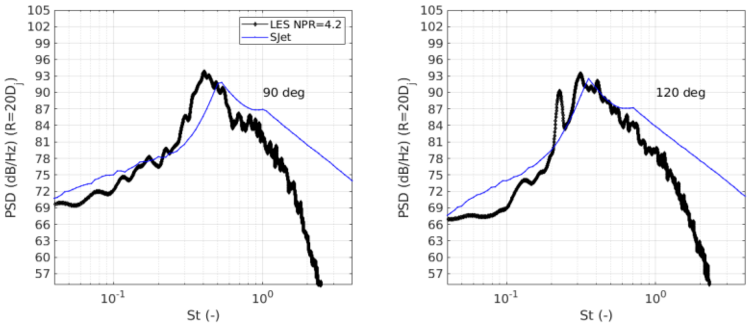


Рис. 2

Чтобы задать начальные условия для модели Бюргерса, решение спектров давления, полученное методом FW-H, преобразуется в флуктуацию акустической скорости с допущением линейной зависимости между амплитудами давления и пульсаций скорости $U'(f) = \frac{p'(f)}{\rho_\infty C_\infty}$ в соответствии с линейной моделью акустической волны $\frac{r}{D_j} = 20$. Рассмотрены два начальных условия распространения сферической волны: спектры акустической скорости, полученные из решения LES-FW-H под углом наблюдателя 90 ° и 120 °. Для обоих двух условий соответствующая частота распространения звуковой волны оценивается по пиковой частоте BBSAN, которая для струи LTRAC составляет 13,12 кГц [2].

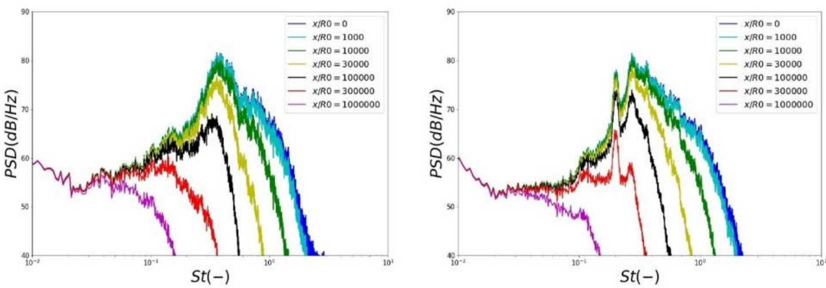


Рис. 3

Чтобы количественно оценить влияние нелинейности на распространение шума струи LTRAC в дальней зоне, решения уравнения Бюргерса для тех же начальных условий пересчитываются без квадратичного члена скорости. Сравнение нелинейного и линейного решений модели Бюргерса для двух типичных расстояний от источника, соответствующих спектрам шума LES-FW-H при угле наблюдения 120 °. Сравнение для начальных условий при угле наблюдателя 90 ° очень похоже, поэтому не включено. Линейное и нелинейное решения полностью совпадают, что подтверждает, что влиянием нелинейности на распространение шума в дальней зоне струи LTRAC можно пренебречь.

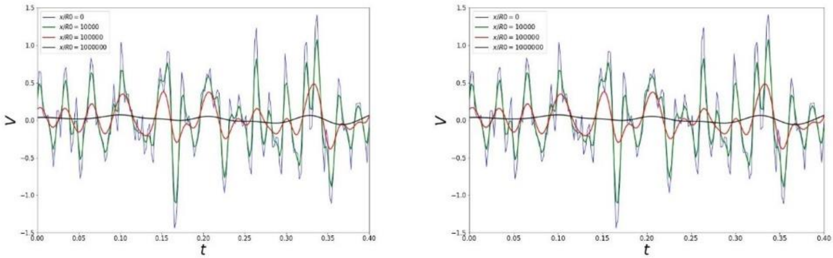


Рис. 4

На рисунке 4 показано сравнение мгновенных флуктуаций скорости (отдельные реализации стохастического решения) модели Бюргерса для того же начального условия. Опять же, линейные и нелинейные решения сравниваются на нескольких расстояниях от источника. Ясно, что нелинейное решение Бюргерса качественно не отличается от линейного: фронты акустических волн не обнаруживают значительного укручения. Это объясняет, почему для рассматриваемой струи LTRAC нелинейность не играет роли для формирования спектров шума в дальней зоне.

Путем сравнения нелинейного и линейного решений уравнения Бюргерса для одних и тех же начальных данных в широком диапазоне расстояний от источника до 18 миллионов начальных диметров струи было установлено, что распространение нелинейных волн не играет существенной роли. в формировании характерных шумовых спектров треугольной формы, характерных для нелинейных акустических волн. Следовательно, случай рассматриваемой струи LTRAC попадает в категорию мелкомасштабных сверхзвуковых струй, где нелинейные волновые эффекты, важные для струи в ближнем поле, становятся совершенно незначительными для распространения акустической волны в дальней зоне.

Работа выполнена при поддержке гранта РНФ, проект 19-12-00256.

[1] Tan D.J., Honnery D., Kalyan A., Gryazev V., Karabasov S.A., Edgington-Mitchell D. // Equivalent Shock-Associated Noise Source Reconstruction of Screeching Under-expanded Unheated Round Jets", AIAA Journal: 1-15, 2018.

[2] Gurbatov S.N., Rudenko O.V., Tyurina A.V. // Singularities and spectral asymptotics of a random nonlinear wave in a nondispersive system, Wave Motion. 2020. Vol. 95. 102519.

РЕШЕНИЕ ОБРАТНОЙ ЗАДАЧИ ЭЛАСТОГРАФИИ ПО ОПРЕДЕЛЕНИЮ УПРУГИХ ХАРАКТЕРИСТИК АГАР-ФАНТОМА СКЕЛЕТНОЙ МЫШЦЫ

П.М. Синицын, И.Ю. Демин, А.А. Лисин, А.Е. Спивак, В.В. Пыркова, Ю.В. Синицына

ННГУ им. Н.И. Лобачевского

Введение

В настоящее время в ультразвуковой медицинской диагностике активно используется метод эластографии сдвиговой волной – метод качественного и количественного анализа упругих свойств тканей. В методе точечной эластографии (point shear wave elastography, pSWE) сдвиговые волны возникают вследствие воздействия на среду давления сильного сфокусированного ультразвукового импульса. Суть метода точечной эластографии заключается в том, что в среду в пределах одного ультразвукового луча фокусируется интенсивный короткий акустический импульс и создает там достаточно высокое радиационное давление. Энергия этого давления передается окружающей среде, в ней возникают сдвиговые волны и распространяются в исследуемой мягкой биологической ткани. Метод эластографии сдвиговой волной был реализован на акустической системе Verasonics (Verasonics Inc., США), которая расположена в лаборатории «МедЛаб» кафедры акустики ННГУ им. Н.И. Лобачевского. В работе О.В. Руденко предложена струнная модель скелетной мышцы - мелкослоистая среда, моделирующаяся периодически чередующимися слоями толщиной h_1, и h_2, сдвиговые упругости и плотности которых равны μ1, ρ1 и μ2, ρ2 соответственно. Были получены уравнения движения для такой среды и определены скорости сдвиговых волн вдоль и поперек направления распространения сдвиговой волны (положения ультразвукового датчика).

$$C_{PAR} = \sqrt{\frac{h_1\mu_1 + h_2\mu_2}{h_1\rho_1 + h_2\rho_2}} \tag{1}$$

$$C_{ORT} = \sqrt{\frac{\mu_1\mu_2(h_1+h_2)^2}{(\mu_1 h_1+\mu_2 h_2)(h_1\rho_1+h_2\rho_2)}}. \tag{2}$$

Струнная модель нуждалась в сравнении с результатами экспериментов, поэтому изучение сдвиговых свойств скелетных мышц на многоканальной акустической системе Verasonics стало важным этапом в развитии струнной модели, и во всем направлении исследований. Для экспериментов был изготовлен новый вид фантомов, ранее не исследуемый.

1.Фантом из агара с гитарными струнами. Технология изготовления.

Фантом скелетной мышцы был представлен в виде емкости, в которой между двумя противоположными пластинами были расположены нейлоновые струны. Пространство между струнами было залито раствором 2,5% агара с добавлением глицерина в качестве пластификатора и карбоната кальция для усиления эхогенности среды (см. рис. 1). Для придания материалу фунгицидных свойств в него был внесен флуконазол.

Рис. 1

Измерение значения скорости сдвиговой волны вдоль и поперёк струн было проведено на акустической системе Verasonics с открытой архитектурой, с использованием линейного датчика L7-4 (частота 5МГц).

2.Эксперимент. Обратная задача – определение модулей сдвига агара и струн из экспериментальных данных.

В ходе эксперимента снимались значения скорости сдвиговой волны вдоль, поперек. Этот эксперимент по содержанию был приближен к стандартному исследованию пациента, осуществляемому врачами-диагностами. В реальных задачах медицинской диагностики медиков интересуют параметры ткани не в отдельной точке, а в определенном ROI (Region Of Interests). Поэтому в ходе этого эксперимента в срезе фантома выделялся ROI размером несколько миллиметров.

В ходе эксперимента были получены следующие значения скорости:

C_{PAR} = 3,3 (м/с) и C_{ORT} = 7,4 (м/с)

Для решения обратной задачи по определению модулей сдвига желатина и струн из экспериментальных данных (по измерению скорости сдвиговой волны вдоль и поперек натянутых струн) преобразуем выражения (1) и (2). Решать систему уравнений для модулей сдвига μ_1 и μ_2 будем графически. Поэтому выразим (1) и (2) в виде системы нелинейного (3) и линейного (4) уравнений:

$$\mu_2 = \frac{{C_{ORT}}^2 h_2(h_1\rho_1 + h_2\rho_2)}{(h_1+h_2)^2 - \frac{{C_{ORT}}^2 h_1(h_1\rho_1 + h_2\rho_2)}{\mu_1}} \quad (3)$$

$$\mu_2 = \frac{{C_{PAR}}^2 (h_1\rho_1 + h_2\rho_2)}{h_2} - \frac{h_1}{h_2}\mu_1. \quad (4)$$

Для построения графиков (3) и (4) как функций $\mu_2=f_1(\mu_1)$ и $\mu_2=f_2(\mu_1)$ соответственно используем числовые значения, которые использовались при построении струнной модели скелетной мышцы (приведены в таблице). По данным приведенным в таблице и значениям C_{PAR} и C_{ORT}, приведенным выше, построим и соединим графики $\mu_2=f_1(\mu_1)$ и $\mu_2=f_2(\mu_1)$.

Таблица

Обозначение	Расшифровка обозначения	Размерность	Значение
$\rho_{стр}$	плотность струны	кг/м^3	1118
$\rho_{жел}$	плотность агара	кг/м^3	900
$h_{стр}$	толщина струны	м	0,36x10-3
$h_{жел}$	толщина агара	м	10,36x10-3

По полученному графику получаем решение системы уравнений(3-4):
модуль сдвига агарового фантома $\mu 2$ =11,3 кПа
модуль сдвига струн $\mu 1$ = 1,1 МПа.

Таким образом, разработанная нами струнная модель фантома имитирует одновременно и упругие характеристики центральной части мышцы и малоэластичных соединительнотканных волокон, что позволит в дальнейшем использовать ее для модельных экспериментов с имитацией повреждений и патологий скелетных мышц. Решение обратной задачи по определению вязко-упругих характеристик скелетных мышц может открыть новые области исследования физиологии мышц и патологии. Список мышечных нарушений, которые могут быть оценены с помощью приборов для количественной оценки мышечной вязкости и эластичности, включает мышечную дистрофию, заболевания двигательных нейронов, воспалительные и метаболические миопатии. Также необходимо принять во внимание, что исследование механизмов произвольно контролируемой вязкости скелетной мышцы также может быть важно для немедицинских целей, таких как разработка экзоскелета. Для защиты скелетной системы роботов от ударов может возникнуть необходимость имитировать реализованные средства в живых системах.

[1] Руденко О. В., Цюрюпа С. Н., Сарвазян А. П. Скорость и затухание сдвиговых волн в фантоме мышцы - мягкой полимерной матрице с вмороженными натянутыми волокнами // Акустический журнал. 2016. Т. 62, № 5. С. 609.
[2] Спивак А.Е., Лисин А.А., Шнейдман Д.Д., Демин И.Ю. Исследование вязкоупругих свойств скелетной мышцы на акустической системе Verasonics с применением системы обработки данных в реальном времени // Методы компьютерной диагностики в биологии и медицине – 2018: Сборник статей Всероссийской школы-семинара / под ред. проф. Д. А. Усанова. – Саратов: Изд-во Саратовский источник. 2018, с. 49.
[3] Khalitov R.Sh., Gurbatov S.N., Demin I.Yu. // Physics of Wave Phenomena. № 1. 2016. P. 73.

ОЦЕНКА КОЭФФИЦИЕНТА УСИЛЕНИЯ ВЕРТИКАЛЬНОЙ АНТЕННЫ В СЛУЧАЙНО-НЕОДНОРОДНОМ ПОДВОДНОМ ЗВУКОВОМ КАНАЛЕ: ВЛИЯНИЕ ОТКЛОНЕНИЯ АНТЕННЫ В КАНАЛЕ

А.И. Малеханов[1, 2], А.В. Смирнов[2]

[1] ННГУ им. Н.И. Лобачевского
[2] Институт прикладной физики РАН

Для определения эффективности работы вертикальной антенной решетки (АР) в океаническом волноводе требуется рассмотреть множество различных аспектов задач генерации, распространения, приема и обработки сигнала, проходящего через сложную случайно-неоднородную среду. Ключевой особенностью отличия эффективности работы АР в многомодовом волноводе от свободного пространства является зависимость от размещения АР в канале распространения. При заранее выбранных методах обработки (в том числе оптимальных [1-4]) и неизменном сигнально-помеховом сценарии можно оптимизировать положение АР в канале, изменить ее геометрические размеры и структуру (неэквидистантность ее элементов) с целью повышения коэффициента усиления (выигрыша) – критерия эффективности её работы.

В этой работе продолжено изучение [5-6] влияния положения элементов АР при постоянном модовом спектре сигнала и сильного анизотропного шума (собственные шумы океана, описываемые моделью [7]). По отношению к работам [5-6] (изучено влияние эффектов в идеальном зеркальном волноводе) проведено исследование ортогональных свойств мод на приемной АР в реалистичном океаническом волноводе на примере каналов мелкого и глубокого морей. Рассмотрено влияние отклонения АР от вертикали на изменение выигрыша. Проведено сравнение выигрыша АР при последовательной настройке весового вектора на каждую из мод волновода G_m с выигрышем, полученным при оптимальной линейной обработке G_{lin} и квадратичной обработке G_{opt}.

Постановка задачи и основные уравнения

Пространственные распределения на входе N-элементной АР полезного сигнала $\mathbf{s}$ и шума $\mathbf{n}$ формируются конечным числом M мод дискретного спектра:

$$\boldsymbol{s} = \sum_{m=1}^{M} a_m \boldsymbol{u}_m, \;\; \boldsymbol{n} = \boldsymbol{n}_0 + \sum_{m=1}^{M} b_m \boldsymbol{u}_m, \quad (1)$$

где векторы $\mathbf{u}_\mathrm{m}$ – регулярные модовые распределения (векторы), $\mathrm{a_m}$ и $\mathrm{b_m}$ – модовые амплитуды сигнала и помех, соответственно; $\mathbf{n}_0$ – пространственно-белый шум единичной мощности. Модель (1) позволяет продвинуться достаточно далеко в плане анализа задач обработки, специфичных для вертикальных АР. Особый интерес представляют ситуации, когда сигнал и помехи формируются достаточно большим количеством мод, а распределения их интенсивностей по модам существенно различны. Тогда можно ожидать значительного выигрыша АР при «правильной» фильтрации мод сигнального поля.

Опуская промежуточные матричные преобразования, связанные с переходом из «пространства элементов» размерности N в «модовое пространство» размерности M, приведем общие выражения для выигрышей:

$$G_m = \frac{(\boldsymbol{Q M_S Q})_{mm}}{(\boldsymbol{Q M_N Q})_{mm} + \boldsymbol{Q}_{mm}} \times \frac{N + \langle \boldsymbol{b^+ Q b} \rangle}{\langle \boldsymbol{a^+ Q a} \rangle},$$
$$G_{lin} = \frac{\lambda_1 Sp\boldsymbol{R}_{Noise}}{Sp\boldsymbol{R}_S},\ G_{opt} = \frac{\sqrt{Sp\left(\left(\boldsymbol{R}_{Noise}^{-1}\boldsymbol{R}_S\right)^2\right)} Sp\boldsymbol{R}_{Noise}}{Sp\boldsymbol{R}_S}. \qquad (2)$$

Здесь размерность всех матриц и векторов определяется величиной M, $\mathbf{M}_S = \langle \mathbf{aa}^+ \rangle$ и $\mathbf{M}_N = \langle \mathbf{bb}^+ \rangle$ – матрицы взаимных корреляций модовых амплитуд сигнала и помех, соответственно; $\mathbf{Q} = \mathbf{U}^+\mathbf{U}$ – матрица ортогональности модовых векторов, которую можно интерпретировать как матрицу разрешающей способности АР в модовом пространстве; $\mathbf{U} = [\mathbf{u}_m]$ – матрица модовой структуры волновода, состоящая из M векторов-столбцов $\mathbf{u}_m$, Sp – след матрицы; В предельном случае, когда плотная АР перекрывает весь волновод, матрица $\mathbf{Q}$ становится диагональной, что отвечает случаю полного разрешения модовой структуры. Когерентные свойства полезного сигнала, создаваемого удаленным точечным источником, моделируются нами на основе параметрической модели матрицы межмодовых корреляций, содержащей некоторый внутренний масштаб (число мод, достаточно хорошо коррелированных с данной).

Результаты численного моделирования и выводы

Моделирование проведено нами для простейшего случая диагональной матрицы $\mathbf{M}_S$ межмодовых корреляций сигнала в случае низкомодового и среднемодового сигнала $\langle |a_m|^2 \rangle$ с модовым спектром интенсивности в виде гауссовой кривой $(m_0, \boldsymbol{\sigma})$. Шумы океана не имеют взаимных корреляций по модам в силу множественности их источников, а интенсивности $\langle |b_m|^2 \rangle$ рассчитывались согласно выражениям из работы [7]. Расчеты в случае мелкого моря проведены для канала (глубина $H = 100$ м) с постоянной скоростью звука $c(z) = 1500$ м/с открытым к поверхности (условия зимы на Баренцевом море) и дном в виде жидкого полупространства. Продольная и поперечная скорость звука в дне $c_l = 1800$ м/с и $c_l = 0$ м/с соответственно, декремент затухания 0.2 дБ/(км*Гц). Антенна настроена на частоту $f_0 = 300$ Гц (длина волны $\lambda = 5$ м), верхний элемент размещен на глубине $z_1 = 2.5$ м. Плотности воды и жидкого дна составляют 1 и 2 г/см^3 соответственно. Число мод дискретного спектра $M = 22$. Здесь и далее входное ОСШ на элементе АР по отношению к анизотропной помехе составляет -30 дБ, а к собственным шумам АР («белый» шум) 6 дБ. Результаты расчета мод и спектра волновых чисел получены с помощью программы The Kraken Normal mode.

Мы демонстрируем на рис. 1 дополнительный выигрыш G_m плотно заполненной элементами "перекрывающей" мелководный канал АР ($N = 32$, межэлементное расстояние $d = \lambda/2$, длиной $L_a = 77.5$ м), связанный с разделением низкомодового (см. кривая А) / среднемодового (кривая Б) спектров сигнала и высокомодового спектра шума (также показано на примере других каналов [5-6]). При этом разница с величиной выигрыша при оптимальных методах обработки не превышает 1 дБ. Таким образом, прием низкомодового сигнала на фоне высокомодового шума дает выигрыш, не связанный с геометрией АР, и в дальнейшем мы рассматриваем этот сигнально/помеховый сценарий.

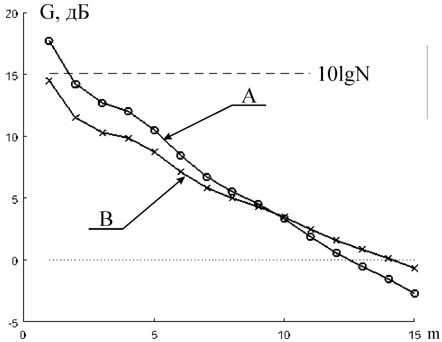


Рис. 1

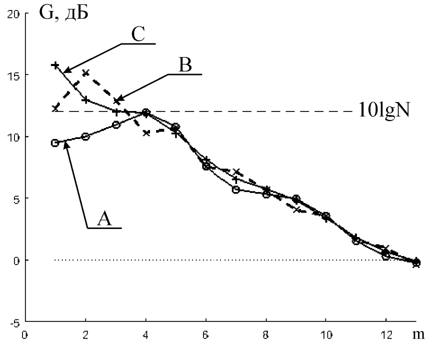


Рис. 2

Отклонение АР от вертикали за счет относительного смещения отдельных ее элементов из-за течений или движения судна, к которому закреплена антенна, приводит к изменению величины выигрыша G_m за счет укорачивание апертуры и увеличение плотности её заполнения элементами. Для обнаружения этого эффекта мы рассмотрели идеализированный случай отклонения: АР отклоняется как целое, не меняя форму и сохраняя межэлементное расстояние. В результате моделирования отклонения АР ($N = 32$, $d = \lambda/2$) получена зависимость ее выигрыша (максимального G_m, G_{lin} и G_{opt}) от угла отклонения. При незначительных углах ($< 30°$) изменение величин не превышало 1 дБ. Однако, в зависимости от частоты приема, точки закрепления верхнего элемента и типа канала может быть найден такой угол отклонения (обычно $< 50° - 60°$) при котором достигаемые выигрыши становятся максимальными, что приводит нас к выбору межэлементного расстояния ¬ эквиваленту короткой вертикальной АР с тем же N. При больших углах АР теряет свои направленные свойства, моды становятся не ортогональными. Отметим, что при расчете выигрыша учитывалась лишь проекция элементов на вертикаль (набег фаз вдоль протяженной АР не учитывались) и при больших углах (более 45°) антенну уже сложно назвать вертикальной. Предложенный способ эффективно показывает лишь качественное изменение выигрыша от межэлементного расстояния. На рис. 2 проиллюстрирована зависимость выигрыша G_m АР ($N = 16$) от номера моды при разной степени перекрытия канала. Во-первых, мы видим, что существуют моды m^* с максимальным G_m в случае разных межэлементных расстояний (кривая A – $d = \lambda/4$, B – $d = \lambda/2$, C – $d = \lambda$,), что связано с неортогональностью этих низких мод (например, $m^* = 2$ для $d = \lambda/2$) с соседними энергонесущими модами сигнала и с ортогональностью с высокими модами шума. Во-вторых, эти максимальные G_m уступают G_{lin} и G_{opt} не более чем на 1 дБ, что означает квазиаптимальность выбора весового вектора. В-третьих, по мере увеличения межэлементного расстояния (уменьшения угла отклонения для АР с $d = \lambda$) растет значение максимального выигрыша, что и видно в иерархии кривых "A-B-C". Тем не менее, оптимальное межэлементное расстояние соответствует $d \approx 0.62\lambda$ (отклонение на 52° для АР с $d = \lambda$), и, не смотря на меньшие значение G_{lin} и G_{opt} по сравнению с нулевым углом, $G_{m=2}$ составляет 16.7 дБ, что выше на 1 дБ, чем достигает G_m $d = \lambda$.

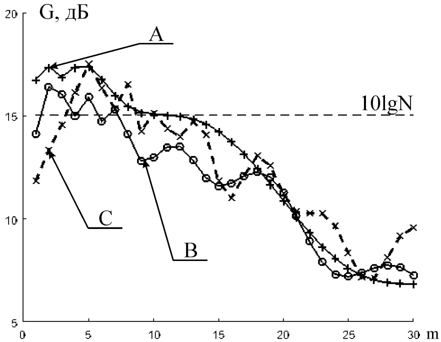


Рис. 3

Моделирование также проведено для глубокого моря на примере черноморского канала с глубиной водного слоя $H \approx 1000$: с промеренным профилем скорости звука до 300 м ($c(0) = 1504.95$ м/с, ось канала $c(74) = 1464.35$ м/с, $c(300) = 1473.76$ м/с, $c(z > 300)$ – линейная экстраполяция, плотность 1.0115 г/см^3) и дном в виде жидкого полупространства с теми же параметрами, что и для канала мелкого моря. Число мод дискретного спектра $M = 232$. На рис. 3 показано изменение выигрыша АР G_m от номера моды при перемещение АР как целого ($N = 32$, $d = \lambda/2$, $L_a = 77.5$ м) в канале глубокого моря. При погружении АР (кривая А $z_1 = 2.5$ м, В $z_1 = 80$ м, С $z_1 = 157.5$ м), настроенной на моды волновода максимальный выигрыш G_m меняется с увеличением номера моды. Это связано с ортогональностью сигнальной моды в заданной области канала с помеховыми модами и частичной неортогональностью с соседними сигнальными модами. Смещение же максимума также обусловлено тем, что высокоэнергетические низкие моды сигнала при смещении АР на достаточную глубину становятся не ортогональными шумовым модам с высокими номерами. Отличие от оптимальной квадратичной обработки G_{opt} не превышает 2 дБ.

Таким образом, показано, что положение элементов антенны в канале является фактором, существенно влияющим на величину достигаемого выигрыша, что указывает на возможность специального выбора положения антенны для его повышения.

Работа выполнена при поддержке РНФ по гранту № 20-19-00383.

[1] Малеханов А.И., Таланов В.И. // Акуст. журн. 1990. Т. 36, № 5. С. 891.
[2] Малеханов А.И. // Акуст. журн. 1992. Т. 38, № 5. С. 898.
[3] Вдовичева Н.К. и др. // Акуст. журн. 1997. Т. 43, № 6. С. 769.
[4] Gorodetskaya E.Yu. et al. // IEEE J. Ocean. Eng. 1999. Vol. 24, № 2. P. 156.
[5] Лабутина М.С., Малеханов А.И., Смирнов А.В. // Ученые зап. физ. фак-та МГУ. 2017. № 5. 1750121 – 1.
[6] Лабутина М.С., Малеханов А.И., Смирнов А.В. // В кн.: Тр. XV Всероссийская конференция "Прикладные технологии гидроакустики и гидрофизики". 2020. – СПб.: Изд-во ПОЛИТЕХ-ПРЕСС, 2020, с. 349.
[7] Kuperman W.A., Ingenito F. // J. Acoust. Soc. Am. 1980. Vol. 67, № 6. P. 1988.

Секция «Акустика»

Заседание секции проводилось 20 мая 2021 г.
Председатель – С.Н. Гурбатов, секретарь – А.А. Хилько.
Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского.