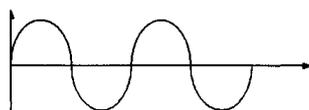


АКУСТИКА**Председатель:****доц. Хохлова Вера Александровна****ИССЛЕДОВАНИЕ РАСПРОСТРАНЕНИЯ ВОЛН ЛЭМБА В СЛОИСТЫХ СРЕДАХ**

Авершьева А.В.

*МГСУ, Институт фундаментального образования, Москва, Россия**E-mail: pristanskaia@mail.ru*

Акустические методы с использованием поверхностных волн эффективно используются при неразрушающей диагностике многослойных элементов даже в тех случаях, когда использование классических методов диагностики оказывается невозможным. Эти методы позволяют исследовать физико-механические и геометрические характеристики материала, строение вещества, его сплошность, наличие примесей и выявлять различные типы дефектов. Волны Лэмба, благодаря своей дисперсии, обладают огромными преимуществами при диагностике слоистых сред, по сравнению с другими акустическими методами. Исследование распространения волн Лэмба имеет долгую историю, впервые они были исследованы в [4]. По данному направлению следует особо выделить следующие теоретические и экспериментальные исследования по распространению волн Лэмба в различных средах [1, 2].

Для получения аналитического решения распространения поверхностных волн в слое разработаны эффективные подходы: метод потенциалов, трехмерный и шестимерный [3] комплексные формализмы. Для описания распространения поверхностных волн в слоистых средах, содержащих произвольное число слоев, разработаны методы Трансформирующих матриц и Глобальной матрицы. Однако эти методы обладают некоторой численной неустойчивостью, в частности при рассмотрении больших значений частот и глубины слоев.

Отсутствие аналитического решения, адекватно описывающего распространение волн Лэмба в слоистых средах, приводит к большим сложностям при проведении экспериментальной диагностики и обработке полученных результатов.

В данной работе для решения задач о распространении волн в слоистых средах предлагается использование комбинированного метода, включающего шестимерный комплексный формализм Коши и метод передаточных матриц Томсона–Хаскела. Этот метод значительно повышает устойчивость решения, обеспечивает высокую точность результатов и позволяет получить необходимый массив данных, связывающих параметры волны Лэмба с характеристиками любого материала.

На основе этого метода проведено исследование распространения волн Лэмба в изотропной двухслойной системе при вариации физико-механических и геометрических параметров одного из слоев, а также в системе, где слой граничит с полупространством. При исследовании распространения волн Лэмба в двухслойной системе коэффициент Пуассона одного из слоев оставался постоянным $\nu = 0,3$, коэффициент Пуассона второго слоя изменялся в интервале $[-0,95; 0,45]$. График изменения второй предельной скорости при вариации коэффициента Пуассона представлен на рисунке 1, где $\tilde{c} = c/c_{p2}$ — безразмерная скорость распространения волны; $c_{p2} = 1$ — скорость продольной волны во втором слое.

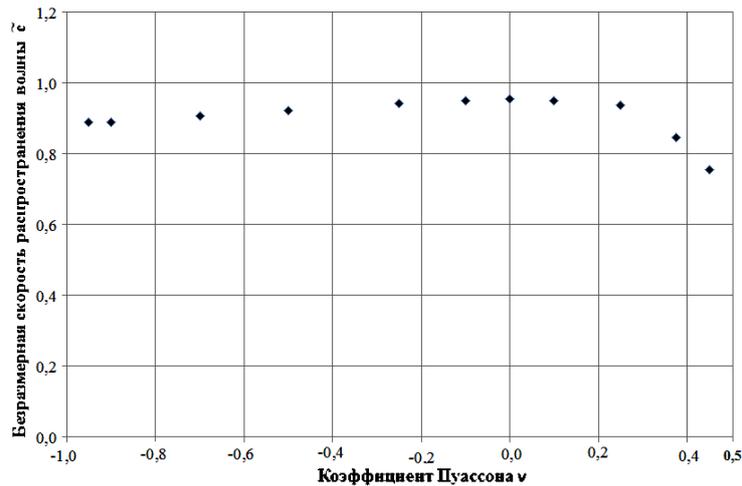


Рис. 1. Изменение 2-ой предельной скорости при вариации коэффициента Пуассона одного из слоев.

Фундаментальные моды дисперсионных кривых для волн Лэмба в двухслойной системе при вариации толщины одного из слоев в пределах $\pm 10\%$ представлены на рисунке 2, где $\tilde{\omega} = \omega h / c_{p2}$ — безразмерная круговая частота.

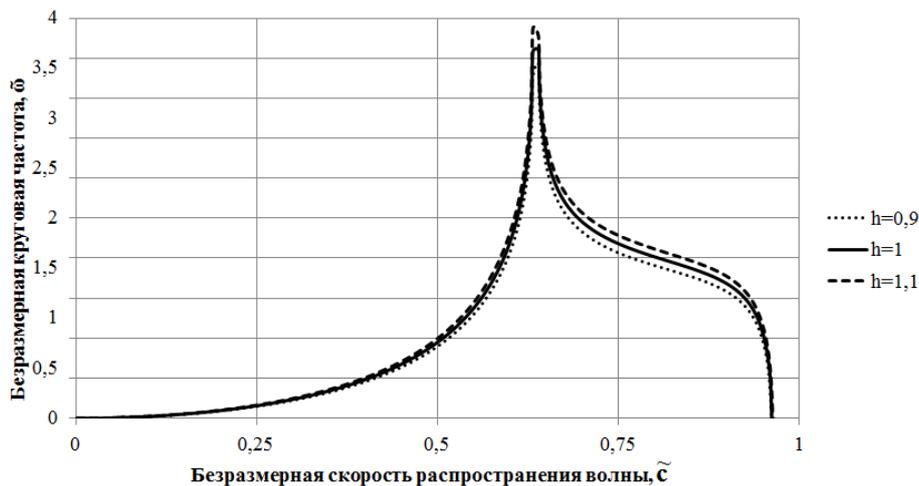


Рис. 2. Фундаментальные моды дисперсионных кривых для волн Лэмба в двухслойной системе при вариации толщины одного из слоев в пределах $\pm 10\%$.

В результате исследования можно заключить, что дисперсионные кривые волн Лэмба являются репрезентативными для оценки физико-механических свойств материалов и толщин слоев.

Литература

Викторов И.А. Волны Рэля и Лэмба. М. Наука. 1967.

Ewing W.M., Jardetzky W.S., Press F. Elastic waves in layered media. McGraw-hill book company. New-york; Toronto; London, 1957.

Kuznetsov S.V. Six-dimensional formalism for Lamb waves in anisotropic plates //International Journal for Computational Civil and Structural Engineering, **9**. 2013. Pp. 40–50.

Lamb H. On Waves in an Elastic Plate. Proceedings of the Royal Society of London. Series A. Containing Papers of a Mathematical and Physical Character, **93**(648). 1917. Pp. 114–128.

УПРУГИЕ ВОЛНЫ В ЦИЛИНДРИЧЕСКОМ КЛИНЕ,
ГРАНИЧАЩЕМ С ЖИДКОСТЬЮ

Агафонов А.А., Кокшайский А.И.

МГУ им. М.В. Ломоносова, физический факультет, Москва, Россия

E-mail: agafonov.12345@mail.ru

Клиновые упругие волны (КУВ) — это распространяющиеся в твердотельном клине упругие возмущения, энергия которых сконцентрирована в пределах длины волны КУВ у ребра клина. Эти волны были открыты в 1972 году численными методами независимо Лагассом и Марадудином [1, 2]. В дальнейшем КУВ рассматриваются как перспективный инструмент для неразрушающего контроля клинообразных конструкций [3]. В последнее время наряду с линейными клиньями [3, 4, 8, 9] вызывают интерес исследования распространения КУВ в цилиндрических клиньях, образованных пересечением цилиндрической и конической поверхностей [5, 6, 7].

В нашей работе представлены результаты экспериментальных исследований клиновых акустических волн в цилиндрическом клине коническая поверхность которого находится внутри цилиндрической (рис. 1). Экспериментально исследована дисперсия скорости КУВ в «сухом клине», а также проводились исследования скорости КУВ в случае, когда одна из поверхностей клина граничит с жидкостью (водой).

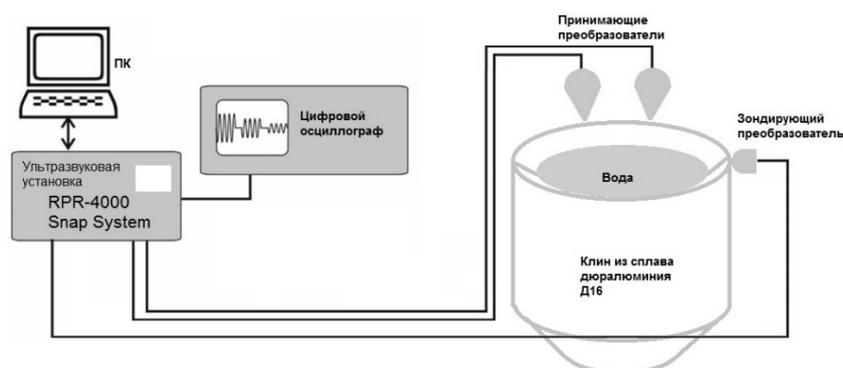


Рис. 1. Схема экспериментальной установки.

Образец цилиндрического клина был изготовлен из прутка сплава алюминия Д16 диаметром 9,88 см. Угол клина составляет 33 градуса. Полость внутри цилиндра представляет собой усеченный конус. В ходе измерений полость дозированно заполнялась водой. В результате этого одна из поверхностей цилиндрического клина граничила с жидкостью. Для проведения ультразвуковых измерений в образце использовался импульсный ультразвуковой метод. Возбуждение и прием КУВ осуществлялось методом point-to-point с помощью системы из трёх точечных преобразователей. Экспериментальная установка состояла из ультразвуковой установки Ritec RPR-4000, осциллографа, персонального компьютера и системы излучающих и приемных преобразователей.

С помощью ультразвуковой установки, работающей в импульсном режиме и контролируемой персональным компьютером, генерировался ультразвуковой импульс на исследуемой частоте, который поступал на точечный излучающий преобразователь, контактирующий с ребром цилиндрического клина. Возбужденный импульс клиновой волны распространялся в обе стороны от преобразователя вдоль ребра клина по окружности. Прием импульса КУВ осуществлялся двумя точечными преобразователями. Импульсы КУВ регистрировались и анализировались с помощью цифрового осциллографа. Скорость клиновой волны определялась как отношение расстояния между двумя ближайшими приемными преобразователями ко времени распространения КУВ между ними. Расстояние между этими преобразователями было равно 22 мм.

Для измерения дисперсии скорости КУВ использовался импульс первой моды клиновой волны. В образце без жидкости в диапазоне от 200 до 700 кГц была измерена дисперсия скорости КУВ (зависимость скорости КУВ от частоты). (рис. 2а). Её характер соответствует теоретическим предсказаниям, полученным В. В. Крыловым для цилиндрических клиньев с малым углом раскрыва [6].

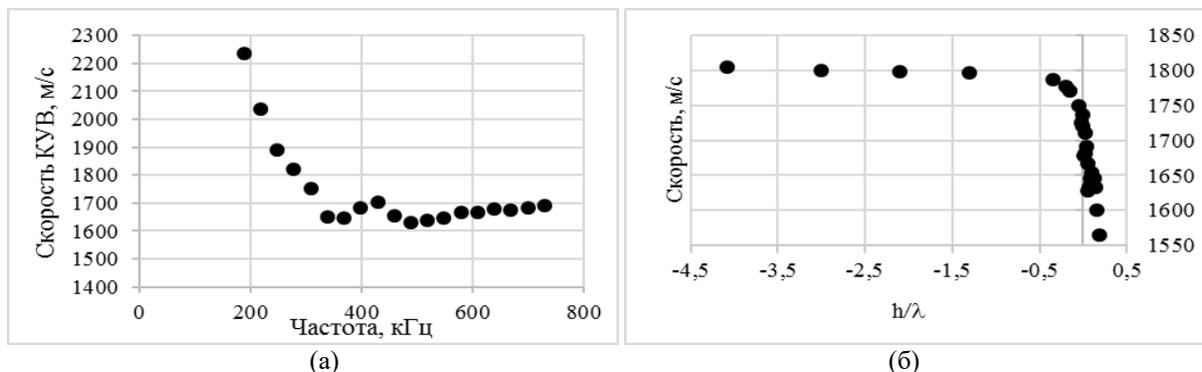


Рис. 2. (а) Дисперсионная кривая КУВ, (б) зависимость скорости от уровня жидкости в клине.

Экспериментальные исследования влияния жидкости (воды), контактирующей с внутренней поверхностью цилиндрического клина на скорость КУВ проводились на частоте 288,5 кГц. Скорость КУВ на этой частоте при отсутствии жидкости составляла 1800 \pm 20 м/с.

Для исследования зависимости скорости КУВ от уровня жидкости (рис. 2б), в цилиндрическую выемку последовательно по 2 см³ наливалась вода. Уровень жидкости h от вершины клина измерялся в длинах волны КУВ. Из графика видно, что скорость КУВ начинает резко уменьшаться до скорости звука в воде при уровне жидкости выше, чем пол длины волны КУВ.

Проведенные эксперименты указывают, что скорость КУВ в цилиндрическом клине обладает дисперсией, а жидкость на одной из поверхностей клина приводит к уменьшению скорости КУВ.

Работа выполнена при финансовой поддержке гранта РФФИ (проект № 17-02-01123).

Литература

- Lagasse P.E., Mason I.M., Ash E.A. // IEEE Trans. Son. Ultrason. 1973. **21**. P. 225–236.
- Maradudin A.A., Wallis R.F., et al. // Phys. Rev. B. 1972. **6**. P. 1106–1111.
- P. Hess, A.M. Lomonosov, A.P. Mayer Laser-based linear and nonlinear guided elastic waves at surfaces (2D) and wedges (1D) // Ultrasonics 54 (2014) 39–55
- Крылов В.В., Шанин А.В. // Акуст. Журн. 1991. 37. В. 1. С. 130–133.
- Tai-Ho Yu, Ching-Chung Yin. A modal sensor integrated circular cylindrical wedge wave ultrasonic motor // Sensors and Actuators A 174 (2012) 144–154.
- Krylov V. V. Localized vibration modes propagating along edges of cylindrical and conical wedge-like structures // Journal of Sound and vibration 1999. 227(1), 215–221.
- Кокшайский А.И., Агафонов А.А. Упругие клиновые волны в цилиндрическом клине. «Ломоносов-2018». Секция Физика. Сборник тезисов. С. 674–675.
- Коробов А. И., Агафонов А. А., Изосимова М. Ю. Нелинейные упругие волны в твердотельном изотропном клине с дефектами // Журнал технической физики. 2018. Т. 88, № 3. С. 385–391.
- Коробов А. И., Агафонов А. А., Кокшайский А. И., Изосимова М. Ю. Акустические волны в клине кристалла ниобата лития // УЗФФ МУ 2019. № 1. 1910301.

МОДЕЛИРОВАНИЕ И ОБРАБОТКА СИГНАЛОВ В ДОПЛЕРОВСКОМ МЕТОДЕ ИЗМЕРЕНИЯ УПРУГОСТИ МЫШЦ

Асфандияров Ш.А.

МГУ им. М.В. Ломоносова, физический факультет, Москва, Россия

e-mail: asfandiiaarov.sa14@physics.msu.ru

В работе рассматривается моделирование и обработка сигналов в методе транзientной эластографии [1] применительно к мышцам. Достоинством этого метода является простота и дешевизна реализации. Недостатком транзientной эластографии является быстрое затухание сдвиговой волны, распространяющейся от поверхности. Эта проблема может быть существенной при исследовании органов, находящихся глубоко в теле, для исследования мышц эта проблема несущественна. Однако для определения упругости близко лежащих органов есть свои особенности, для понимания которых требуется провести предварительную проверку метода обработки данных на модельных сигналах.

Рассматриваемый метод уже применялся для измерения упругих свойств тканей. [2] Особенность настоящей работы заключается в развитии метода для измерения анизотропных свойств мышц. Известно, что упругие модули сдвига в мышце могут различаться в несколько раз в зависимости от направления распространения сдвиговой волны.

Сдвиговые деформации в ткани создаются с помощью вибратора по гармоническому закону с частотой ω_b . Вибрационное смещение ξ рассеивателя тогда можно записать

$$\xi(t) = \xi_0 \sin(\omega_b t + \varphi_b).$$

На движущейся части вибратора установлен ультразвуковой пьезопреобразователь, выполняющий роль излучателя и приемника УЗ импульсов. Излучатель создает зондирующие импульсы с высокочастотным заполнением на частоте ω_0 :

$$s(t) = s_{01} \sin \omega_0 t,$$

Частота отраженного от рассеивателя импульса будет сдвинуто по фазе за счет эффекта Доплера и принятый сигнал будет иметь вид:

$$s_1(t) = s_{01} \sin(\omega_0 t + m_f \sin(\omega_b t + \varphi_b) + \varphi),$$

где m_f — доплеровский индекс модуляции.[2]

Принятый сигнал проходит квадратурную обработку, подробное описание которой приведено в работе [2]. С помощью данной обработки можно получить закон изменения колебательной скорости $\partial \xi(t) / \partial t$. Восстановив скорости двух близко лежащих рассеивателей и определив по ним разность фаз $\Delta \psi$ между колебаниями этих двух рассеивателей на расстоянии Δx , можно определить скорость распространения сдвиговой волны c_t между этими рассеивателями по формуле:

$$c_t = \Omega \frac{\Delta x}{\Delta \psi},$$

где Ω — частота колебаний рассеивателей. Модуль сдвига μ определяется по формуле:

$$\mu = \rho c_t^2.$$

При моделировании задаются импульсы с синусоидальным заполнением на частоте 2.5 МГц длиной 8 периодов с частотой повторения 10 кГц. При такой частоте максимальная глубина зондирования составляет 7.5 см, что определяется временем прихода отраженного импульса. Моделируются импульсы, отраженные от рассеивателей, располагающихся в среде с модулем сдвига 2.5 кПа и плотностью 1.1 г/см³. Ско-

рость распространения продольных ультразвуковых волн принята равной 1550 м/с, а сдвиговых 1.5 м/с. Файл с записью сигналов генерировался с помощью программы, написанной на языке Matlab.

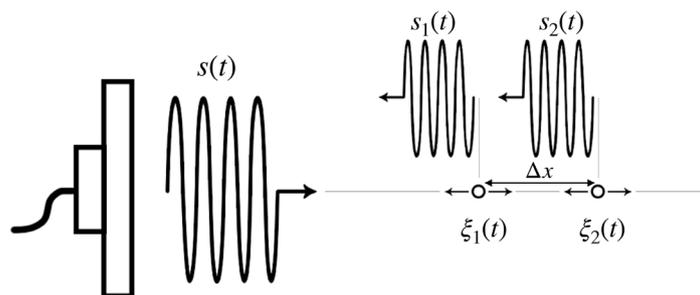


Рис. 1. Распространение и отражение ультразвуковых импульсов от колеблющихся рассеивателей.

Принятый сигнал представляет собой последовательность отраженных импульсов, которая представляет собой одномерный А-скан. Временная задержка отраженного от неоднородности среды импульса определяется ее расстоянием от излучателя. Принятый сигнал делится на отрезки равной длительности минимального размера, который определяется длительностью зондирующего импульса. Каждый отрезок соответствует пикселю разрешения А-скана и характеризует измерительный объем, находящийся в этом пикселе. Для длительности зондирующего импульса 3.2 мкс длина такого пикселя составляет 2.4 мм и характеризует минимальное расстояние между рассеивателями, которое можно разрешить. Максимальное расстояние между рассеивателями, при котором можно определить модуль сдвига среды, определяется длиной сдвиговой волны, равной 15 мм.

Сигнал из интересующего пикселя проходит доплеровскую обработку, результатом которой является значение, соответствующее точке профиля колебательной скорости измерительного объема, находящегося в данном пикселе. Повторные излучения ультразвуковых импульсов позволяют восстанавливать следующие точки профиля скорости. При заданной частоте повторения импульсов 10 кГц на один период сдвиговой волны 10 мс будет получено 100 дискретных значений колебательной скорости. Программный код, обрабатывающий сигналы, разработан в среде LabView.

Проведенное моделирование и обработка сигналов позволяет определить оптимальные параметры излучаемых сигналов и оптимизировать процесс проведения эксперимента.

Литература

- Gennisson J.L., DeJieux T, Fink M., Tamer M. Ultra sound elastography: principals and techniques // Diagnostic and Interventional Imaging. 2013. **94**. P. 487–495.
 Тиманин Е.М., Еремин Е.В., Беляев Р.В., Мансфельд А.Д. Ультразвуковой доплеровский способ дистанционной эластометрии // Акустический журнал 2015. **61**. № 2.
 С. 274–280.

КАВИТАЦИЯ И НАГРЕВ В ВОДНОЙ СУСПЕНЗИИ НАНОЧАСТИЦ ПОРИСТОГО КРЕМНИЯ

Егошина В.Д.

МГУ им. М.В. Ломоносова, физический факультет, Москва, Россия
 E-mail: egoshina.vd16@physics.msu.ru

Перспективным материалом для адресной доставки лекарственных препаратов является наноструктурированный кремний, так как он имеет ряд ценных свойств, таких как биосовместимость, биodeградируемость и высокая проникающая способность. Наночастицы (НЧ) кремния способны повышать проницаемость клеточных мембран, а также накапливаться в опухолевых тканях в пассивном режиме за счёт прикрепления к ним рецепторов, специфичных для определённых опухолей [1]. Интересным как с точки зрения физики, так и с точки зрения биологии и медицины представляется изучение свойств НЧ кремния под действием внешних полей. Основная идея базируется на том факте, что наличие НЧ в тканях приводит к дополнительному поглощению ультразвуковых волн, что позволит проводить нацеленное воздействие на опухолевые ткани [2]. Целью данной работы являлось определение порога кавитации в водных суспензиях кремниевых НЧ и измерение нагрева суспензии при ультразвуковой кавитации. В эксперименте использовались гидрофобные кремниевые НЧ, полученные методом электрохимического травления.

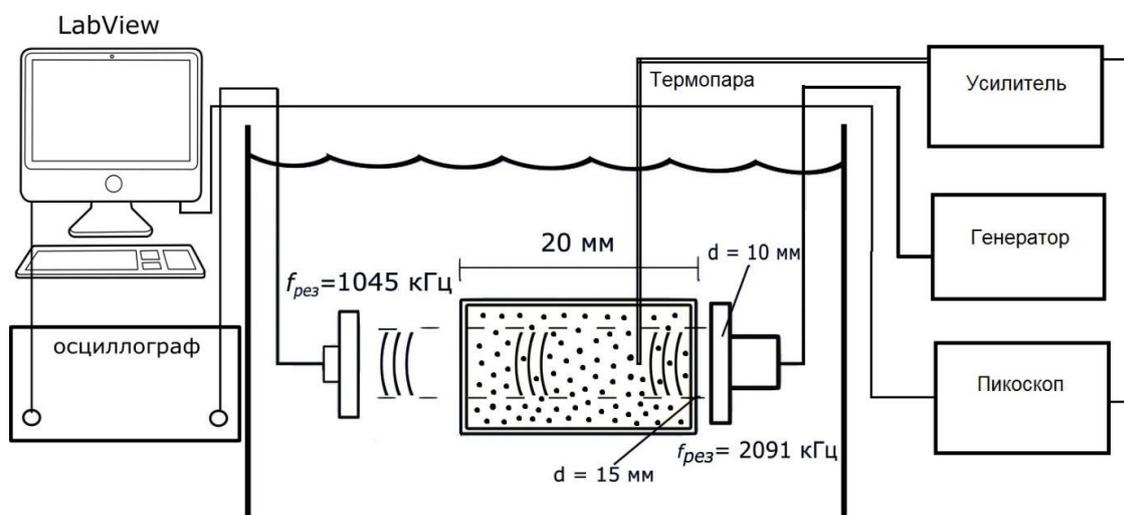


Рис. 1. Схема экспериментальной установки.

Регистрация порога кавитации и её интенсивности осуществлялась по измерению амплитуды субгармоники в спектре волны, прошедшей через суспензию НЧ. Кавитационные пузырьки при схлопывании в ультразвуковом поле излучают импульсы с широким спектром частот. При низких, подпороговых интенсивностях в спектре волны, прошедшей через суспензию НЧ наблюдается компонента только основной частоты ультразвука f . С повышением интенсивности спектр излучаемого сигнала становится более сложным и может включать более высокие гармоники и субгармоники. Возникновение гармоники или субгармоники в спектре сигнала считается показателем нелинейного движения пузырька. Наиболее активно изучалось возникновение субгармоники $f/2$, поскольку именно для неё получены многократные свидетельства существования связи между излучением звука и зарегистрированными биологическими эффектами [3].

В работе использовался генератор Tektronix AFG 3021B, пьезоэлектрический излучатель, гидрофон Precision Acoustics и цифровой осциллограф Tektronix TDS 3032B. На излучатель подается сигнал, который, преобразуясь в ультразвуковую волну частотой 2091 кГц, проходит через суспензию кремниевых НЧ. Прошедшая волна фиксируется приемником, резонансная частота которого соответствует субгармонике $f/2$, то есть 1045 кГц. Сигнал с приемника подается на осциллограф и записывается в память ПК. В кювете с суспензией также располагается термопара диаметром 0.2 мм, фиксирующая изменение температуры.

Из полученных графиков видно, что в суспензии кремниевых НЧ значительно ниже порог кавитации и существенно больше колебания температуры. Это происходит

из-за того, что при движении кремниевых НЧ в ультразвуковом поле появляется дополнительная сила вязкого трения и, как следствие, дополнительное поглощение энергии, что может быть учтено в уравнении теплопроводности:

$$\rho C_v \frac{\partial T}{\partial t} = \kappa \Delta T + 2\alpha I$$

где α — коэффициент поглощения, обусловленный наличием НЧ в растворе.

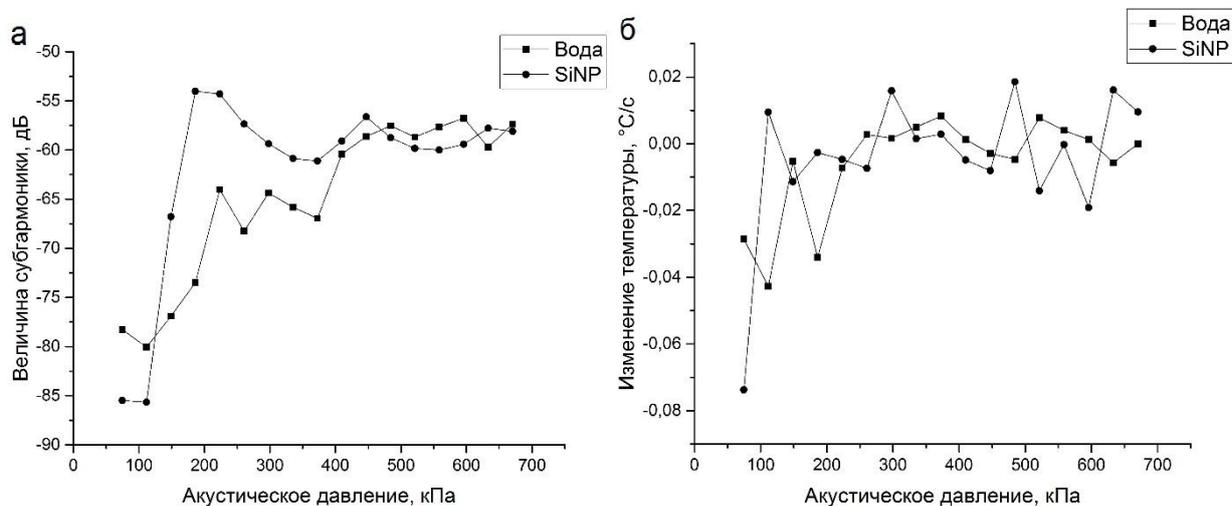


Рис. 2. Амплитуда субгармоники (а) и изменение температуры (б), измеренные в суспензии кремниевых НЧ в зависимости от амплитуды акустического давления.

Указанные на графиках значения нагрева являются усредненными за 60 секунд в относительно большой области. Локальные же температурные всплески, обусловленные схлопыванием пузырьков кислорода, содержащегося в порах кремния, могут достигать сотен градусов Цельсия и оказывать значительное влияние на биологические ткани.

Литература

- M. Borden, K. Ferrara, R. Pollard Ultrasound Microbubble Contrast Agents: Fundamentals and Application to Gene and Drug Delivery // *Annu. Rev. Biomed. Eng.* 2007. No. 9. p. 415–47.
- T. Matsunaga, T. McCreery, R. Quigley, P. Schumann, R. Sweitzer, E. Unger Therapeutic applications of microbubbles // *European Journal of Radiology.* 2002. No.42. p. 160–168.
- Дж. Бэмбер, К. Хилл Ультразвук в медицине. Физические основы применения М, Физматлит. 2008.

ПОЛЯ РАДИАЦИОННЫХ СИЛ В ВЯЗКИХ СЛОИСТЫХ СРЕДАХ

Жарков Д.А.

МГУ им. М.В. Ломоносова, физический факультет, Москва, Россия
denis.Zharkov2014@yandex.ru

Перспективными в настоящее время являются методики и устройства, позволяющие формировать материалы и структуры с заранее заданными свойствами и параметрами. К числу таких структур относятся различного вида метаматериалы, в частности, фотонные и фононные кристаллы. Одним из способов создания периодической структуры является осаждение взвешенных в коллоидном растворе наночастиц в процессе диссипативной самосборки [1,2]. Достоинством данной методики является возможность приложения внешних полей, например, акустического для активного управ-

ления процессом самосборки и, следовательно, параметрами получаемой структуры. Проведенные ранее экспериментальные [1] и теоретические [2] исследования показали возможность и эффективность методики, основанной на формировании стоячей поверхностной акустической волны (ПАВ) в жидком слое на упругой подложке.

Однако вопрос о влиянии вязкости на структуру формируемых в жидком слое радиационных сил не был решен достаточно полно. В первую очередь, не было учтено влияние сдвиговых компонент акустического поля в вязкой жидкости [4], что привело к неточной записи дисперсионного уравнения и амплитудных характеристик. В тоже время ясно, что вязкость может не только изменить пространственную структуру поля радиационных сил, но и существенно изменить динамику акустических потоков и частиц в них. В частности, вязкость может оказывать и положительное действие, уменьшая влияние броуновского движения мелких частиц и создавая тесные кластеры наночастиц. Таким образом, необходимо дальнейшее исследование структуры ПАВ с учетом вязкости для определения оптимальных условий и параметров акустического поля для формирования периодических структур при осаждении наночастиц.

Прежде всего необходимо записать акустическое поля в вязкой жидкости. Поле малой амплитуды описывается системой линеаризованных уравнений Навье-Стокса, непрерывности и состояния:

$$\rho_0 \frac{\partial \mathbf{u}}{\partial t} = -\nabla p' + \eta \nabla \mathbf{u} + \left(\xi + \frac{\eta}{3} \right) \text{grad div } \mathbf{u}, \quad \frac{\partial \rho}{\partial t} + \rho_0 \text{div } \mathbf{u} = 0, \quad p' = \rho' c_0^2.$$

где \mathbf{u} — вектор колебательной скорости частиц жидкости, ρ_0 и ρ' — равновесная плотность и ее акустическое приращение, p' — акустическое давление, c_0 — скорость звука, ξ и η — коэффициенты объемной и сдвиговой вязкости соответственно. Далее удобно ввести скалярный потенциал φ и векторный потенциал \mathbf{A} в жидкости. Для этого разделим поле скорости на потенциальную и вихревую составляющие $\mathbf{u} = \mathbf{u}_l + \mathbf{u}_t$, где $\mathbf{u}_l = \nabla \varphi$, $\mathbf{u}_t = \text{rot} \mathbf{A}$. Тогда \mathbf{u}

$$\mathbf{u} = \nabla \varphi + \text{rot} \mathbf{A}.$$

Для потенциалов в случае гармонической зависимости от времени можно получить уравнения Гельмгольца:

$$\frac{\partial^2 B}{\partial z^2} - r^2 B = 0, \quad \text{где } r^2 = \frac{k^2 - k_0^2 - \frac{i\omega b}{\rho_0 c_0^2} k^2}{1 - \frac{i\omega b}{\rho_0 c_0^2}}, \quad \frac{\partial^2 C}{\partial z^2} - \kappa^2 C = 0, \quad \text{где } \kappa^2 = k^2 - \frac{i\omega \rho_0}{\eta}$$

При рассмотрении жидкого полупространства необходимо выбрать исчезающие на бесконечности решения:

$$\varphi = B_1 e^{rz} e^{-i(\omega t - kx)}, \quad \mathbf{A} = C_1 e^{-\kappa z} e^{-i(\omega t - kx)}.$$

Используя граничные условия равенства нормальных и касательных напряжений и смещений на границе упругого и жидкого полупространств, получим дисперсионное уравнение, из которого находим поля в вязкой жидкости u_x и u_z :

$$\begin{vmatrix} -i\sqrt{1-\frac{1}{\frac{c_0^2}{c^2}-i\beta\frac{c_\eta^2}{c^2}}} & 1 & -\sqrt{1-\frac{c^2}{c_i^2}} & i \\ 1 & i\sqrt{1-i\frac{c^2}{c_\eta^2}} & i & \sqrt{1-\frac{c^2}{c_i^2}} \\ 2\frac{c_\eta^2}{c^2}-i & 2i\frac{c_\eta^2}{c^2}\sqrt{1-i\frac{c^2}{c_\eta^2}} & \frac{\rho}{\rho_0}\left[1-2\frac{c_i^2}{c^2}\right] & 2i\frac{\rho}{\rho_0}\frac{c_i^2}{c^2}\sqrt{1-\frac{c^2}{c_i^2}} \\ 2i\frac{c_\eta^2}{c^2}\sqrt{1-\frac{1}{\frac{c_0^2}{c^2}-i\beta\frac{c_\eta^2}{c^2}}} & -\left(2\frac{c_\eta^2}{c^2}-i\right) & 2i\frac{\rho}{\rho_0}\frac{c_i^2}{c^2}\sqrt{1-\frac{c^2}{c_i^2}} & -\frac{\rho}{\rho_0}\left[1-2\frac{c_i^2}{c^2}\right] \end{vmatrix}$$

Из определителя было найдено соотношение между B_1 и C_1 . Оказалось, что их отношение — комплексное число, которое имеет значимую как действительную так и мнимую части.

В работе [3] было показано, что в случае наночастиц основной механизм радиационного воздействия связан с увлечением их акустическими потоками. Поле радиационных сил F_i , действующих на жидкость, выражается через тензор радиационных напряжений Π_{ik} :

$$F_i = -\frac{\partial}{\partial x_k} \Pi_{ik},$$

$$\Pi_{ik} = \frac{\varepsilon}{c_0^2 \rho_0} \langle p'^2 \rangle \delta_{ik} + \rho_0 \langle u_i u_k \rangle + \frac{\eta}{c_0^2 \rho_0} \frac{\partial}{\partial x_k} \langle p' u_i \rangle + \frac{\zeta + \eta/3}{c_0^2 \rho_0} \delta_{ik} \frac{\partial}{\partial x_l} \langle p' u_l \rangle$$

Здесь угловые скобки означают усреднение по периоду акустической волны, ε — параметр нелинейности жидкости. Для ненулевых компонент тензора из (27) следуют выражения:

$$\Pi_{xx} = \frac{\varepsilon}{\rho_0 c_0^2} \langle p'^2 \rangle + \rho_0 \langle u_x^2 \rangle, \Pi_{xz} = \Pi_{zx} = \rho_0 \langle u_x u_z \rangle, \Pi_{zz} = \frac{\varepsilon}{\rho_0 c_0^2} \langle p'^2 \rangle + \rho_0 \langle u_z^2 \rangle.$$

Рассчитываются тензоры с учетом известных u_x и u_z . Далее находятся выражения для радиационной силы.

Было получено, что при учете сдвиговых компонент появляется новое слагаемое вида $B \sin(2kx + \alpha)$, где $\alpha = \arg(B_1/C_1)$, а B — амплитуда. Также было построено качественное распределение радиационной силы с учетом вязкости (Рис. 1).

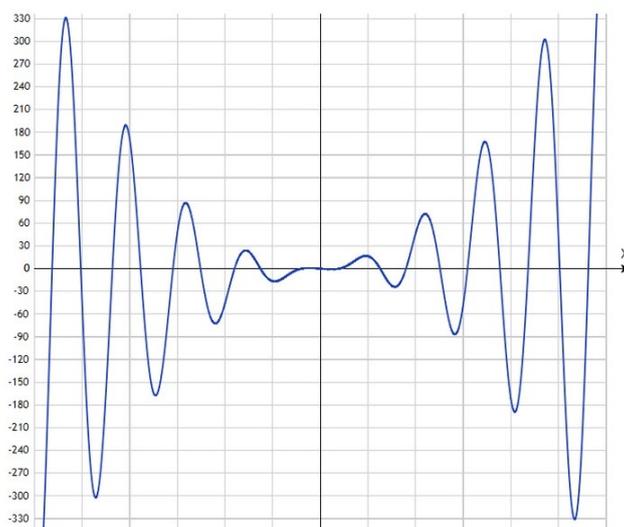


Рис. 1.

В отсутствие вязкости распределение радиационной силы описывалось законом $\sin(2kx)$. Из рисунка видно, что теперь в центре образуется пологая область с относительно малыми значениями радиационной силы, а при удалении от центра формируются области с глубокими минимумами и максимумами. Это свидетельствует о возможности усиления структурирующего воздействия радиационных сил на некотором удалении от центральной области.

Литература

Rudenko O.V., Lebedev-Stepanov P.V., Gusev V.A., Korobov A.I., Korshak B.A., Odina N.I., Izosimova M.Yu., Molchano S.P., Alfimov M.V. Control of the self-assembly processes in a droplet of a colloidal solution by an acoustic field // *Acoustical Physics*. 2010. V. 56. N 6. Pp. 935–941.

Макалкин Д.И., Коршак Б.А., Брысев А.П. Экспериментальное наблюдение структурирования эритроцитов крови в поле стоячих поверхностных акустических волн // *Акуст. журн.* 2017. Т. 63. С. 553–559.

Гусев В.А., Руденко О.В. Поля радиационных сил и акустические течения в жидком слое на твердом полупространстве // *Акуст. журн.* 2019. Т. 65. № 2. С. 166–181.

Gusev V.A., Simonova P.A. Effect of shear components of the acoustic field in the viscous liquid on the structure of the Stoneley wave at the interface between the liquid and elastic half-spaces // *Physics of Wave Phenomena*. 2015. V. 23. №4. P. 268–272.

РАЗРУШЕНИЕ ТРОМБОВ ФОКУСИРОВАННЫМ УЛЬТРАЗВУКОМ

Жицкая Я.Е., Лешина А.А.

МГУ им. М.В. Ломоносова, физический факультет, Москва, Россия
E-mail: yanazhitskaya@mail.ru

На сегодняшний день в медицинской практике существует две методики удаления тромбов: тромболитическая терапия (введение тромболитического препарата в вену при помощи короткого или длинного катетера) и тромбэктомия (механическое удаление тромба). Лечение тромбоза медикаментозными средствами часто оказывается малоэффективным вследствие слабости или полного отсутствия кровотока в области тромба; хирургическое вмешательство является альтернативой, однако существуют риски осложнений (наиболее опасное — внутримозговое кровоизлияние) и рецидивов. Поэтому актуален поиск эффективных путей неинвазивного разрушения тромбов в кровеносных сосудах.

В работе изучается кавитационный механизм частичного разрушения тромба с целью восстановления слабого кровотока сквозь тромб. Для этого в центральную часть тромба фокусируется УЗ пучок с частотой 2025 кГц в течение нескольких десятков секунд. Амплитуда УЗ волны превышает порог акустической кавитации в тромбе. Возникновение и интенсивность кавитации регистрируется по амплитуде субгармоники в спектре рассеянного сигнала.

Проведено численное моделирование динамики пузырька в УЗ поле в тромбе в условиях, близких к экспериментальным. Динамика пузырька рассчитывалась с использованием уравнения Рэлея–Плессета с учетом вязкости крови и поверхностного натяжения. Рассчитанное значение порога кавитации в предположении наличия воздушных зародышей микронного размера в плазме крови на частоте 2025 кГц составило 5 атм. При превышении амплитуды акустического давления 5 атм в зависимости радиуса пузырька от времени появляются пропуски периода. При этом в спектре рассеянного сигнала возникает волна на частоте субгармоники.

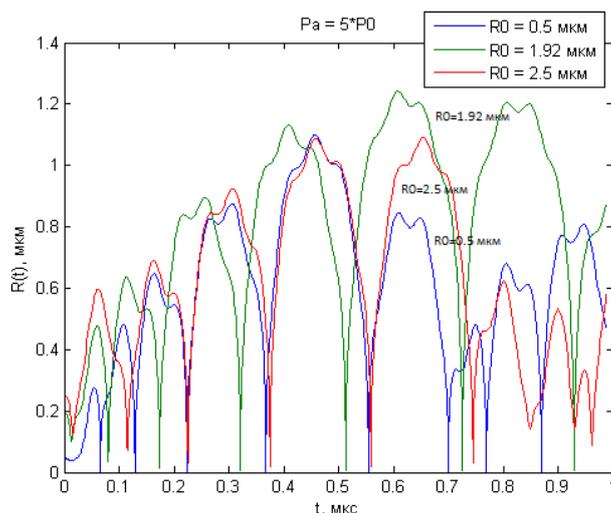


Рис. 1. Зависимость радиусов пузырьков от времени в плазме крови при амплитуде акустического давления 5 атм. Начальные радиусы пузырьков 0.5 мкм, 1.92 мкм и 2.5 мкм. Пузырек 1.92 мкм является резонансным для волны с частотой 2025 кГц.

Были проведены измерения порогов акустической кавитации в воде, фантоме крови и в модели тромба. Измерения проводились в кювете с закрепленной в ней пластиковой трубкой с изучаемым фантомом. Кювета помещалась в бассейн с водой и устанавливалась таким образом, чтобы фокус излучателя находился внутри трубки вблизи ее центра, где располагался тромб. В работе использовался фокусирующий пьезоизлучатель с диаметром 64 мм и фокусным расстоянием 68 мм. На излучатель подавался периодический сигнал с генератора напряжения «Tektronix AFG3021B», усиливаемый с помощью усилителя. Ультразвуковой сигнал, прошедший через трубку, регистрировался с помощью плоского пьезопреобразователя с резонансной частотой 1 МГц, сигнал с которого подавался на осциллограф «Tektronix TDS3032B». На экране осциллографа наблюдался спектр сигнала, который регистрировался и при необходимости записывался в файл. Процесс кавитации фиксировался по появлению в спектре сигнала субгармоники. Порог кавитации в тромбе цельной крови был зафиксирован при амплитуде давления УЗ волны в фокусе 35 атм. Эти значения существенно выше порога кавитации в воде (7–8 атм). Были также измерены спектрограммы при амплитуде давления УЗ волны в фокусе 35–60 атм. Отмечено, что сигнал на частоте субгармоники появляется не сразу после включения УЗ, а с некоторой задержкой, которая меняется в больших пределах от 5 до 50 сек. Время задержки появления сигнала субгармоники зависит от предыстории и амплитуды давления УЗ.

Были получены УЗ изображения трубки с тромбом с использованием диагностической системы «Terason» с датчиком 10L5. Трубка при этом была погружена в воду на глубину 4 см. На Рис. 2(а, б) показано УЗ изображение трубки с тромбом сразу и через 5 минут после облучения УЗ с амплитудой давления 50 атм в течение 1 минуты. Белая горизонтальная полоса соответствует верхней поверхности трубки, ниже видны отражения от неоднородностей в самом тромбе. На расстоянии 4 мм ниже верхней границы видна менее яркая полоса, полученная при отражении от другой поверхности трубки. Изображение тромба, полученное сразу после облучения, ярче, чем изображение, полученное через 5 минут после облучения, хотя условия визуализации оставались неизменными. Это объясняется тем, что сразу после облучения в тромбе имеются многочисленные микропузырьки воздуха, возникшие там в результате кавитации. Наибольшая их концентрация наблюдается у верхней границы. С течением времени пузырьки рассасываются за счет диффузии газа в тромб. Время жизни пузырьков составляет порядка нескольких минут.

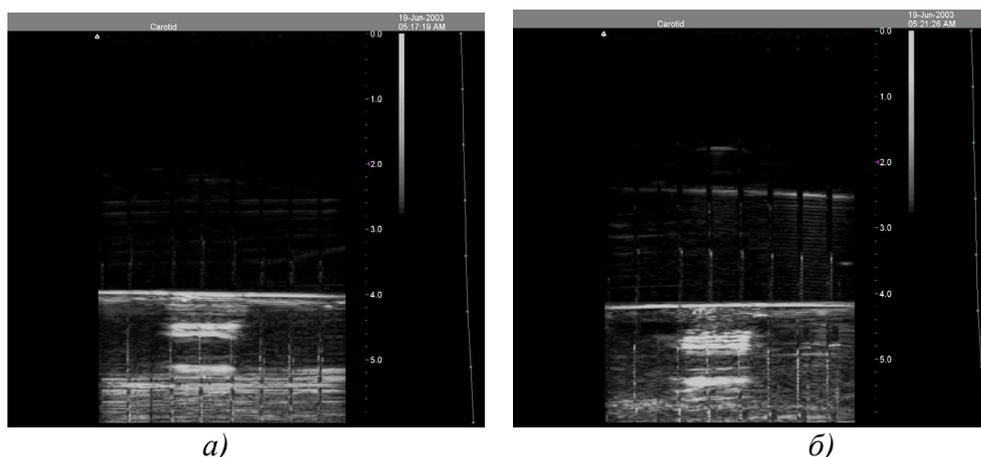


Рис. 2. УЗ-изображение трубки с тромбом цельной крови сразу после облучения (а) и через 5 минут после облучения (б).

Таким образом показано, что кавитация в тромбе цельной крови достигается при амплитудах давления в фокусе УЗ излучателя, превышающих 35 атм. Дальнейшее увеличение амплитуды давления приводит к интенсификации процесса кавитации и росту числа кавитационных пузырьков. Для локальной эмульсификации тромба требуются давления, превышающие 70 атм, что было недостижимо в условиях наших измерений.

ИССЛЕДОВАНИЕ НЕПОЛАДОК В РАБОТЕ ТРАНСФОРМАТОРА С ПОМОЩЬЮ АКУСТИЧЕСКОГО ДЕТЕКТИРОВАНИЯ

Колесников Н.В.

*МГУ им. М.В. Ломоносова, физический факультет, Москва, Россия
kolesnikovn97@gmail.com*

В своей работе мы занимаемся созданием оборудования для исследования нарушений в работе трансформаторов, анализируя звуковой сигнал, который они производят. Для эксперимента использовался трансформатор с сердечником в виде металлической трубки. Обе катушки трансформатора обмотаны вдоль этой трубки, как показано на рисунке 1.

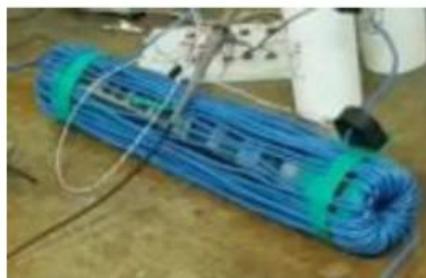


Рис. 1. Трансформатор.

В качестве оборудования использовались микрофоны Dialog M-110, которые подключались к компьютеру с помощью двух внешних звуковых карт Orient AU-01SW USB и одной внешней звуковой карты Creative Play! (SB1140) RET. Микрофоны под номерами 1 и 3 были подключены к картам Orient, микрофон 2 был подключен к карте Creative Play. Процесс эксперимента заключался в следующем: в режиме так называемой «индуктивной инъекции» на трансформатор подавался постепенно увеличивающийся ток. В определенный момент трансформатор переходил в неизвестный режим,

что влекло за собой изменения в акустическом сигнале. Весь процесс фиксировался микрофонами для дальнейших исследований изменений в звуке. Сигнал, получаемый с каждого микрофона записывался в отдельную звуковую дорожку. Запись звука проводилась с помощью программы Steinberg Cubase 5. Схема установки показана на рисунке 2.

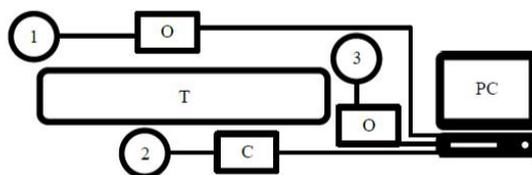


Рис. 2. Экспериментальная установка. 1,2,3 — микрофоны Dialog M-110, О — звуковые карты Orient AU-01SW, С — звуковая карта Creative Play! (SB1140) RET, PC — персональный компьютер.

Нами было проведено 5 серий эксперимента. Каждый аудиофайл был обрезан в границах смены режима с целью исключить лишние звуки, в том числе издаваемые ручкой прибора, меняющего величину силы тока. Затем с помощью функции Spectrum Analyzer были получены спектры для каждого аудиофайла. Стоит отметить, что частотный диапазон микрофонов Dialog M-110: 50 — 16 000 Гц. Это значит, что часть спектра, выходящую за эти рамки, можно не учитывать.

Далее представлены изображения спектров для одной из серий эксперимента (рис. 3). В первом ряду серии расположены спектры, полученные с помощью первого микрофона, во втором и в третьем рядах — соответственно с помощью второго и третьего микрофонов. В левом столбце представлены спектры звукового сигнала при нормальном режиме работы трансформатора, в правом столбце — при неизвестном.

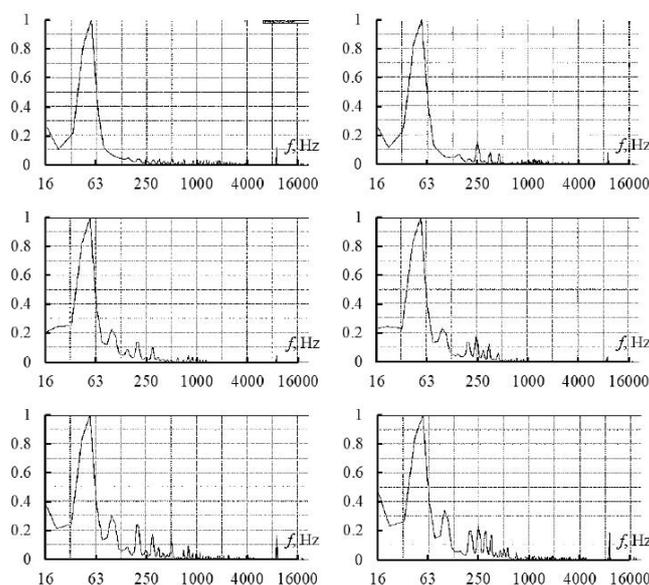


Рис. 3.

Анализируя полученные спектры, можно заметить, что в сигнале, который был получен при исследовании неизвестного режима, микрофоны зафиксировали увеличение составляющих с частотами 250 и ~350 Гц. Принимая во внимание в дальнейшем уровень различных частотных составляющих в сигналах, полученных с разных микрофонов, можно будет определять, какой элемент трансформатора вносит основной вклад в изменение спектра, чем нам и предстоит заняться в дальнейшем. На данный момент мы наблюдаем повышенные амплитуды гармоник, которых нет в сигнале при нормальном режиме работы трансформатора. Таким образом, с помощью анализа звуковых сигналов, полученных от работающего трансформатора, можно диагностировать неполадки в работе системы на основе того, в каком режиме работает трансформатор.

Работа выполнена при поддержке РФФ (грант № 19-12-00303).

Литература

Соснина Е. Н., Маслеева О. В., Пачурин Г. В. «Оценка шумового воздействия силовых трансформаторов на окружающую среду» // «Современные проблемы науки и образования». – 2012. – № 6.

НЕЛИНЕЙНЫЕ АКУСТИЧЕСКИЕ ВОЛНОВЫЕ ЯВЛЕНИЯ В УЗКИХ ТРУБКАХ

Комаровский К.О.

МГУ им. М.В. Ломоносова, физический факультет, Москва, Россия

E-mail: kirill_komarovsky_1998@mail.ru

Рассмотрены нелинейные явления, возникающие при распространении волн в узких трубках. Нелинейные волны описываются обобщенным уравнением типа Вебстера:

$$\frac{\partial^2 p}{\partial t^2} - \frac{c^2}{S(x)} \frac{\partial}{\partial x} \left[S(x) \frac{\partial p}{\partial x} \right] = \frac{\varepsilon}{c^2 \rho} \frac{\partial^2 p^2}{\partial t^2}. \quad (1)$$

Здесь p — акустическое давление, c — скорость звука, ρ — плотность среды.

Оно описывает распространение звука в трубках, рупорах, концентраторах и других волноведущих системах переменного поперечного сечения $S(x)$. Здесь x — координата, отсчитываемая вдоль оси системы. Оно применимо для трубок, характерный радиус которых мал по сравнению с длиной волны: $r_0(x) \ll \lambda$.

Поскольку в данной модели сечение изменяется медленно на расстояниях порядка длины волны, а нелинейность мала, для бегущих волн уравнение может быть упрощено. Пользуясь методом медленно изменяющегося профиля для волны, бегущей в сторону возрастающих значений координаты x , приведем уравнение (1) к виду, которое будет исследоваться:

$$\frac{\partial}{\partial \tau} \left[\frac{\partial F}{\partial x} - \frac{\varepsilon}{c^3 \rho \sqrt{S(x)}} F \frac{\partial F}{\partial \tau} \right] = - \frac{c}{2 \sqrt{S(x)}} \frac{d^2 \sqrt{S(x)}}{dx^2} F. \quad (2)$$

Здесь $\tau = t - x/c$, $p(x, t) = F(x, t) / \sqrt{S(x)}$.

Сделав следующие преобразования: $\frac{\partial F}{\partial x} = \frac{\partial F}{\partial l} \frac{\partial l}{\partial x}$ и $\frac{\partial l}{\partial x} = \frac{1}{\sqrt{S(x)}}$. Уравнение (2) запишется в виде:

$$\frac{\partial}{\partial \tau} \left[\frac{\partial F}{\partial l} - \frac{\varepsilon F}{c^3 \rho} \frac{\partial F}{\partial \tau} \right] = - \frac{c F}{2} \frac{\partial^2 \sqrt{S(x)}}{\partial x^2} \quad (3)$$

Пусть $\sqrt{S(x)} = ax^2 + bx + c$. Тогда после преобразований уравнение (3) имеет вид:

$$\frac{\partial}{\partial \tau} \left[\frac{\partial F}{\partial l} - \frac{\varepsilon F}{c^3 \rho} \frac{\partial F}{\partial \tau} \right] = -c a F \quad (4)$$

Для сокращения записи формул уравнение (4) используется далее в безразмерной форме:

$$\frac{\partial}{\partial \theta} \left[\frac{\partial V}{\partial x} - V \frac{\partial V}{\partial \theta} \right] = -\gamma^2 V \quad (5)$$

Безразмерные величины вводятся следующим образом:

$$l = \frac{c^3 \rho}{\varepsilon \omega F_0} x, V = \frac{F}{F_0}, \theta = \omega \tau, \gamma^2 = \frac{c^4 \alpha \rho}{\omega^2 \varepsilon F_0}$$

Решение уравнения (5) в виде $V = V(\theta + \beta x)$ описывает стационарную волну, форма которой не меняется при распространении. Эта подстановка сводит уравнение (5) к обыкновенному дифференциальному уравнению:

$$\frac{\partial^2}{\partial \theta^2} \left[\beta V - \frac{V^2}{2} \right] = -\gamma^2 V \quad (6)$$

Автономное уравнение (6) один раз интегрируется и сводится к уравнению первого порядка:

$$\frac{\partial V}{\partial \theta} = \pm \gamma \sqrt{\frac{2}{3} \frac{\sqrt{V^3 - \frac{3\beta V^2}{2} + \frac{\beta^2(1-C)}{2}}}{|\beta - V|}} \quad (7)$$

Здесь C — константа интегрирования. Удобно использовать обозначения $V = \beta U$, $T = \theta \gamma \sqrt{\frac{2}{3}}$. Тогда

$$\dot{U} \equiv \frac{dU}{dT} = \pm \frac{\sqrt{\theta(U)}}{\beta|1-U|}, \quad \theta = U^3 - \frac{3}{2}U^2 + \frac{1}{2}(1-C) = (U-U_1)(U-U_2)(U-U_3)$$

При значениях константы $0 < C < 1$ подкоренной полином $\theta(U)$ имеет три различных действительных корня: $U_1 < U_2 < U_3$. Они равны:

$$U_1 = \frac{1}{2} - \cos\left(\frac{\varphi}{3}\right), U_2 = \frac{1}{2} + \cos\left(\frac{\pi}{3} + \frac{\varphi}{3}\right), U_3 = \frac{1}{2} + \cos\left(\frac{\pi}{3} - \frac{\varphi}{3}\right).$$

Здесь $\cos \varphi = 1 - 2C$.

Фазовые траектории существуют в двух областях: $U_1 < U < U_2$ и $U > U_3$. С физической точки зрения наиболее интересны замкнутые траектории, которые соответствуют периодическим колебаниям.

Для случая ($U_1 < U < U_2 < U_3$) при малых амплитудах форма колебаний близка к гармонической. При возрастании амплитуды (C стремится к нулю) форма искажается. Появляется острый положительный пик, соответствующий разрыву производной.

Интересно рассмотреть предельные случаи слабых и сильных нелинейных искажений. Для линейного случая, когда константа C близка к единице, решение (7) содержит только одну гармонику $V = \beta \sqrt{1-C} \sin\left(\frac{\gamma}{\sqrt{\beta}}(\theta - \theta_0)\right)$

В противоположном пределе, когда $C=0$, решение уравнения (7) имеет непериодическую форму квадратичной параболы: $V = \frac{\gamma^2}{6}(\theta - \theta_0)^2 - \frac{\beta}{2}$

Предельная кривая, к которой сходится семейство замкнутых траекторий при значениях $C \rightarrow 0$ тоже замкнута, но содержит особенности при $U=1$. Это результат неравномерной сходимости. Замкнутость особой кривой означает, что периодическая волна может быть сконструирована в виде комбинации парабол, сдвинутых на период относительно друг друга.

В общем случае переход от одной параболы к другой происходит скачком. Физически скачок представляет собой фронт ударной волны сжатия (рис. 1).

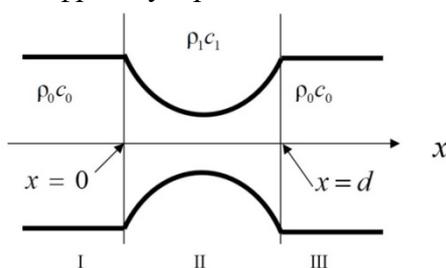


Рис. 1.

Литература

- Руденко О.В., Хедберг К.М. «Дифракция интенсивного поля в фокальной области как динамика нелинейной системы с низкочастотной дисперсией» // Акустический журнал, 2015, 61, выпуск 1, с. 30–39.
- Руденко О.В., Шварцбург А.Б. «О нелинейных и линейных волновых явлениях в узких трубках» // Акуст. журнал, 2019.
- Ковалев В.Ф., Руденко О.В. Нелинейные акустические волны в каналах переменного сечения // Акуст. журн. 2012. Т. 58. № 3. С. 296–303.

**УСИЛИТЕЛЬ АКУСТИЧЕСКИХ СИГНАЛОВ
С УЛУЧШЕННЫМИ ХАРАКТЕРИСТИКАМИ**

Корзун В.Б.

ИРСиУ Южного федерального университета, Таганрог, Россия
E-mail: korzun.2000@inbox.ru

Современный мир столкнулся с проблемой, связанной с чрезмерным потреблением электроэнергии. Стараясь оптимизировать производство, человечество ищет новые пути улучшения различных электронных устройств путём повышения КПД. Представляемая работа представляет практическую значимость и актуальна, так как предлагает пути увеличения КПД на примере усилителей D класса.

В усилителях D класса форма входного сигнала представляет собой ШИМ. Это обеспечивает работу выходного каскада почти без потерь. На сегодняшний день усилители данного класса имеют КПД 87–90% [2]. Но в таких усилителях существует проблема с качеством сигнала на выходе. Задачей современных звуковых усилителей является передача входного звукового сигнала к системе воспроизведения звука с необходимыми уровнем мощности — точно, эффективно и с малыми потерями. С этой целью, а также, учитывая потребности современного производителя, в работе предлагается пересмотреть способы управления выходной и входной частью усилителей звуковых частот. В частности, предлагается заменить полумостовую топологию включения оконечных ключей в выходном каскаде усилителей D класса на мостовую. Так же для увеличения КПД предлагается заменить выходные транзисторы кремниевой структуры на более современные нитрид-галлиевые транзисторы [1]. Оценка КПД работы изготовленного экспериментального образца усилителя составил 95–97%. При этом АЧХ усилителя имеет практически линейный характер, что улучшило качество выходного сигнала. В дальнейшем планируется совершенствование задающей части, что в свою очередь позволит снизить задержки при отпирировании транзисторов, и как следствие уменьшить нагрев. Все предложенные изменения влекут за собой уменьшение размера узлов и прибора в целом. Проведенная работа показала, что при внедрении рассмотренных технических решений по улучшению качества задающей части в усилителе снижаются потери энергии и, как следствие, уменьшается тепловыделение, увеличивается выходная мощность, качество сигнала и улучшаются его амплитудно-частотные характеристики.

Литература

- Гавриков, В. Мощные нитрид-галлиевые транзисторы (GaN) от EPC — конец эры кремния? URL: <https://www.compel.ru/lib/ne/2015/7/2-moshhnyie-nitrid-gallievyie-tranzistoryi-gan-ot-epc-konets-eryi-kremniya>
- Эрик Гаалас. Звуковые усилители класса D: что, зачем и как? Перевод: А. Казакевич. URL: https://www.kit-e.ru/assets/files/pdf/2006_11_52.pdf

Joseph Maldonado. Class-D Power Amplifier URL:
<https://digitalcommons.calpoly.edu/cgi/viewcontent.cgi?referer=https://www.google.com/&httpsredir=1&article=1056&context=eesp>

ИСПОЛЬЗОВАНИЕ МЕТОДА НЕЗАВИСИМЫХ КОМПОНЕНТ ДЛЯ РАЗДЕЛЕНИЯ СИГНАЛА ВТОРОГО ТОНА СЕРДЦА

Королькова Е.В.

МГУ им. М.В. Ломоносова, физический факультет, Москва, Россия
E-mail: korolkova.ev15@physics.msu.ru

Аускультация сердца направлена на первоначальную диагностику различных заболеваний. Различают I и II тоны сердца. II тон сердца (S2) вызван звучанием полулунных клапанов аорты и легочной артерии при их захлопывании в начале фазы диастолы желудочков. Он состоит из двух компонент — аортальной (A2) и пульмональной (P2). Временной интервал между A2 и P2 является одним из индикаторов наличия и тяжести некоторых нарушений работы сердца, в том числе и ЛГ — чем больше временной интервал между A2 и P2, тем больше давление в легочной артерии. Однако в большинстве случаев разделение компонент S2 — нетривиальная задача из-за их временного перекрытия и значительного спектрального сходства. В данной работе используется метод выделения компонент A2 и P2 из II тона сердца, основанный на их взаимной статистической независимости [1].

Метод независимых компонент состоит в том, что смесь сигналов представляется в виде линейной комбинации, где a — коэффициенты смещения, а s — значения вектора независимых компонент. Тогда при определенном наборе поступающих входных сигналов выражение можно представить в матричном виде, где X — матрица значений входных сигналов, A — матрица коэффициентов смещения, S — матрица независимых компонент.

$$x_j = a_{j1}s_1 + a_{j2}s_2 + a_{j3}s_3 + \dots + a_{jn}s_n,$$

$$\text{т.е. } X = AS$$

Таким образом, для восстановления исходных сигналов, нужны только входные смешанные сигналы. Однако, для корректной работы метода независимых компонент, эти сигналы должны удовлетворять следующим требованиям:

- сигналы статистически независимы и имеют распределение, отличное от Гауссова;
- число сигналов, подаваемых на вход должно быть больше или равно числу независимых компонент;
- предполагается отсутствие шумов при смешивании сигналов-предполагается, что сигналы записываются одновременно.

Для разделения сигналов используется функция `prewhiten` в MatLab, которая базируется на алгоритме RICA[2] — более новой модификации метода независимых компонент. Метод независимых компонент дает на выход разделенные компоненты, однако он не позволяет идентифицировать их. После разделения, компоненты идентифицируются с помощью эталонного сигнала, полученного в эксперименте на свиньях [3]. Первый сигнал состоял из суммы двух модельных компонент: аортальной и пульмональной, а второй был получен смешением этих компонент, помноженных на матрицу случайных чисел с добавлением случайных смещений. Были проанализированы модельные сигналы с различными временными задержками и с различным соотношением амплитуд между компонентами. На рис. 1 представлены результаты для задержки в

6 мс и 30 мс. В работе показано, что в условиях отсутствия шумов, модельные сигналы можно разделить при произвольном соотношении амплитуд и значениях времени задержки. В рамках данного исследования ведется тесное сотрудничество с Московским кардиоцентром. От врачей были получены данные электрокардиограмм (ЭКГ) и фонокардиограмм (ФКГ) 30 пациентов, записанных с устройства, собранного в нашей лаборатории, вместе со значениями систолического давления (ср. ДЛА) в легочной артерии, методом его определения (катетеризация правых отделов сердца или эхокардиография) и степенью недостаточности легочного клапана. ЭКГ и ФКГ записывались у каждого больного в семи точках. В работе проведена детальная обработка сигналов, снятых со всех 7 точек, для 30 больных. Выявлены наиболее подходящие для диагностики ЛГ точки: p2, p3 и TV. Сопоставлены значения ср.ДЛА и временных задержек между A2 и P2. Пример обработки двух пациентов представлен на рис. 2.

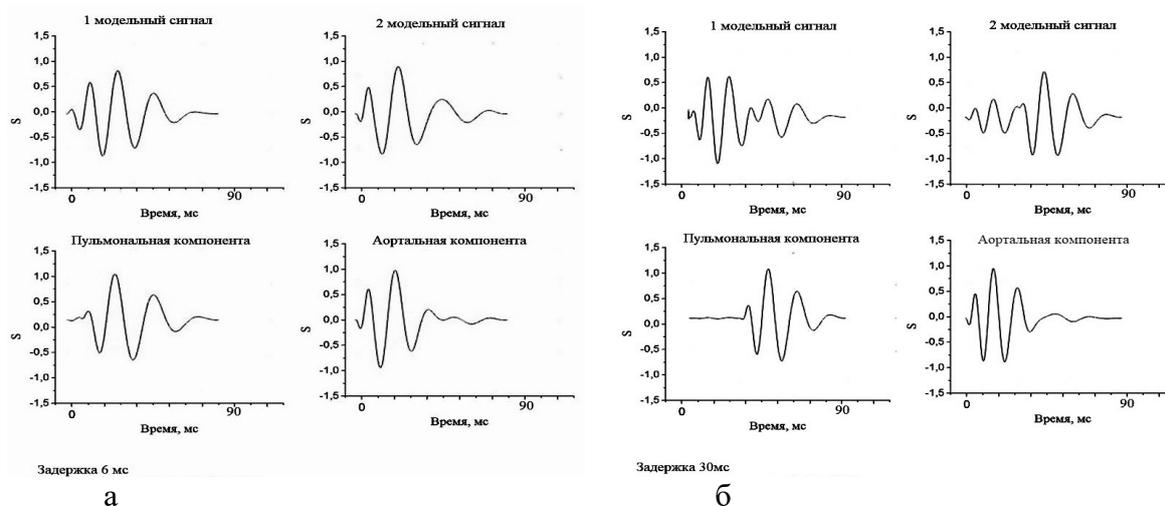


Рис. 1. Разделение модельных сигналов с задержкой в 6мс (а) и 30 мс (б).
Отношение компонент $A0a / A0p = 1.5$.

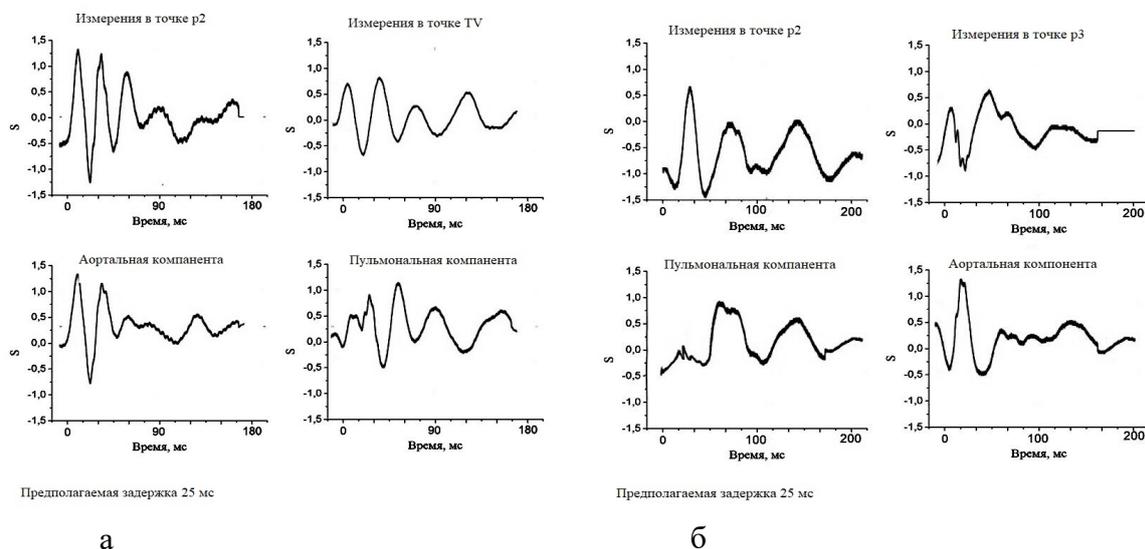


Рис. 2. Разделение сигналов для двух больных: снятых в точках p2, TV (а) и p2, p3(б).

Литература

- Vivek Nigam, Roland Priemer. A Procedure to Extract the Aortic and the Pulmonary Sounds from the Phonocardiogram. Proceedings of the 28th IEEE, EMBS Annual International Conference, New York City, USA, Aug 30-Sept 3, 2006
- Quoc V Le, Alexandre Karpenko, Jiquan Ngiam, and Andrew Y Ng. Ica with reconstruction cost for efficient overcomplete feature learning. Advances in Neural Information Processing Systems, 24:1017–1025, 2011.

Xu J, Durand LG, Pibarot P. Extraction of the aortic and pulmonary components of the second heart sound using a nonlinear transient chirp signal model. *IEEE Trans Biomed Eng.*, 2001; V.48, No 3, PP. 277–283.

НАТУРНЫЕ ИЗМЕРЕНИЯ СКАЛЯРНО-ВЕКТОРНЫХ ХАРАКТЕРИСТИК ЗВУКОВОГО ПОЛЯ НА ГИДРОАКУСТИЧЕСКОМ ПОЛИГОНЕ МГУ

Медведева Е.В.

МГУ им. М.В. Ломоносова, физический факультет, Россия
E-mail: medvedeva.ev15@physics.msu.ru

Акустическая томография является незаменимым инструментом исследования океанических акваторий. В настоящее время необходимость отказа от дорогостоящих излучателей и громоздких протяженных антенн послужила толчком для развития пассивных томографических методов, основанных на оценке функции Грина с помощью двухточечной взаимной корреляции шумовых полей [1]. Такой подход позволяет использовать в качестве источника собственные шумы океана, фиксируемые с помощью одиночных придонных гидрофонов. Принципиальная трудность в этом случае заключается в необходимости значительного времени накопления шумового сигнала. В качестве возможного решения можно рассматривать применение в пассивной томографии так называемых векторно-фазовых методов. Их особенностью является использование комбинированных приемников, способных регистрировать в одной точке пространства не только звуковое давление, но также амплитуду и фазу колебательной скорости частиц [2].

Данная работа посвящена анализу некоторых данных, полученных летом 2018 г. на гидроакустическом полигоне МГУ. В ходе эксперимента (рис. 1а) на дно Клязьминского водохранилища были установлены два разнесенных в пространстве комбинированных приемных модуля (КПМ №1 и №2), осуществлявших одновременное измерение звукового давления и трех взаимно ортогональных составляющих колебательной скорости шумового поля проходящего судна. Расстояние от КПМ №2 до судна в разные моменты фиксировалось с помощью лазерного дальномера. По результатам этих измерений был оценен пеленг $\varphi(t)$, как угол направления на судно относительно канала x

КПМ №2: $\varphi(t) = \frac{W_{Rx}}{W_{Ry}}$, где $W_{Rj} = \frac{1}{4}(PV_j^* + V_jP^*)$ — активные составляющие проекций по-

токов акустической мощности на направление j , соответствующее x и y [2]. На рис. 1б изображена полученная оценка; значение на траверзе оказалось равным 188° , что соответствует условиям проведения эксперимента.

С помощью полученных данных о временной зависимости пеленга было оценено пространственное убывание векторных составляющих акустического поля с учетом их диаграмм направленности и поля давления в полосе частот, где преобладает шумовой сигнал проходящего судна [3]. Были рассчитаны относительные уровни убывания $L(r)$ различных составляющих звукового поля в зависимости от расстояния r между

КПМ №2 и источником звука: $L(r) = 10 \lg \left[\frac{1}{t_2 - t_1} \int_{t_1}^{t_2} \frac{g^2(r, t)}{g_0^2} dt \right]$. Здесь в качестве функции

$g(r, t)$ выбираются значения давления $p(r, t)$, проекций колебательной скорости $V_x(r, t)$, $V_y(r, t)$, $V_z(r, t)$ с учетом их диаграмм направленности; $g_0 = g(r_0, t)$ — соответствующие значения составляющих звукового поля на минимальном расстоянии до источника. На графике (рис. 1г) можно наблюдать различный характер пространственно-

го убывания амплитуд звукового давления и проекций колебательной скорости. Относительные уровни для $p(r, t)$ и $V_z(r, t)$ ведут себя практически одинаково, в то время как $V_x(r, t)$ и $V_y(r, t)$ убывают заметно медленнее. Также наблюдаются вариации уровней для всех рассматриваемых составляющих звукового поля, обусловленные интерференцией звука в мелком водоеме.

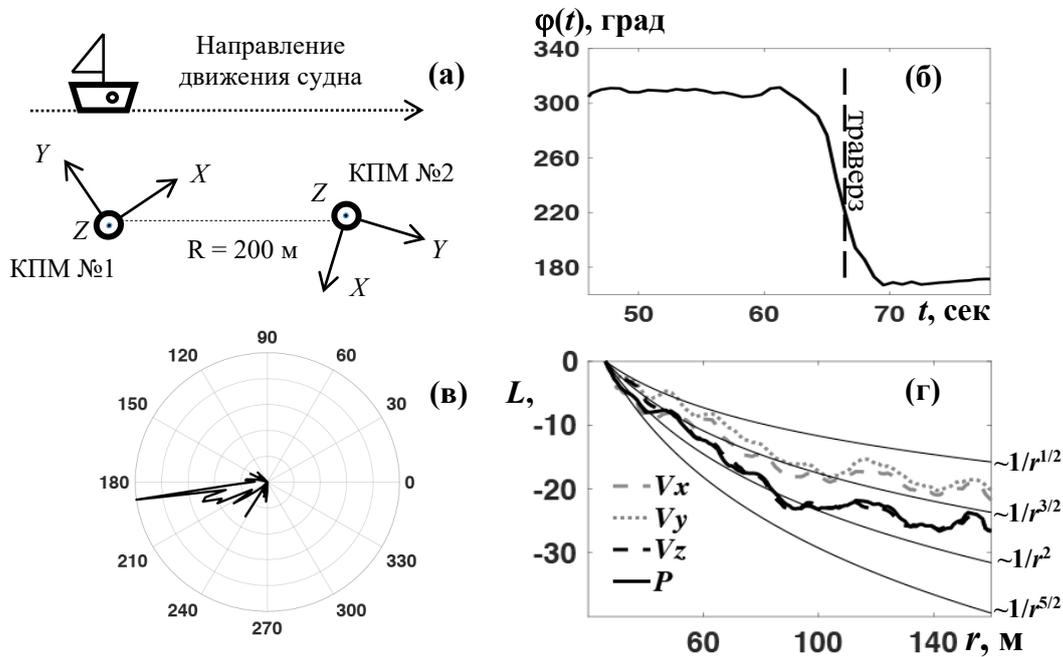


Рис.1. (а) Схема эксперимента по исследованию шумового сигнала проходящего судна; (б) оценка пеленга на судно по мере его движения; (в) относительные уровни убывания скалярной и векторных характеристик шумового поля и аналитические зависимости; (г) пространственная анизотропия зарегистрированного шумового поля.

Кроме того, была получена картина пространственной анизотропии шумов акватории при наличии движущегося источника в соответствии с алгоритмом, представленным в работе [4]. Диапазон углов от 0 до 360° был разбит на n секторов $\Delta\varphi_0$, для каждого из которых значение интенсивности определялось как сумма модулей векторов потока акустической мощности $I(f_i, \varphi_i) = \sqrt{W_{Rx,i}^2 + W_{Ry,i}^2}$ для N различных дискретных составляющих f_i из выбранной полосы частот: $I(\varphi_n) = \sum_{i=1}^N I(f_i, [n-1]\Delta\varphi_0 \leq \varphi_i < n\Delta\varphi_0)$. На рис. 1в интенсивность сигнала достигает максимального значения в направлении, соответствующем значению пеленга судна в момент траверза. Это же значение угла, наблюдается и на рис. 1б. Использование описанных алгоритмов позволяет получить аналогичные результаты для пеленга и пространственной анизотропии по данным с КПМ №1. Полученные результаты могут быть использованы в целях развития методов пассивной акустической томографии, основанных на векторно-фазовых методах.

Работа выполнена при поддержке гранта РФФИ № 16-29-02097 офи_м.

Литература

Буров В.А., Сергеев С.Н., Шуруп А.С. Использование в пассивной томографии океана низкочастотных шумов// Акуст. журн. 2008. Том 54 № 1. С. 51–61.
 Гордиенко В.А. Векторно-фазовые методы в акустике. М.: ФИЗМАТЛИТ, 2007
 Гончаренко Б.И., Веденев А.И., Муханов П.Ю., Шуруп А.С. Экспериментальное исследование акустического поля в мелком пресном водоеме при наличии

свободной границы // Известия Академии Наук. Сер. Физ. 2019. Т. 83(1). С. 96–99.

Гордиенко В.А., Гордиенко Т.В., Краснописцев Н.В., Некрасов В.Н. Векторно-фазовые методы и создание перспективных акустических систем нового поколения // Вестник МГУ. Серия 3. Физика. Астрономия. 2014. № 2. С. 3–11.

ГЕНЕРАЦИЯ АКУСТИЧЕСКИХ ВОРТЕКСОВ В КВАЗИПЕРИОДИЧЕСКИХ ПЛАЗМОННЫХ НАНОСТРУКТУРАХ

Нгуен Е.Т.Т.

МГУ им. М.В. Ломоносова, физический факультет, Москва, Россия
E-mail: nguen.et15@physics.msu.ru

Исследование и разработка плазмонных наноструктурированных сред является актуальной темой исследований для различных областей физики, химии, биологии и медицины [1-3]. В частности, периодические, аperiodические и квазипериодические наноструктуры, за счет проявления необычных свойств и возможности генерации произвольных акустических полей, нашли положительный отклик в оптоакустике и физике акустики [4].

В данной работе рассматривается задача оптоакустической генерации акустических импульсов с дислокацией фазы — акустических вихрей. Для этого были исследованы оптические свойства массива наночастиц с переменным в пространстве периодом, а также массивы с переменными в пространстве размерами частиц. Была подготовлена программа для моделирования квазипериодических структур из золотых наночастиц на подложке в программном пакете ComsolMultiphysics. Целью расчетов и моделирования являлось возбуждение акустического вихря оптическим излучением за счет вариации размера наночастиц и, как следствие, пространственной вариации поглощения излучения в наноструктуре. Изменение частиц по размеру проводилось разбиением на секторы, в пределах которых частицы имели одинаковый размер. Рассматривалось поглощение в частицах и поле с учетом рассеяния на частицах для различных длин волн, а также подбиралась оптимальная длина волны падающего излучения для усиления оптоакустического эффекта.

Благодаря использованию структуры из плазмонных наночастиц вместо однородного оптоакустического преобразователя, удалось повысить поглощение и, следовательно, коэффициент преобразования оптического импульса в акустический. Также, показано, что за счет варьирования характеристик массива наночастиц можно обеспечить заданное распределение амплитуды и фазы акустической волны, в том числе сформировать акустический вихрь.

Произведенные расчеты являются важным результатом, который может быть использован для проведения эксперимента и создания устройств хранения, передачи и обработки информации, захвата частиц.

Литература

Barnes W. L., Dereux A., Ebbesen T. W. Surface plasmon subwavelength optics // Nature 424, 824, 2003.

Krishnendu Saha, Sarit S. Agasti, Chaekyu Kim, Xiaoning Li, Vincent M. Rotello. Gold Nanoparticles in Chemical and Biological Sensing // Chem Rev. 2012 May 9; 112(5): 2739–2779.

Atwater H. A., Polman A. Plasmonics for improved photovoltaic devices // Nature Materials 9, 205, 2010.

Brown M. D., Nikitichev D. I., Treeby B. E., Cox B. T. Generating arbitrary ultrasound fields with tailored optoacoustic surface profiles // Appl. Phys. Lett. 2017, 110, 94102.

ИСПОЛЬЗОВАНИЕ ИНФОРМАЦИИ О ФАЗЕ ФУНКЦИИ ВЗАИМНОЙ КОРРЕЛЯЦИИ ШУМОВ В ЗАДАЧАХ ПАССИВНОЙ ТОМОГРАФИИ МЕЛКОГО МОРЯ

Саби́ров И.Р.

МГУ им. М.В.Ломоносова, физический факультет, Москва, Россия

E-mail: sabirany@gmail.com

Проблема освоения шельфовых морей является актуальной задачей, требующей разработки новых подходов к исследованию данных территорий. Среди перспективных методов исследования шельфовых морей особую роль занимает пассивная томография [1]. Существующие методы шумовой томографии предполагают возможность мониторинга обширных акваторий, когда влияние дисперсионных свойств волновода приводит к разделению гидроакустических мод во временной области. Представляет интерес исследование возможностей пассивных методов в условиях, когда влияние дисперсии недостаточно для выделения известными способами информации об отдельной гидроакустической моде. В работе были предприняты попытки отказаться от извлечения информации о модовой структуре шумового поля на основе дисперсионных зависимостей, характеризующих групповые скорости мод, в пользу развития подхода, базирующегося на фазовых характеристиках регистрируемого поля. В связи с тем, что спектр функции взаимной корреляции шумов, зарегистрированных разнесенными в пространстве волновода приемными системами, позволяет оценить спектр функции Грина, целесообразно принять в качестве основного корреляционной функции. В работе численно реализована предложенная схема оценки характеристик волновода по данным в виде фазы функции взаимной корреляции шумового поля в рамках модели волновода Пекериса с осадочным слоем [2] (рис. 1а). Исходными данными является изотропный шум. На основе моделирования была показана приемлемая помехоустойчивость процедуры одновременного восстановления небольшого числа параметров волновода (рис. 1б). Выявлена неединственность решения обратной задачи при использовании информации о фазе только первой гидроакустической моды, формируемой в выбранной модели волновода. Следующим этапом проводимых исследований станет оптимизация параметрического описания рассматриваемых характеристик мелкого моря с целью уменьшения размерности пространства восстанавливаемых неизвестных.

Работа выполнена при финансовой поддержке грантов РФФИ № 16-29-02097 офи_м, № 18-05-00737.

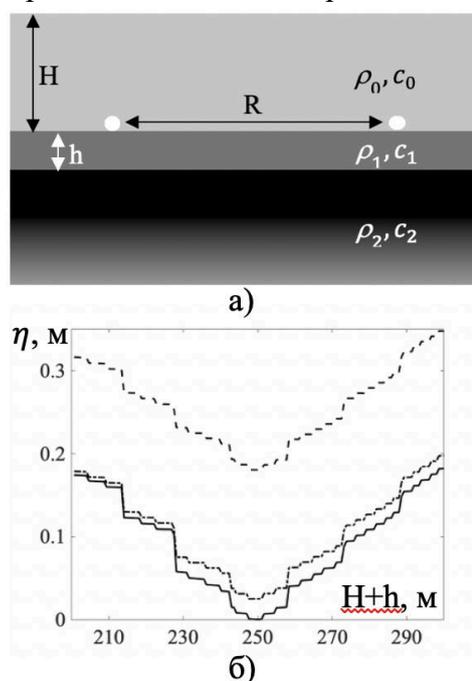


Рис. 1. а) Модель мелкого моря с осадочным слоем. H – глубина водного слоя, h – толщина осадочного слоя, R – расстояние между точками наблюдения, $\rho_0, c_0, \rho_1, c_1, \rho_2, c_2$ – плотности и скорости звука воды, осадочного слоя и полупространства соответственно. б) Зависимость значений невязки η при варьировании величины $H+h$. Непрерывная, штрих пунктирная и пунктирная линии соответствуют внесению в исходные данные нулевого, трехпроцентного и десятипроцентного шумов.

Литература

Буров В.А., Сергеев С.Н., Шуруп А.С. // Акуст. журн. 2008. Т. 54. №1. С. 51–61.
Бреховских Л.М. Волны в слоистых средах. М.: Наука, 1973. 343 с.

ПРИМЕНЕНИЕ АКУСТО-МЕХАНИЧЕСКОГО ИМПЕДАНСА В КАЧЕСТВЕ ЭКСПРЕСС-МЕТОДА АНАЛИЗА КАЧЕСТВА ПРОДУКТОВ ПИТАНИЯ

Морунова С.С.¹, Гаврилова А.А.²

Нижегородская ГСА, ¹факультет почвоведения, агрохимии и агроэкологии,
²инженерный факультет, Нижний Новгород, Россия
E-mail: fizikangsha@yandex.ru

Food security is currently one of the priorities of innovative technologies in agriculture. Some of the staple foods are milk and dairy products. However, it is precisely in milk that there has recently been a discrepancy to the composition indicated on the label and to State Standards. According to the Research Institute of Nutrition of the Russian Academy of Medical Sciences, 30–50% of all Russian diseases are associated with poor-quality nutrition. Therefore, the problem of food security is very acute and is one of the priorities of innovative technologies in agriculture. The purpose of this work was to develop a new method for express analysis of food products based on acoustic-mechanical impedance. Acousto-mechanical impedance parameters were measured on a laboratory prototype “Hardware-software complex for analyzing liquids using the “drying drop” technology TVK-1” developed in the department of Radiophysical methods in medicine of the IAP RAS (head of the laboratory of autowave processes Doctor of Physical and Mathematical Sciences Yakhno V.G.) [1]. The sequence of phase transitions of the components of a liquid during the drying process of a drop is accompanied by a change in its complex mechanical properties, which are recorded using acoustic impedance measurement. The received signals are analyzed by the software and compared with the corresponding data of the reference sample, prescribed in advance [2]. A block diagram of the device is shown in Fig. 1. An amplitude detector detects the output voltage of the bridge circuit. Detected signal is fed through an analogue-to-digital converter (ADC) to a personal computer (PC). The drop drying process is displayed on the screen in the form of an amplitude curve corresponding to the modulus of the AMI (Fig. 1). A more detailed description of the device construction and measurement procedure can be seen also in [3].

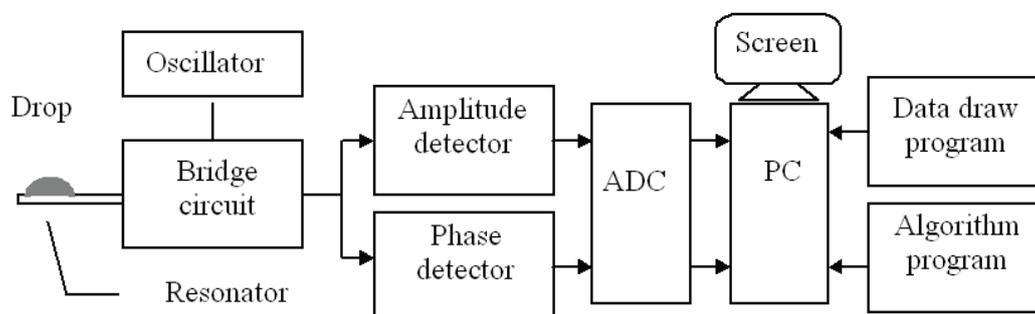


Рис. 1. Структурная схема устройства для измерения динамики АМИ.

Actually, the AMI is a complex value, which is the sum of acoustical and mechanical impedances. Each of them has its own “weight coefficient”: H1, H2, H3, and H4. These coefficients and their temporal changes during the drop drying depend on the liquid (its content, structure, etc).

$$AMI = H1 (1 + j)S\sqrt{\pi f \rho \eta} + H2 j 2 \pi f m + H3 \frac{k}{j 2 \pi f} + H4 k_{fric} \quad (1)$$

where j is an imaginary unit, S is the square of liquid-solid interface, f is the frequency of resonator oscillation, η is the liquid viscosity, ρ is the liquid density, m is the loading mass; k is the elasticity, and the k_{fric} is the friction coefficient.

Milk, a solution of powdered milk and a substitute, as well as carrot juices and nectars from various manufacturers, their aqueous solutions in different proportions were taken as samples for the study. The impedance hodographs obtained as a result of measurements show that the dynamics of changes in the acousto-mechanical parameters of a liquid with the content of the whole product (milk) and mixtures with different dilutions differ. The experiments performed showed the promise of this area of research, simplicity and high sensitivity of the method.

Литература

- Патент РФ № 2232384 МПК 7 G01N 29/02, G01N 33/487. /Яхно Т.А., Яхно В.Г., Шмелев И.И., Санин А.Г., Кротов Е.В.; заявитель и патентообладатель Яхно Татьяна Анатольевна. - 2001101946/28, 23.01.2001; опубл. 10.07.2004.
Tatiana Yakhno Drying Drop Technology in Wine and Hard Drinks Quality Control. / Tatiana Yakhno [et al.]. // – Food control and biosecurity: Handbook of food bioengineering. – Academic Press is an imprint of Elsevier, 2018. V. 16. p. 451–480.
Tatiana Yakhno Uncoated Quartz Resonator as a Universal Biosensor / Tatiana Yakhno [et al.] // Intelligent and Biosensors, Book edited by: Vernon S. Somerset. – INTECH, Croatia. – January 2010. – pp. 345–362.

СОДЕРЖАНИЕ

АКУСТИКА

Исследование распространения волн Лэмба в слоистых средах	3
Авершьева А.В.	
Упругие волны в цилиндрическом клине, граничащем с жидкостью.....	5
Агафонов А.А., Кокшайский А.И.	
Моделирование и обработка сигналов в доплеровском методе измерения упругости мышц.....	7
Асфандияров Ш.А.	
Кавитация и нагрев в водной суспензии наночастиц пористого кремния	8
Егошина В.Д.	
Поля радиационных сил в вязких слоистых средах.....	10
Жарков Д.А.	
Разрушение тромбов фокусированным ультразвуком.....	13
Жицкая Я.Е., Лешина А.А.	
Исследование неполадок в работе трансформатора с помощью акустического детектирования	15
Колесников Н.В.	
Нелинейные акустические волновые явления в узких трубках.....	17
Комаровский К.О.	
Усилитель акустических сигналов с улучшенными характеристиками	19
Корзун В.Б.	
Использование метода независимых компонент для разделения сигнала второго тона сердца	20
Королькова Е.В.	
Натурные измерения скалярно-векторных характеристик звукового поля на гидроакустическом полигоне МГУ	22
Медведева Е.В.	
Генерация акустических вихревых в квазипериодических плазмонных наноструктурах	24
Нгуен Е.Т.Т.	
Использование информации о фазе функции взаимной корреляции шумов в задачах пассивной томографии мелкого моря	25
абиров И.Р.	
Применение акусто-механического импеданса в качестве экспресс-метода анализа качества продуктов питания.....	26
орунова С.С., Гаврилова А.А.	