

АКУСТИКА НЕОДНОРОДНЫХ СРЕД

Оптимизация траектории движения фокуса нелинейного ультразвукового пучка для равномерного нагрева биологической ткани	
<i>Ю.С. Андрияхина, М.М. Карзова, П.В. Юлдашев, В.А. Хохлова</i>	4
Тепловые, кавитационные и неустойчивые явления в акустически возбужденной капле жидкости	
<i>Е.А. Анненкова, О.А. Сапожников</i>	6
Измерение нелинейного модуля сдвига гелеобразной среды методом интерферометра с приложением дополнительного статического напряжения	
<i>Ш.А. Асфандияров, Т.Б. Крит, В.Г. Андреев</i>	10
Измерение упругих модулей двуглавой мышцы плеча методом эластографии сдвиговой волны	
<i>М.И. Бегичева, Т.Б. Крит, В.Г. Андреев, Ю.Р. Камалов</i>	13
Компенсация аббераций при фокусировке ультразвукового пучка в неоднородных мягких тканях с использованием данных компьютерной томографии	
<i>А.С. Бобина, П.В. Юлдашев, В.А. Хохлова</i>	15
Экспериментальное исследование особенностей убывания акустического поля в мелком пресном водоеме при наличии свободной границы	
<i>Б.И. Гончаренко, А.И. Веденев, П.Ю. Муханов, А.С. Шуруп</i>	19
Эластография мягких биологических тканей	
<i>И.Ю. Демин</i>	22
Эластография сдвиговой волной: физическое моделирование на акустической системе Verasonics и численное моделирование в toolbox k-Wave	
<i>И.Ю. Демин, А.А. Лисин, А.Е. Спивак, Д.Д. Шнейдман</i>	23
Совершенствование некоторых методов сейсморазведки с помощью данных о рассеянии волн Рэлея на рельефе	
<i>Р.А. Жостков</i>	26
Кодирование сигналов в акустической томографии нелинейного параметра	
<i>Е.А. Котельников, Р.В. Крюков, В.А. Буров, К.В. Дмитриев, О.Д. Румянцева</i>	28
Восстановление трёхмерного строения среды по данным о временах пробега объёмных волн от внутренних источников	
<i>Д.В. Лиходеев, Д.А. Преснов, Л.Б. Славина</i>	32

Оценка точности однонаправленной модели уравнения Вестервельта при изменении угла распространения нелинейной волны <i>И.С. Мездрохин, П.В. Юлдашев, В.А. Хохлова</i>	34
Широкополосная калибровка гидрофонов с использованием методов акустической голографии и измерения радиационной силы <i>Д.А. Николаев, С.А. Цысарь, О.А. Сапожников</i>	36
Численное и экспериментальное исследование акустической радиационной силы, действующей в поле фокусированного излучателя на упругий шар в воде <i>А.В. Николаева, М.М. Карзова, С.А. Цысарь, В.А. Хохлова, О.А. Сапожников</i>	39
Особенности сезонной изменчивости распределения акустического сигнала в мелководном природном водоёме <i>И.А. Панков, К.В. Дмитриев, А.С. Лунавский, С.Н. Сергеев</i>	44
Распространение упругих волн в системе волноводной визуализации с тепловыми неоднородностями <i>С.А. Петросян, С.А. Цысарь, В.Д. Свет, О.А. Сапожников</i>	48
Электронная микроскопия и цитологический анализ разрушений сгустка свиной крови ультразвуковыми импульсами <i>Е.М. Пономарчук, А.В. Кунтурова, В.А. Хохлова, С.В. Буравков</i>	52
Разработка компактной многоэлементной ультразвуковой решетки для реализации ударно-волновых режимов облучения головного мозга <i>П.Б. Росницкий, О.А. Сапожников, П.В. Юлдашев, Л.Р. Гаврилов, В.А. Хохлова</i>	56
Нелинейные волновые явления при лечении мочекаменной болезни <i>О.А. Сапожников</i>	58
Зрение и волновая оптика <i>В.Д. Свет А.М. Хазен</i>	59
Сравнение возможностей динамической фокусировки многоэлементных ультразвуковых фазированных решёток с элементами круглой и прямоугольной формы <i>И.Л. Степанов, П.Б. Росницкий, В.А. Хохлова</i>	64
Исследование акустических характеристик гелевых фантомов биологической ткани путем создания плоской волны в ближней зоне излучателя конечного размера <i>М.В. Хасанова, Е.В. Медведева, Д.А. Николаев, П.Б. Росницкий, С.А. Цысарь, В.А. Хохлова, О.А. Сапожников</i>	66
Новые методы и приложения неинвазивной ультразвуковой хирургии с использованием мощных фокусированных полей с ударными фронтами <i>В.А. Хохлова</i>	70

**Регистрация акустических полей в жидкости с применением
волноводной системы**

С.А. Цысарь, С.А. Петросян, В.Д. Свет, О.А. Сапожников..... 71

Оптимизация траектории движения фокуса нелинейного ультразвукового пучка для равномерного нагрева биологической ткани

Ю.С. Андрияхина, М.М. Карзова, П.В. Юлдашев, В.А. Хохлова

Московский государственный университет имени М.В. Ломоносова, физический факультет, Москва,
Россия

julia_andriakhina@mail.ru

Область применения мощного фокусированного ультразвука (НФУ) в медицине расширяется с каждым годом. Особенно перспективным представляется использование НФУ в неинвазивной хирургии, например, для разрушения злокачественных образований различных органов [1]. При образовании высокоамплитудных ударных фронтов в профиле волны в фокусе за счет нелинейных эффектов происходит резкое увеличение поглощения энергии пучка, что позволяет быстро нагревать ткань до температур тепловой денатурации [2]. При облучении клинически значимых объемов ткани возникает задача о выборе траектории движения фокуса такого нелинейного пучка с ударными фронтами, чтобы нагревание и денатурация ткани внутри выбранного объема происходила максимально равномерно, без перегрева единичных фокусов и без промежутков между единичными разрушениями.

С этой целью в работе был проведен численный эксперимент по облучению слоя ткани в *ex vivo* образце бычьей печени размером 4°см x 4 см x 4 см с помощью многоэлементной решетки клинической системы Sonalleve V1 3.0T, Philips Healthcare (Рис. 1а) [2]. Область облучения состояла из последовательности единичных фокусов, перемещаемых электронным образом. Сравнивались результаты нагрева при дискретном перемещении фокуса по круговым траекториям с различным шагом (Рис. 1б). Верхняя траектория используется в клинической практике, нижняя была оптимизирована путем уменьшения расстояния между фокусами. Использовались режимы с различной пиковой интенсивностью на элементах решетки, но постоянной средней по времени мощностью. Длительность облучения каждого из фокусов составляла 20 и 1.6 мс для интенсивностей 1.2 и 15 Вт/см², соответственно.

Фокусировка пучка в ткани (Рис. 1а) описывалась с помощью уравнения Вестервелта. В численном решении уравнения были получены распределения тепловых источников Q в ткани для одиночного фокуса при различных пиковых значениях интенсивности на элементах решетки [3].

Температурное поле рассчитывалось на основе уравнения теплопроводности:

$$\frac{\partial T}{\partial t} = \chi \Delta T + \frac{Q}{\rho_0 C_p} \quad (1)$$

где t – время, $T(t, \vec{r})$ – температура, χ – коэффициент температуропроводности, C_p – удельная теплоемкость в расчете на единицу массы, ρ_0 – плотность ткани, Q – мощность тепловых источников в ткани [3,4]. Результаты моделирования

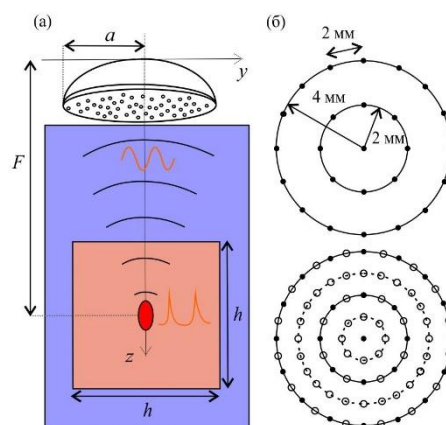


Рис.1. (а) Постановка задачи, иллюстрирующая фокусировку мощного ультразвукового пучка в образце биологической ткани. (б) Траектории облучения объемов ткани.

температурного поля единичного воздействия для режимов облучения с $I = 1.2$ и 15 Вт/см^2 были подробно описаны в работе [5]. Формирование объемных разрушений в моделировании происходило следующим образом. В силу линейности уравнения теплопроводности (1) полученные температурные распределения в единичном фокусе добавлялись к текущему распределению температурного поля полного облучаемого объема в определенные точки траектории и моменты времени. Контроль разрушения ткани осуществлялся на основе расчета в каждой точке величины тепловой дозы [4,6]. Облучение ткани при движении фокуса проводилось по обеим траекториям, начиная от центра. При нагреве ткани по оптимизированной траектории окружности последовательно исключались из траектории, когда на них тепловая доза достигала порогового значения; в клинической траектории тепловая доза контролировалась на внешней окружности.

На рис. 2 представлены распределения температуры полного облучаемого объема в пространстве в случае линейного и нелинейного режимов облучения при использовании клинической и оптимизированной траекторий облучения. Показано, что при воздействии на ткань нелинейными волнами разрушения имеют четкие границы, при этом скорость абляции ткани до 2 раз выше по сравнению с гармоническим режимом; нагрев ткани с использованием ударно-волновых режимов облучения происходит более равномерно вдоль оптимизированной траектории облучения.

Таким образом, было показано, что эффективность теплового воздействия на ткань возрастает при использовании нелинейных режимов с высокоамплитудными ударными фронтами в фокусе, а однородность нагрева в таких режимах достигается за счет использования траекторий облучения с более частым расположением фокусов облучения.

Работа поддержана грантом РФФ № 14-12-00974-П.

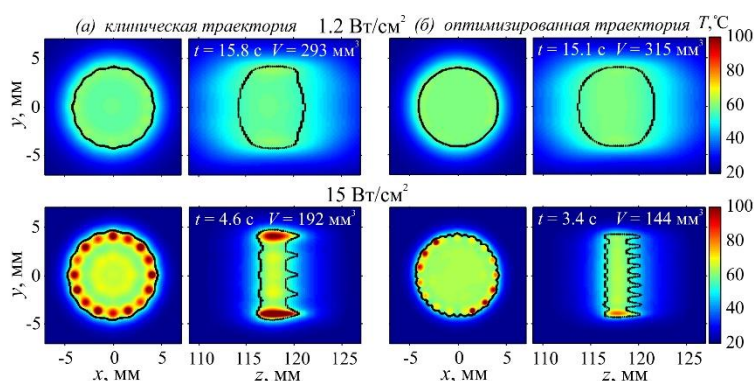


Рис.2. Пространственные распределения температуры в фокальной (x, y) и аксиальной (y, z) плоскостях пучка при ультразвуковом облучении ткани вдоль клинической (a) и оптимизированной (b) траектории в момент окончания действия HIFU. Черный контур обозначает границы разрушения по критерию тепловой дозы. Времена облучения и объемы разрушений для каждого случая представлены на аксиальных распределениях.

ЛИТЕРАТУРА

1. Л.Р. Гаврилов “Фокусированный ультразвук высокой интенсивности в медицине” М.: Фазис, 2013.
2. W. Kreider *et al.* // IEEE Transactions on Ultrasonics, Ferroelectrics, and Frequency Control. 2013. V. 60, № 8. P. 1683–1698.
3. P.V. Yuldashev *et al.* // Phys. Med. Biol. 2013. V. 58. P. 2537–2559.
4. Ю.С. Андрияхина и др. // Уч. записки физ. фак-та Моск. Университета. 2016. Т. 6. № 166701. С. 166701–1–166701–4.
5. Ю.С. Андрияхина и др. // Уч. записки физ. фак-та Моск. Университета. 2017. Т. 5. № 1750711. С. 1750711–1–1750711–4.
6. S.A. Sapareto *et al.* // Int. J. Radiat. Oncol. Biol. Phys. 1984. V. 10. P. 787–800.

Тепловые, кавитационные и неустойчивые явления в акустически возбужденной капле жидкости

Е.А. Анненкова¹, О.А. Сапожников^{1,2}

¹Физический факультет, Московский Государственный Университет имени М.В. Ломоносова

²Центр индустриального и медицинского ультразвука, прикладная физическая лаборатория,
Университет Вашингтон
a-a-annenkova@yandex.ru

В настоящее время возрос интерес к неинвазивной диагностике и хирургии, одним из ведущих способов реализации которых является использование ультразвука [1]. Активно ведутся разработки и усовершенствования медицинских приборов нового поколения, среди которых важную роль занимают приборы, применяющие высокоинтенсивный фокусированный ультразвук (HIFU) для разрушения доброкачественных и злокачественных опухолей, доставки лекарств с использованием контрастных агентов и остановки внутренних кровотечений. Большинство процедур HIFU основано на термических эффектах, возникающих в результате поглощения ультразвука тканью. Однако существуют альтернативные механические эффекты, генерируемые HIFU-индуцированными пузырьками, которые могут быть использованы для разрушения ткани. Механические эффекты, как правило, достигаются с помощью HIFU источников, использующих последовательности импульсов, а не непрерывные сигналы, чтобы минимизировать термические эффекты и максимизировать влияние активности пузырьков. Такой способ механического разрушения ткани получил название «гистотрипсия» [2]. Эмульгирование ткани, получаемое при использовании данного метода, объясняется действием кавитационного облака, которое образуется в фокусе преобразователя. Хотя настоящие методы гистотрипсии представляются многообещающими, существует ряд проблем, связанных с их практическим применением, в основном обусловленных стохастической природой кавитации. Время образования кавитационного облака в ткани не всегда предсказуемо и повторяемо, и кавитационная активность может неожиданно прекратиться во время курса лечения, что приводит к исчезновению кавитационного облака [3]. Таким образом, разработка новых подходов, которые позволят получить надежное и воспроизводимое механическое разрушение ткани, представляет значительный интерес.

Одним из методов гистотрипсии является гистотрипсия с кипением, предполагаемый механизм фракционирования ткани в которой основан на образовании пузырей кипения в фокальной области HIFU-преобразователя, внутри которых в процессе атомизации формируются акустические микрофонтаны. Отсюда возникает следующая задача: как описать нелинейные процессы в акустическом микрофонтане внутри данных пузырей.

Наиболее просто акустический фонтан наблюдается на границе вода-воздух под воздействием фокусированного ультразвука мегагерцового диапазона частот. Скоростная съемка акустических фонтанов показала, что через некоторое время после включения источника ультразвука из жидкости вырывается струя, распадающаяся на цепочку из капель одинакового размера. Через некоторое время капли, обычно начиная с самой верхней, начинают по невыясненной пока причине терять устойчивость и взрываться, приводя к распылению жидкости. В данной статье предлагается теоретическая модель нелинейного акустического резонатора сферической формы в качестве аналога капли акустического фонтана, на основе которой проводится анализ структуры акустического и теплового полей внутри капли жидкости, формирующейся под воздействием ультразвука, а также анализ неустойчивости акустически

возбужденной капли акустического фонтана, обусловленной радиальными колебаниями поверхности.

Теоретическое описание основано на квадратичном приближении акустического волнового уравнения внутри вязкой жидкой сферы:

$$\Delta p - \frac{1}{c_0^2} \frac{\partial^2 p}{\partial t^2} = Q_{nl}, \quad (1)$$

$$Q_{nl} = -\frac{\beta}{\rho_0 c_0^4} \frac{\partial^2 (p^2)}{\partial t^2} - \frac{\delta}{c_0^4} \frac{\partial^3 p}{\partial t^3} - \left(\Delta + \frac{1}{c_0^2} \frac{\partial^2}{\partial t^2} \right) \left(\frac{\rho_0 \mathbf{v}^2}{2} - \frac{p^2}{2\rho_0 c_0^2} \right). \quad (2)$$

Здесь p – акустическое давление, c_0 – скорость звука в среде, ρ_0 – плотность среды, β – коэффициент акустической нелинейности, δ – диссипативный коэффициент, \mathbf{v} – вектор колебательной скорости акустического возмущения.

Решение акустического волнового уравнения внутри капли было взято в виде серии гармоник с неизвестными коэффициентами P_n :

$$p \approx \sum_{n=1}^{\infty} \frac{P_n e^{-i\omega_n t} + P_n^* e^{i\omega_n t}}{2} \frac{\sin(k_n r)}{k_n r}, \quad (3)$$

где $k_n = \pi n / a$, $\omega_n = k_n c_0$, a – радиус капли. Дальнейшее упрощение заключалось в применении метода медленно меняющихся амплитуд гармоник, которое приводило к системе связанных нелинейных дифференциальных уравнений первого порядка для коэффициентов амплитуд:

$$\frac{dP_n}{dt} + \frac{\delta \omega_n^2}{2\rho_0 c_0^2} P_n = -i\beta \frac{n^2}{8a\rho_0 c_0} \times \left\{ \begin{array}{l} 2 \sum_{m=1}^{\infty} \frac{P_m^* P_{n+m}}{m(n+m)} (S_{2n} + S_{2m} - S_{2(n+m)}) \\ - \sum_{m=1}^{n-1} \frac{P_m P_{n-m}}{m(n-m)} (S_{2n} - S_{2m} - S_{2(n-m)}) \end{array} \right\}, \quad (4)$$

где $S_n = \text{Si}(\pi n)$, а $\text{Si}(\cdot)$ – интегральный синус. Система (4) была укорочена и решена численно схемой конечных разностей.

Амплитуды гармоник позволяют рассчитать профиль акустического давления в центре капли. На рис. 1 для случая $\Gamma = \tau_{nl} / \tau_{diss} = 0.01$, где $\tau_{nl} = 4\rho_0 c_0^2 / (\beta \omega_0 P_0)$, $\tau_{diss} = 2\rho_0 c_0^2 / (b \omega_0^2)$, показаны нормированные профили давления на одном периоде колебаний. Исходный синусоидальный профиль заметно искажается, причем пиковые отрицательное и положительное давления (они равны по величине) растут, а форма волны на одном периоде приобретает вид короткого биполярного импульса. Расчеты показывают, что пиковое давление в зависимости от медленного времени имеет характерное поведение: сначала оно под влиянием нелинейности растет, через некоторое время достигает своего максимума p_{max} , а далее спадает из-за вязкого поглощения.

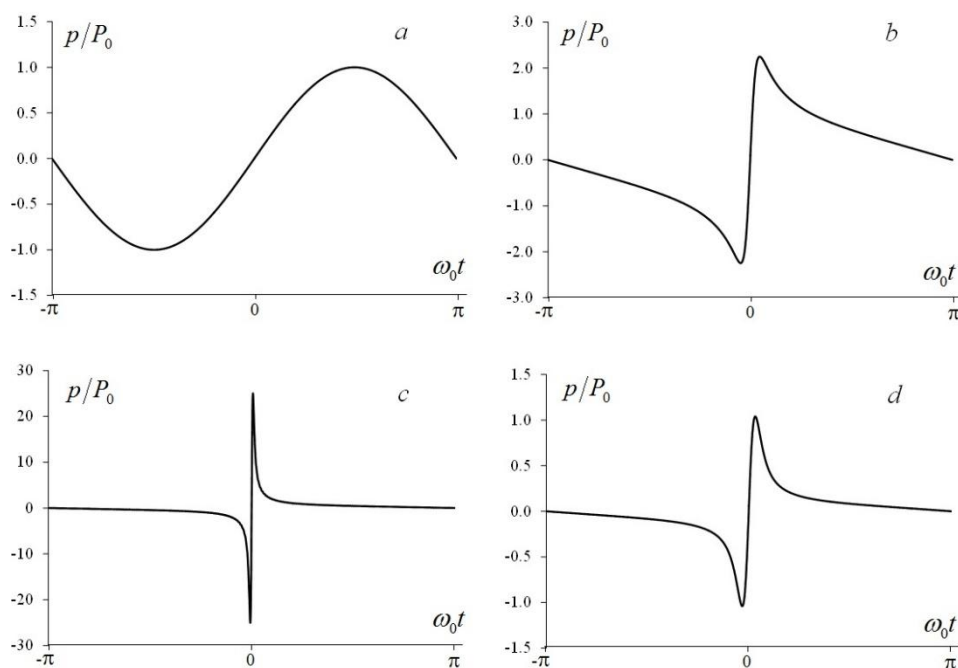


Рис.1. Временной профиль одного периода акустического давления в центре сферического резонатора при $\Gamma = 0.01$ в разные моменты «медленного» времени τ . Давление p нормировано на исходную амплитуду P_0 . Кривые $a - d$ соответствуют $\tau/\tau_{nl} = 0, 1, 2, 20$.

Рост отрицательного давления и дополнительный нагрев вблизи центра капли могут привести к кавитации и последующему взрыву капли. В связи с этим возникает необходимость проверить, какие тепловые, кавитационные и неустойчивые явления могут возникать в акустически возбужденной сферической жидкой капле фонтана.

Вязкое поглощение в капле приводит к нагреву жидкости из-за перехода акустической энергии в тепло. Так как энергия более высоких гармоник локализована вблизи центра капли, тепловыделение наиболее эффективно в самом центре капли. Чтобы учесть вклад теплопроводности, приращение температуры удобно разложить по пространственным гармоникам – аналогично тому, как это делалось для акустического давления:

$$T(r, t) = \sum_{n=1}^{\infty} \theta_n(t) \cdot \frac{\sin k_n r}{k_n r}, \quad (5)$$

где θ_n – амплитуды соответствующих гармоник. После некоторых преобразований уравнение теплового баланса сводится к системе связанных нелинейных дифференциальных уравнений первого порядка для гармоник температуры:

$$\frac{d\theta_n}{dt} + \frac{\pi^2 \chi}{a^2} n^2 \theta_n = \frac{b\pi}{2a^2 \rho_0^3 c_0^2 C_p} n \sum_{m=1}^{n_{\max}} |P_m|^2 \frac{(2m+n)(2m-n)}{4m^2} \left(S_n + \frac{S_{2m-n} - S_{2m+n}}{2} \right), \quad (6)$$

Расчет температуры на основе данной системы показал, что в условиях, характерных для капель акустического фонтана, предсказанный нагрев в центре капли оказался не выше долей градуса.

Анализ кавитационных явлений производился на основе нелинейного усиления пикового давления в центре капли. В практически реализуемых режимах формирования акустического фонтана в центре капель могут достигаться уровни отрицательного

давления в десятки и даже сотни мегапаскалей, что близко или превышает уровни прочности жидкости на разрыв. Проведенный анализ позволил сделать вывод о том, что основным механизмом взрывов капель является разрыв жидкости в центре капли (кавитация) под действием высоких отрицательных давлений, вызванных нелинейно-акустическими процессами.

Для случая сферических капель акустического фонтана, имеющих миллиметровые размеры, вероятнее предполагать возникновение неустойчивости Фарадея, однако численное решение дифференциального уравнения для амплитуды возмущения поверхности капли даст нам информацию о наличии или отсутствии самой неустойчивости вне зависимости от ее природы. Данное уравнение имеет структуру уравнения Матье, решения которого уже построены – это функции Матье, и зоны неустойчивости решения данного уравнения тоже уже рассчитаны [4]. Но для получения более точных границ зон неустойчивости уравнение было решено численно методом Рунге-Кутты 4-го порядка, и найдены такие пары (P_0, n) , где P_0 – начальное давление в центре капли, n – номер гармоники, при которых начинается раскачка решения (рис. 2). Анализ неустойчивости поверхности капли показал, что при определенных начальных параметрах в капле возможна раскачка амплитуды поверхности капли, что приводит к значительным искривлениям поверхности, которые могут спровоцировать дальнейший разрыв капли.

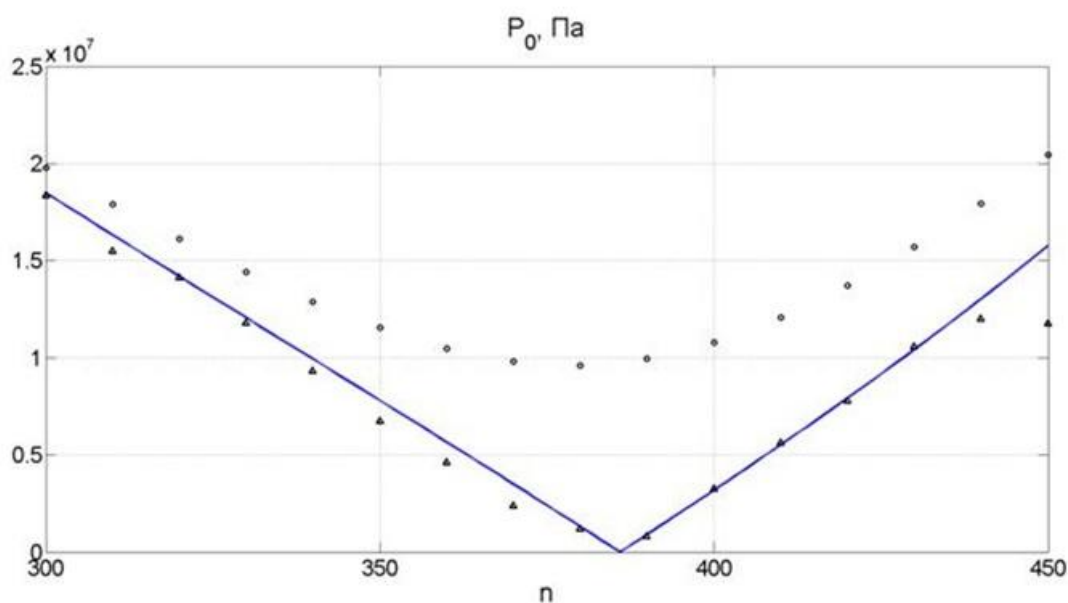


Рис.2. Первая зона неустойчивости поверхности капли в параметрах (P_0, n) : синяя кривая – теоретическая без учета вязкости, Δ – численная без учета вязкости, \circ – численная с учетом.

ЛИТЕРАТУРА

1. К. Хилл и др. (ред.) “Ультразвук в медицине. Физические основы применения” М.: Физматлит, 2008.
2. W.W. Roberts et al. // J. Urol. 2006. V. 175. No 2. P. 734.
3. Z. Xu et al. // J. Acoust. Soc. Am. 2007. V. 122. No 1. P. 229.
4. М. Абрамовиц и др. “Справочник по специальным функциям с формулами, графиками и математическими таблицами” М.: Наука, 1979.

Измерение нелинейного модуля сдвига гелеобразной среды методом интерферометра с применением дополнительного статического напряжения

Ш.А. Асфандияров, Т.Б. Крит, В.Г. Андреев
Московский государственный университет имени М.В. Ломоносова,
физический факультет, кафедра акустики
shoma.ufa@gmail.com

В работе приводятся результаты экспериментального исследования стоячих сдвиговых волн в резонаторе в виде прямоугольного параллелепипеда из гелеобразного полимерного материала, закреплённого без проскальзывания между двумя деревянными пластинами. К свободной пластине прикреплены металлические стержни, на которые закрепляется нагрузочная масса, создающая дополнительное статическое сдвиговое напряжение в пластисоле под действием силы тяжести. Это напряжение приводит к изменению упругих характеристик исследуемого материала, что при его деформации выражается в увеличении резонансной частоты.

Метод возбуждения стоячей сдвиговой волны пояснён на вставке к рис. 1. Образец из гелеобразного материала в форме прямоугольного параллелепипеда толщиной L закреплён на пластине ($y = 0$) так, чтобы при движении пластины проскальзывание слоя отсутствовало. На свободной грани ($x = L$) находится пластина конечной массы, которая движется вместе с этой гранью. Показано [1], что к резонатору может быть применена одномерная модель, если его длина в направлении колебаний в 4 и более раз превышает толщину. К свободной пластине прикреплены стержни, на которые крепятся металлические грузы. Изменением количества грузов можно добиться дополнительной статической деформации резонатора вплоть до 65%.

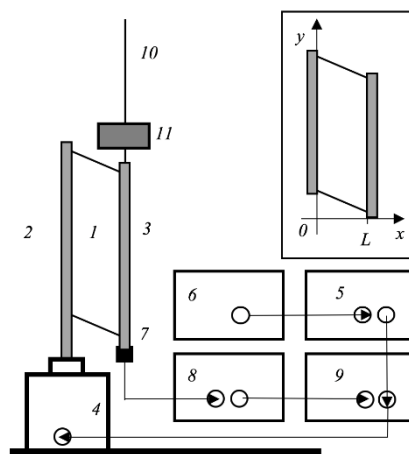


Рис.1. Схема экспериментальной установки. На вставке: метод возбуждения стоячей сдвиговой волны.

Схема экспериментальной установки приведена на рис. 1. Измерения проведены в резонаторе (1) толщиной $L = 1,4$ см со сторонами 6,9 и 3,9 см из мягкого полимерного материала пластисола. На основании резонатора закреплена деревянная пластина (2). На другой границе закреплена тонкая пластина (3) из фанеры массой 12,75 г, которая колебалась без проскальзывания вместе с поверхностью слоя. Площадь пластины была равна площади свободной грани. Колебания пластины основания резонатора возбуждались миниатюрным вибратором Brüel & Kjær 4810 (4). Через усилитель ММФ LV 103 (5) на вибратор подавалось напряжение синусоидальной формы с генератора

сигналов Rigol DG 1062Z (6). Измерения проводились на различных частотах в диапазоне 12–26 Гц с шагом 0,1 Гц. В процессе измерений амплитуда ускорения основания резонатора была фиксированной. Контроль амплитуды основания проводился в соответствии со специально разработанным алгоритмом [2]. Два акселерометра Brüel & Kjær 4374 и 4517 (7) размещались на обеих пластинах и измеряли ускорения этих пластин. Сигналы с акселерометров через усилители Brüel & Kjær 2635 (8) подавались на входы двухканального цифрового осциллографа Tektronix TDS 3032B (9). Сигналы с осциллографа поступали в компьютер, где производилось вычисление отношения амплитуд ускорений. Измерения были проведены при разных статических сдвиговых деформациях резонатора, которые создавались силой тяжести, действовавшей на металлические грузы (11). Металлические грузы крепились на стержнях (10).

Измерение нелинейного параметра материала резонатора проводилось двумя методами статическим и динамическим. В статическом методе к резонатору прикладывалось статическое сдвиговое напряжение и строилась его зависимость от относительной деформации резонатора, представленная на рис. 2. При деформациях более 30% зависимость становится нелинейной. Это позволяет определить нелинейный параметр методом аппроксимации полиномом третьей степени. Данным методом было получено значение нелинейного параметра $\beta = 0,60 \pm 0,07$.

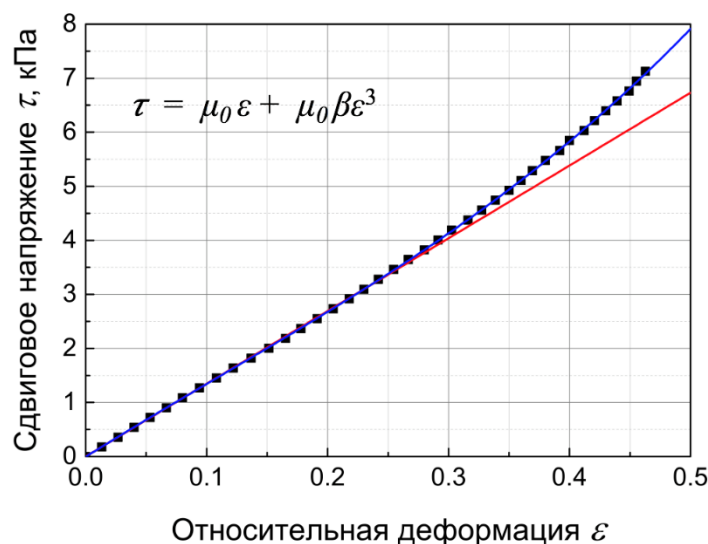


Рис.2. Измеренная статическим методом зависимость статического сдвигового напряжения от относительной деформации, создаваемой статической нагрузкой.

Динамический метод измерения нелинейного параметра заключался в определении резонансных кривых при различных статических деформациях, которые показывают отношение амплитуд ускорения пластин резонатора. Полученные резонансные кривые сопоставлялись с теоретически рассчитанными, что позволяло определить эффективный модуль сдвига материала при данной деформации. На рис. 3 точками представлена экспериментальная зависимость эффективного модуля сдвига от относительной деформации, создаваемой статической нагрузкой, а непрерывной линией – аппроксимирующая функция. В динамическом методе нелинейные свойства проявляются при деформациях более 20%. По данной зависимости методом аппроксимации квадратичным полиномом был определен нелинейный параметр $\beta = 0,53 \pm 0,06$.

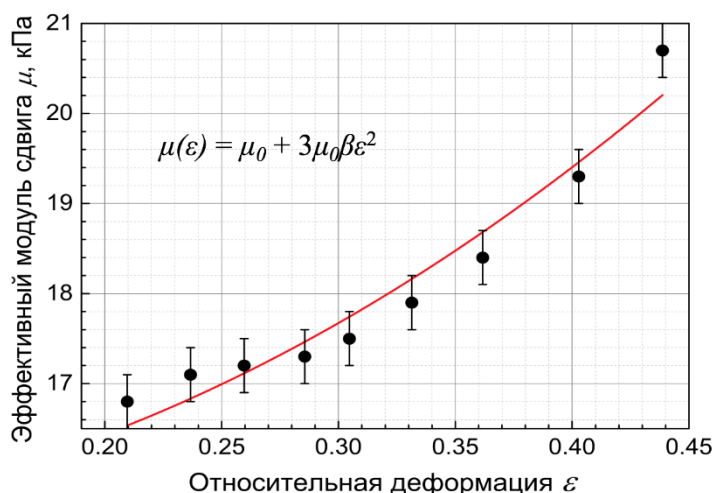


Рис.3. Измеренная динамическим методом зависимость эффективного модуля сдвига от относительной деформации, создаваемой статической нагрузкой.

В результате проделанной работы был разработан метод измерения линейного модуля сдвига и нелинейного параметра упругого материала основанный на измерении резонансных кривых при малых амплитудах, с приложенным статическим сдвиговым напряжением, создающим нелинейные деформации. Полученный этим методом нелинейный параметр совпал с нелинейным параметром, измеренным статически, в пределах погрешности. Также было установлено, что при измерении динамическим методом, нелинейные свойства материала проявляются при меньших деформациях, чем при статическом методе. Измерения показали, что резонансная частота резонатора меняется в зависимости от статической сдвиговой деформации. Уменьшение первой резонансной частоты связано с увеличением массы нагрузки на свободной пластине. При нагрузке более 20% проявляется нелинейность сдвигового модуля упругости пластисола, что приводит к росту резонансной частоты в сравнении с абсолютно линейным случаем [3]. Этот эффект является характерным для пластисола [4]. По зависимости эффективного модуля сдвига от деформации можно определить нелинейный параметр β .

Исследование выполнено при финансовой поддержке РФФИ в рамках научного проекта № 16-02-00719 а.

ЛИТЕРАТУРА

1. В.Г. Андреев, Т.Б. Крит, В.В. Костиков, А.В. Шанин, С.И. Шиндерук. Стоячие сдвиговые волны в резонаторе с неоднородной резиноподобной средой // Акуст. журн. 2011. Т.57. №1. С. 3-12.
2. Т.В. Krit, V.G. Andreev, I.Y. Demin. Viscoelastic nonlinear resonator with gas-filled cavities // Acta Acust. united Ac. 2015. V. 101. № 5. P. 915-919.
3. Ш.А. Асфандияров, Т.Б. Крит, В.Г. Андреев. Возбуждение стоячих волн в вязкоупругом резонаторе при наличии статической деформации сдвига // Ученые записки физического факультета Московского Университета. 2017. № 5. С. 1750903–1–1750903–4.
4. В.Г. Андреев, Т.Б. Крит, О.А. Сапожников. Сдвиговые волны в резонаторе с кубической нелинейностью // Акуст. журн. 2011. Т. 57. № 6. С.763-770.

Измерение упругих модулей двуглавой мышцы плеча методом эластографии сдвиговой волны

М.И. Бегичева, Т.Б. Крит, В.Г. Андреев, Ю.Р. Камалов
Московский государственный университет имени М.В. Ломоносова,
физический факультет, Москва, Россия
begicheva.mi14@physics.msu.ru

В данной работе представлены результаты обработки исследования мышцы бицепса человека, полученные ультразвуковым методом. Исследование проводилось в Российском Научном Центре Хирургии им. акад. Б.В. Петровского РАМН заведующим лабораторией ультразвуковой диагностики, доктором медицинских наук, профессором Ю.Р. Камаловым. В качестве испытуемых выступали добровольцы – сотрудники и студенты физического факультета МГУ имени М.В. Ломоносова. Для проведения исследования был подготовлен соответствующий протокол.

Измерения проводились на ультразвуковом (УЗ) аппарате Siemens S2000 в режиме эластографии [1]. Визуализация исследуемой области проводилась с помощью В-режима на частоте 8 МГц. На монитор выводилось двумерное изображение мышцы, после чего выбиралась определенная глубина, в зависимости от испытуемого. На данной глубине возбуждалась сдвиговая волна, скорость распространения которой затем регистрировалась с помощью последовательности ультразвуковых импульсов. Измерения проводились при двух положениях УЗ датчика: вдоль и поперёк мышечных волокон двуглавой мышцы испытуемого. Сначала измерялась скорость сдвиговой волны в ненагруженной мышце, далее мышцу нагружали от 1 до 3 кг с помощью дисков для штанги. Рука испытуемого имела опору под локтевым суставом и была согнута в нём под углом 90°. При этом кости предплечья и плеча располагались в плоскости, перпендикулярной плоскости опоры под углом 45° к опоре, а кисть была вытянута ладонью вверх параллельно опоре. Диски подвешивались на бинте, пропущенном через ладонь, чтобы избежать загрузки мышц предплечья и обеспечить неподвижность всей конструкции.

Модуль сдвига вычислялся из упрощённой формулы $c = \sqrt{\frac{\mu}{\rho}}$ [2].

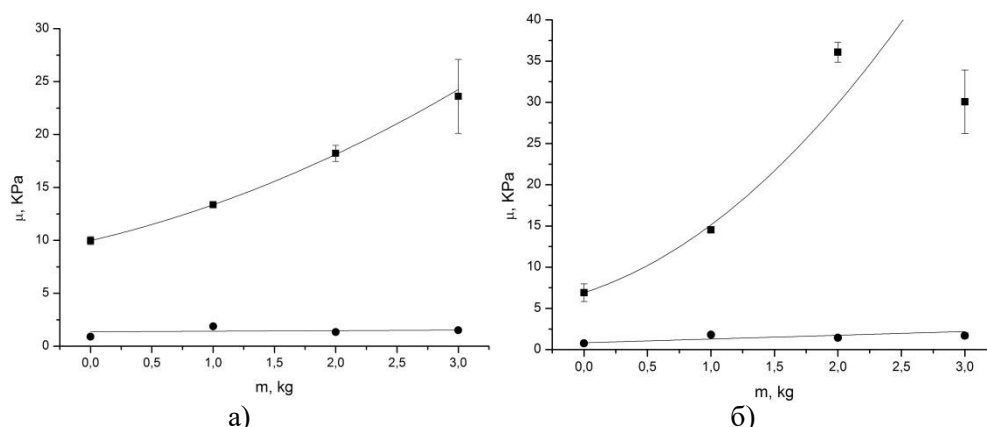


Рис.1. Зависимость изменения модуля сдвига от приложенной нагрузки для одного из испытуемых на глубине 1 см (а) и (1.6-2.5) см (б).

На рис. 1,а представлен график зависимости модуля сдвига от приложенной нагрузки. Измерения проведены на малой глубине (1 см) в процессе исследования двуглавой мышцы одного из испытуемых. Результаты измерения при расположении датчика вдоль мышечных волокон приведены квадратиками, поперёк – кружками. По графику видно, что зависимость модуля сдвига, измеренная при расположении датчика вдоль мышечных волокон, на глубине 1 см монотонно возрастает. Линией показана

аппроксимация измеренной зависимости квадратичной параболой [3]. Значения модуля сдвига, измеренные при расположении датчика поперёк мышечных волокон, одинаковые в пределах погрешности и соединены горизонтальной линией, значение модуля сдвига для которой получено методом наименьших квадратов .

На рис. 1,б представлена измеренная зависимость модуля сдвига от приложенной нагрузки на большой глубине (2.5 см). По графику видно, что зависимость модуля сдвига, измеренная при расположении датчика вдоль мышечных волокон, также монотонно возрастает. Зависимость также была аппроксимирована квадратичной параболой. Значения модуля сдвига, измеренные при расположении датчика поперёк мышечных волокон, одинаковые в пределах погрешности и соединены горизонтальной линией, значение модуля сдвига для которой получено методом наименьших квадратов.

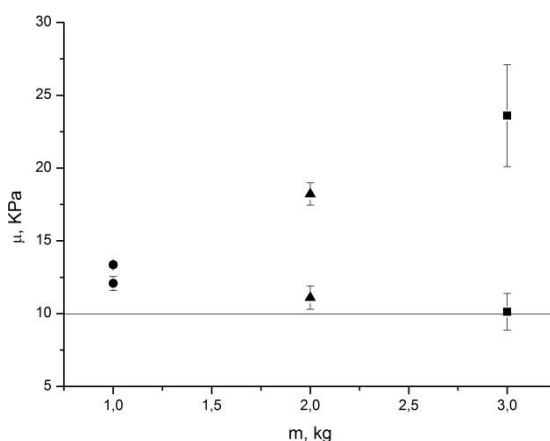


Рис.2. Зависимость изменения модуля сдвига после снятия диска от данной нагрузки.

На рис. 2 представлена зависимость изменения модуля сдвига в течение 1 минуты после снятия нагрузки от величины этой нагрузки. Разные символы соответствуют разной массе нагрузки. Больше значение модуля сдвига при каждой массе соответствует нагруженному состоянию, меньшее – разгруженному. Кружками показаны значения для 1 кг, треугольниками для 2 кг, квадратиками – для 3 кг. В настоящее время на основании результатов данных измерений разрабатывается алгоритм оценки времён релаксации, характеризующих мышечную ткань.

Данные результаты в будущем позволят разработать методы эластографии мышц, применяемые для диагностирования различных травм и растяжений, а также определения силового мышечного потенциала в спортивной медицине.

Исследование выполнено при финансовой поддержке РФФИ в рамках научного проекта № 16-02-00719 а.

ЛИТЕРАТУРА

1. В.Г. Андреев, В.Н. Дмитриев, Ю.А. Пищальников и др. Наблюдение сдвиговой волны, возбужденной с помощью фокусированного ультразвука в резиноподобной среде // Акуст. журн. 1997. Т. 43. № 2. С. 149-155.
2. В.Г. Андреев., Т.Б. Крит., О.А. Сапожников. Стоячие сдвиговые волны в слоистых резиноподобных средах // Акуст. журн. 2010. Т. 56. № 5. С. 579-586
3. Т. Crit, V. Andreev, I. Demin, et al. In vivo measurements of muscle elasticity applying shear waves excited with focused ultrasound // Journal Acoust. Soc. Am. 2017. V. 141. P. 3612.

Компенсация аберраций при фокусировке ультразвукового пучка в неоднородных мягких тканях с использованием данных компьютерной томографии

А.С. Бобина, П.В. Юлдашев, В.А. Хохлова
Московский государственный университет имени М.В. Ломоносова,
физический факультет, Москва, Россия
ana06.97@mail.ru

На протяжении последних десятков лет активно развиваются и используются технологии, связанные с применением мощного фокусированного ультразвука (англ. HIFU-high intensity focused ultrasound) в неинвазивной хирургии. Относительно стандартного хирургического вмешательства мощный ультразвук обладает такими преимуществами как неинвазивность, отсутствие требования стерильной операционной и уменьшение риска заражения во время операции, а также возможно ускоренное восстановление пациента после операции [1,2]. Терапевтическое воздействие может быть направлено, например, на разрушение опухолей в различных органах тела человека, разрушение тромбов, остановку внутренних кровотечений, транспортировку лекарств в нужную область организма и другие применения [3]. Общая схема применения HIFU состоит в следующем: излучатель, расположенный вне тела человека, фокусирует ультразвуковой пучок в определенную область тела, например, почку. (Рис.1).

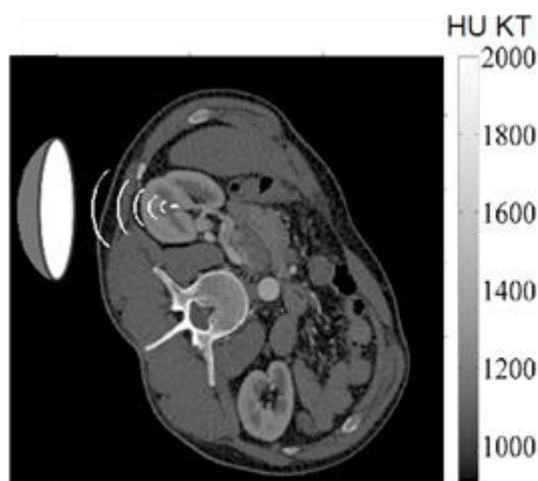


Рис.1. Распределение скорости звука, восстановленное по данным компьютерной томографии человека.

Терапевтический эффект осуществляется или за счет нагрева ткани, отчего возникает её тепловая денатурация, или посредством механического разрушения ткани, во многом связанного с кавитационными эффектами [4].

Одной из основных задач в неинвазивной ультразвуковой хирургии является создание безопасных и эффективных протоколов облучения терапевтического воздействия на биологическую ткань. Для этого необходимо обладать количественной информацией о параметрах ультразвукового поля в теле человека. При этом нужно учитывать, что мягкие биологические ткани для акустических волн представляют собой слабо неоднородную среду с поглощением. В клинической ситуации экспериментальное определение параметров ультразвукового поля затруднительно или не представляется возможным. Альтернативным путем оценки характеристик поля является использование методов численного эксперимента [5].

Для описания распространения ультразвука в неоднородной среде часто используется уравнение Вестервелта [6]:

$$\rho_0 \nabla \left(\frac{1}{\rho_0} \nabla p \right) - \frac{1}{c_0^2} \frac{\partial^2 p}{\partial t^2} = \frac{\varepsilon}{\rho_0 c_0^4} \frac{\partial^2 p^2}{\partial t^2} + \frac{\delta}{c_0^4} \frac{\partial^3 p}{\partial t^3} + L_A(p) \quad (1)$$

Здесь p – акустическое давление, c_0 – скорость звука, ρ_0 – плотность, ε – нелинейный параметр, δ – коэффициент термовязкого поглощения среды. Линейный оператор $L_A(p)$ описывает частотно-зависимое поглощение вида $\alpha(f) = \alpha_0(f/f_0)^n$ и соответствующую дисперсию, характерные для биологических тканей, α_0 – коэффициент поглощения на частоте f_0 . В данном уравнении все вышеперечисленные акустические параметры являются функциями пространственных координат. Для последующего решения уравнение переписывается в бегущей системе координат для безразмерного давления $U = (p / p_0) \sqrt{\rho_{00} / \rho_0}$:

$$\frac{\partial^2 U}{\partial \tau \partial z} = \frac{c_{00}}{2} \Delta U + \frac{c_0^2 - c_{00}^2}{2c_0^2 c_{00}} \frac{\partial^2 U}{\partial \tau^2} - \frac{c_{00}}{2} U \rho_0^{1/2} \Delta \rho_0^{-1/2} + \frac{\varepsilon c_{00} p_0}{2c_0^4 \sqrt{\rho_0 \rho_{00}}} \frac{\partial^2 U^2}{\partial \tau^2} + \frac{\delta c_{00}}{2c_0^3} \frac{\partial^3 U}{\partial \tau^3} + L_a(U) \quad (2)$$

Здесь c_{00} и ρ_{00} – референсные значения скорости звука и плотности среды. По сравнению со случаем однородной или плоскостойкой среды, в уравнении (2) появляются два дополнительных слагаемых, отвечающих за рефракцию на неоднородностях скорости звука и влияние неоднородностей плотности среды. Пространственные распределения акустических параметров, т.е. скорости распространения звука, плотности и коэффициентов поглощения и нелинейности, были получены из данных компьютерной томографии торса тела человека, имеющих в открытом доступе [7]. Скорость звука и плотность вычислялись на основе линейной связи этих параметров с числом Хаунсфилда [8]. Для нахождения распределений коэффициентов нелинейности и поглощения была проведена сегментация КТ изображений по типам ткани: кожа, жир, мышцы, почка, кость на основе пороговых значений КТ числа [9]. Отсегментированным областям были присвоены значения коэффициентов нелинейности и поглощения исходя из табличных значений [10].

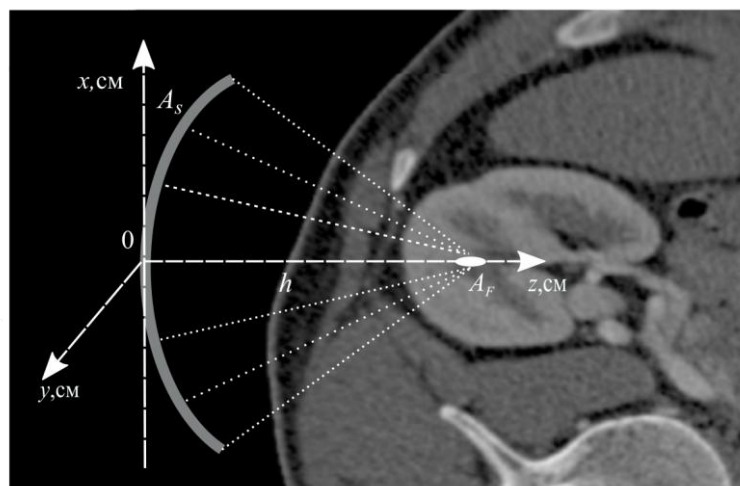


Рис.2. Постановка задачи фокусировке ультразвукового пучка в неоднородной биологической ткани, параметры которой определялись путем сегментации КТ изображений по типу ткани. Фокусное расстояние излучателя - 9 см, глубина фокуса в ткани – 5 см.

Ранее на основе уравнения (2) и представленной модели неоднородной среды был проведен численный эксперимент для случая фокусировки ультразвукового пучка в область почки [9]. В численной модели использовался излучатель радиусом 5 см с фокусным расстоянием 9 см, работающий на частоте 1 МГц. Глубина фокуса в ткани относительно поверхности тела составляла около 5 см (Рис.2). Моделирование было выполнено в линейном режиме, т.е. коэффициент ε был равен нулю. Результаты моделирования показали, что из-за рефракции на неоднородностях фокальный максимум смещается, и его форма искажается относительно фокального максимума при фокусировке в однородной среде. При этом эффективность и точность терапевтического воздействия снижается. Возникает естественная задача компенсации искажений, вносимых неоднородной средой.

Для компенсации рефракционных искажений необходимо [11] определить разность между набегом фазы от фокуса до точек излучателя в однородной и неоднородной среде. Тогда при задании фазы на излучателе, обратной по знаку рассчитанной фазы, при распространении обратно к фокусу аберрации будут компенсироваться. Ясно, что такой подход может быть реализован только с применением многоэлементных фазированных антенных решеток. Однако в данной работе в качестве первого приближения фазовая поправка рассчитывалась на поверхности одноэлементного излучателя, описанного выше. Для учета набега фаз был реализован наиболее простой метод, а именно интегрирование функции медленности среды вдоль прямых лучей, направленных от точек сферической поверхности излучателя A_s к фокусу A_f :

$$\varphi = \omega \int_{A_s}^{A_f} \left(\frac{1}{c_0(x, y, z)} - \frac{1}{c_{00}} \right) ds. \quad (3)$$

Здесь координата s отсчитывает расстояние вдоль луча. Интеграл рассчитывался численно с использованием трилинейной интерполяции значений скорости звука, заданной на дискретной сетке $c_0(x_i, y_j, z_k)$, на точки, находящиеся на луче. Полученное распределение фазы показано на Рис. 3.

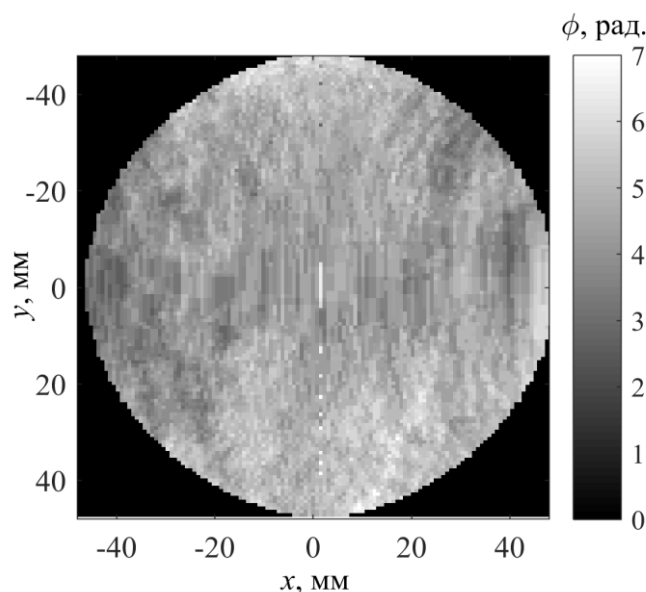


Рис.3. Разность набега фаз на элементах излучателя в однородной и неоднородной среде.

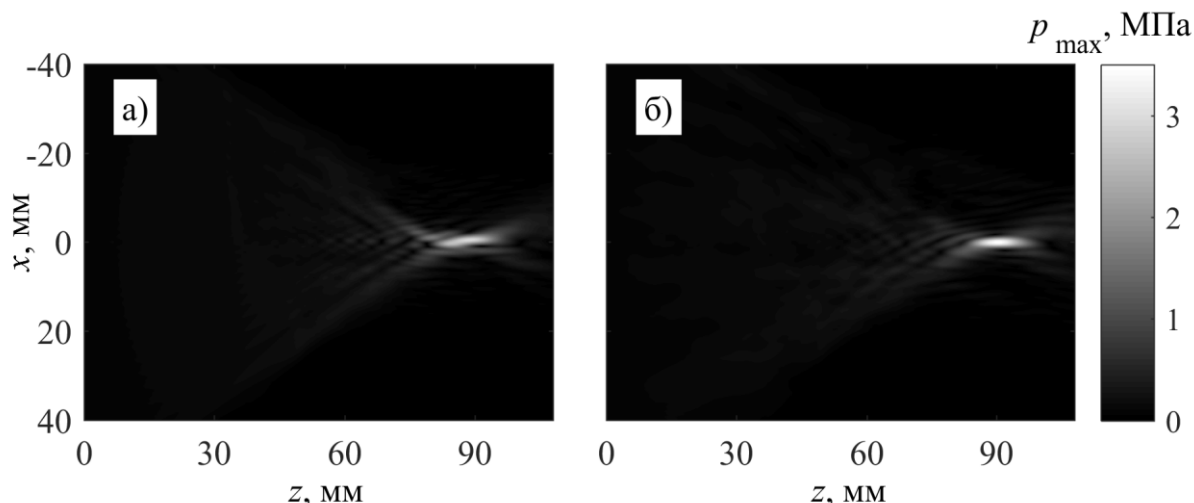


Рис.4. Амплитуда давления в осевой плоскости излучателя без фазовой компенсации (а) и при ее наличии (б).

Данное распределение фазы использовалось для компенсации искажений, вызванных неоднородностями биологической ткани. На рис. 4 показан результат расчета амплитуды поля в осевой плоскости излучателя без фазовой компенсации (а) и при ее наличии (б). Видно, что при наличии компенсации форма фокального максимума стала более регулярной, а амплитуда в фокальном максимуме увеличилась на 15 % по сравнению со случаем без компенсации. Компенсация также привела к тому, что фокус вернулся в свое номинальное положение – точку с координатами (0,0,90) мм, соответствующую фокусировке в однородной среде.

Работа поддержана грантом РФФ № 14-12-00974.

ЛИТЕРАТУРА

1. К. Хилл, Дж. Бэмбер. “Ультразвук в медицине. Физические основы применения”// М.: Физматлит. 2008.
2. Л.Р. Гаврилов. Фокусированный ультразвук высокой интенсивности в медицине // М.: Фазис, 2013.
3. E.J. Dorenberg, F. Courivaud, E. Ring et al. // Minim. Invasive Therapy and Allied Technol. 2013. V. 22(2). P. 73-79.
4. М.Р. Бэйли, В.А. Хохлова, О.А. Сапожников, С.Г. Каргл, Л.А. Крам // Акуст. журн. 2003. Т. 49. № 4. С. 437–464.
5. J. Gu, Y. Jing // IEEE. Trans. Ultrason. Ferroelectr. Freq. Control, vol. 62, no. 11, pp. 1979–1992, 2015.
6. P.J. Westervelt // J. Acoust. Soc. Am. 1963. V. 35. № 4. P. 535-537.
7. Открытая база данных КТ изображений: <https://www.osirix-viewer.com/resources/dicom-image-library/>
8. T.D. Mast et al. // ARLO 1(2), Oct 2000
9. А.С. Бобина, В.А. Хохлова, П.В. Юлдашев // Сборник трудов XVI Всероссийской школы-семинара Физика и применение микроволн имени профессора А.П. Сухорукова (Волны-2017). — 2017. — С. 7–10.
10. F.A. Duck, et al. // Ch.4, Academic Press, London, 1990.
11. S. Masoy, Varslot // J. Acoust. Soc. Am., Vol. 117, No. 1, January 2005, p. 450-461

Экспериментальное исследование особенностей убывания акустического поля в мелком пресном водоеме при наличии свободной границы

Б.И. Гончаренко¹, А.И. Веденев², П.Ю. Муханов¹, А.С. Шуруп^{1,2}

¹Московский государственный университет имени М.В. Ломоносова,
физический факультет, кафедра акустики.

²Институт океанологии им. П.П. Ширшова РАН

shurup@physics.msu.ru

Одним из основных факторов, определяющих успешность реализации гидроакустического мониторинга акваторий является пространственное затухание различных составляющих звуковой волны [1]. Если ранее, при изучении пространственного затухания звука использовался преимущественно приемник звукового давления, то в последнее время возрастает интерес к исследованию именно векторных характеристик акустического поля [2, 3] – колебательной скорости частиц среды, ускорения или смещения частиц среды в звуковом поле. Например, для исследования гидроакустического воздействия на ихтиофауну возникает необходимость измерения параметров движения частиц среды в акустическом поле (колебательной скорости, ускорения или смещения), так как рыбы и беспозвоночные, в основном чувствительны к колебаниям частиц среды, а не к звуковому давлению [4].

В случае, когда источник располагается вблизи свободной поверхности, что соответствует излучению звука большинством надводных судов, теоретически показана [5] возможность возникновения аномально большого затухания, когда убывание звукового поля происходит не по цилиндрическому закону $\sim 1/\sqrt{r}$ и не по сферическому $\sim 1/r$, а по квадратичному закону $\sim 1/r^2$, здесь r – горизонтальное расстояние между источником и приемником. Этот теоретический результат ранее наблюдался в эксперименте при исследовании убывания звукового давления [5]. В то же время, экспериментального исследования пространственного убывания компонент колебательной скорости для рассматриваемого случая, насколько известно авторам, ранее не проводилось.

В настоящей работе приводятся результаты обработки натуральных измерений векторно-фазовой структуры акустического поля, проведенных в русле реки Урал в июне 2017 года. Осуществлялось одновременное измерение, как амплитуды звукового давления, так и трех взаимноортогональных составляющих колебательной скорости, что позволило оценить относительные уровни и сравнить характер пространственного затухания этих составляющих акустического поля.

При проведении эксперимента использовался донный вариант постановки комбинированного приемного модуля (КПМ), состоящего из приемника звукового давления и векторного приемника (ВП) (три взаимноортогональных канала колебательной скорости). Как показали измерения, вертикальное распределение скорости звука $c(r, z)$ в водной толще, а также глубину $h(r)$ в месте проведения эксперимента можно считать постоянными в пределах погрешности прибора: $c(r, z) \cong c_0 = 1482$ м/с, $h(r) \cong h_0 = 5$ м. В ходе проведения эксперимента был записан шумовой сигнал от судна, проходящего мимо КПМ со скоростью ≈ 3 м/с. Этот сигнал в дальнейшем и будет анализироваться. Расстояние до судна в разные моменты фиксировалось с помощью лазерного измерителя расстояний; максимальное расстояние составляло 660 м, минимальное расстояние до КПМ было 70 м (траверз). Скорость течения реки примерно ≈ 1 м/с. Расстояние от КПМ до ближайшего берега \approx

10 м, ширина русла реки в месте проведения измерений ≈ 130 м. Схема эксперимента изображена на Рис. 1а.

Для выявления характера убывания рассматриваемых составляющих звукового поля в зависимости от возрастания горизонтального расстояния r между КПМ и источником звука рассчитывался относительный уровень величины звукового поля

$$L(r): L(r) = 10 \lg \left[\frac{1}{t_2 - t_1} \int_{t_1}^{t_2} \frac{g^2(r, t)}{g_0^2} dt \right],$$
 здесь в качестве функции $g(r, t)$ выбираются

значения давления $p(r, t)$, измеренные в различные моменты времени t для заданного расстояния r , значения вертикальной компоненты колебательной скорости $v_z(r, t)$, а также радиальной компоненты (т.е. компоненты, направленной на источник) $v_r(r, t) = v_x(r, t) \cos \varphi(t) + v_y(r, t) \sin \varphi(t)$, где $\varphi(t)$ – значения пеленга на источник в горизонтальной плоскости; t_1 и t_2 – времена начала и окончания записи сигналов на

заданном расстоянии r ; $g_0^2 = \frac{1}{t_2 - t_1} \int_{t_1}^{t_2} g^2(r_0, t) dt$, где r_0 – минимальное расстояние до

источника. Для оценки $\varphi(t)$ применялся разностно-фазовый метод [1], заключающийся в оценке разности фаз между спектральной амплитудой давления $p(f, t)$ и комбинацией двух компонент колебательной скорости вида $v_x(f, t) + i v_y(f, t)$, i – мнимая единица, для заданного диапазона частот f . В этом случае $\varphi(t)$ соответствует углу между направлением канала x КПМ (см. Рис. 1а) и направлением на источник из центра КПМ. На Рис. 1б изображена оценка пеленга судна, полученная по мере его движения, при обработке данных в полосе частот $f = 500 \div 1200$ Гц, где сосредоточена основная энергия сигнала. Значения углов $\varphi(t) < 70^\circ$ соответствуют приближению судна, а значения $\varphi(t) > 70^\circ$ удалению; на траверзе оценка угла $\varphi(t)$ оказалась равной $\approx 70^\circ$, что соответствует условиям проведения эксперимента. На Рис. 1б видно, что по мере приближения источника наблюдаются заметные вариации пеленга. Анализ экспериментальных данных показал, что этот эффект наблюдается при обработке данных в различных частотных диапазонах, однако причина подобных вариаций $\varphi(t)$ достоверно не известна и требует более детального анализа, выходящего за рамки настоящей публикации. Возможно, что столь несимметричное поведение $\varphi(t)$ связано с разным характером распространения сигнала против течения реки (когда источник движется к КПМ) и по течению (в случае удаления источника). В дальнейшем анализируются уровни спадающих составляющих звукового поля, зарегистрированных при удалении судна от КПМ.

На Рис. 1в представлена зависимость относительных уровней рассматриваемых составляющих звукового поля от расстояния до источника. Результаты представлены для экспериментальных данных, профильтрованных вблизи основной дискреты 530 Гц шумового сигнала корабля. На Рис. 1в также изображены аналитические зависимости, соответствующие цилиндрическому закону убывания, сферическому закону и квадратичному убыванию. Как видно на Рис. 1в, убывание давления $p(r, t)$ соответствует квадратичному закону. Такое же поведение демонстрирует и вертикальная составляющая колебательной скорости $v_z(r, t)$. При этом характер поведения радиальной составляющей $v_r(r, t)$ отличается. На сравнительно небольших расстояниях $v_r(r, t)$ убывает существенно медленнее, чем звуковое давление, приближаясь к цилиндрическому закону; при увеличении расстояния относительные

уровни убывания для $p(r,t)$, $v_z(r,t)$ и $v_r(r,t)$ ведут себя практически одинаково, при этом относительный уровень $v_r(r,t)$ остается выше, чем соответствующие уровни $p(r,t)$ и $v_z(r,t)$. Полученные результаты указывают на то, что в рассматриваемых условиях использование КПМ позволяет получать бóльший объем информации о среде распространения по сравнению с использованием только датчика давления даже на сравнительно больших расстояниях от источника. Полученные результаты являются исходными данными для решения обратной задачи восстановления характеристик водоема, в том числе коэффициента амплитудного поглощения вдоль трассы распространения сигнала. Исследование возможностей подобного рода оценок с учетом выявленных особенностей пространственного убывания составляющих звукового поля относится к перспективам дальнейших исследований.

Работа выполнена при поддержке грантов РФФИ № 16-29-02097 офи_м, № 16-02-00680.

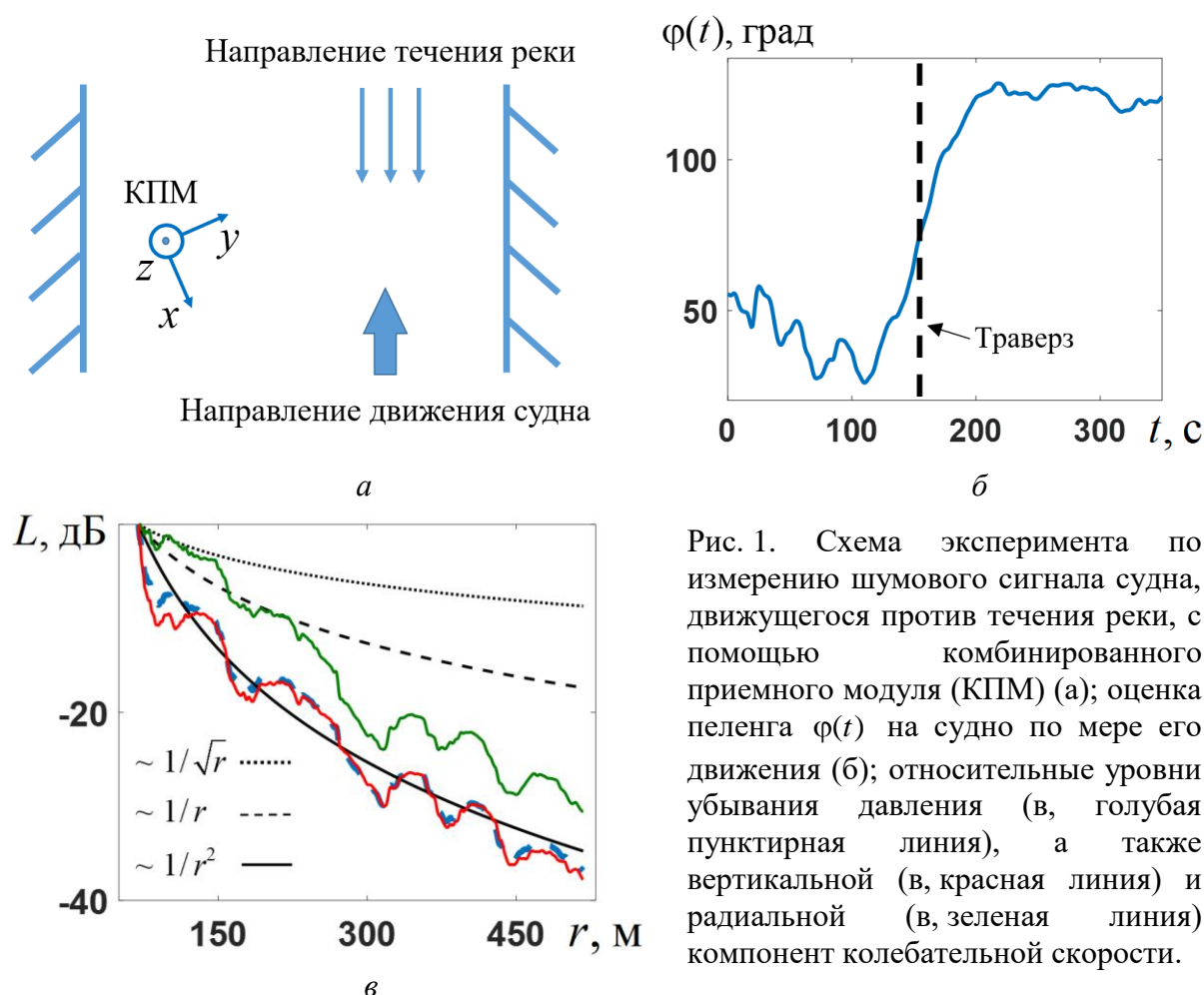


Рис. 1. Схема эксперимента по измерению шумового сигнала судна, движущегося против течения реки, с помощью комбинированного приемного модуля (КПМ) (а); оценка пеленга $\varphi(t)$ на судно по мере его движения (б); относительные уровни убывания давления (в, голубая пунктирная линия), а также вертикальной (в, красная линия) и радиальной (в, зеленая линия) компонент колебательной скорости.

ЛИТЕРАТУРА

1. В.А.Гордиенко «Векторно-фазовые методы в акустике». М.: ФИЗМАТЛИТ, 2007.
2. А.И. Белов, Г.Н. Кузнецов // Акуст. журн. 2017. Т. 63. № 6. С. 614.
3. Г.Н. Кузнецов, А.Н. Степанова // Акуст. журн. 2017. Т. 63. № 6. С. 623.
4. Биоакустика / под ред. В.Н. Ильичева // М.: Высшая школа, 1975.
5. Ф.В. Рожин, О.С. Тонаканов «Общая гидроакустика». М.: изд. МГУ, 1988.

Эластография мягких биологических тканей

И.Ю. Демин

Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского
phdem56@gmail.com

В последние годы методы эластографии получили широкое применение в клинической практике в первую очередь как визуализация и неинвазивная оценка вязкоупругих свойств мягких биологических тканей [1].

В докладе рассмотрены различные методы эластографии, отличающиеся способами возбуждения и регистрации ультразвуковой волны. Проведена классификация методов эластографии как по визуализации деформаций (для внешних или внутренних источников сжатия), так и по способам возбуждения и визуализации сдвиговых волн.

Для эластографии сдвиговой волной уделено внимание вопросам измерения сдвиговых упругих характеристик (модули Юнга и сдвига, скорость сдвиговой волны) для различных методов возбуждения сдвиговой волны в мягких биологических тканях [2].

Отдельно рассмотрены вопросы важности применения теории механики сплошных сред для понимания и улучшения методов ультразвуковой эластографии мягких биологических тканей. Уделено внимание как статическим, так и динамическим методам эластографии. Рассмотрены возможности практического применения различных методов ультразвуковой эластографии для характеристики линейных и нелинейных вязкоупругих свойств, анизотропных (скелетные мышцы) и гиперэластичных свойств как объемных, так и тонкостенных биологических мягких тканей.

Работа выполнена при поддержке гранта РНФ, проект 14-12-00882.

ЛИТЕРАТУРА

1. О.В. Руденко и др. «Основы эластографии сдвиговой волной: теория и физический эксперимент». В кн.: Эластография сдвиговой волны: анализ клинических примеров. Смоленск: Смоленская городская типография, 2017.

2. Д.В. Сафонов и др. Эластография сдвиговой волной: сравнение точности показателей разных ультразвуковых сканеров в эксперименте с калиброванными фантомами // Современные технологии в медицине, 2017.

Эластография сдвиговой волной: физическое моделирование на акустической системе Verasonics и численное моделирование в toolbox k-Wave

И.Ю. Демин, А.А. Лисин, А.Е. Спивак, Д.Д. Шнейдман
Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского
demin@rf.unn.ru

Ультразвуковая эластография отображает информацию о вязкоупругих свойствах ткани, а именно модуль Юнга, который часто ассоциируется с основными патологиями. Увеличение значения модуля Юнга в ткани может быть вызвано развитием фиброза ткани, что, например, имеет место при циррозе печени. На сегодняшний день существует множество ультразвуковых томографов, в которых реализована ультразвуковая эластография [1]. К их числу в том числе относится наиболее продвинутое на данный момент экспертное системы Siemens Acuson S2000 и Supersonic Aixplorer. В них реализованы различные методы эластографии, в том числе акустическая импульсно-волновая эластография (ARFI), эластография сдвиговой волны (SWEI) и эластография сдвиговой волны от компании Supersonic (sSWE). В лаборатории «МедЛаб» Радиофизического факультета Нижегородского государственного университета на акустической системе Verasonics (рис.1) с открытой архитектурой был реализован метод SWEI (Shear Wave Elasticity Imaging) [2].



Рис.1. Акустическая система Verasonics: блок питания (1), управляющий блок (2), компьютер (3), монитор (4), исследуемый фантом и ультразвуковой датчик (5)

Verasonics представляет собой универсальный ультразвуковой прибор, предназначенный для изучения упругих свойств различных биологических или искусственных объектов, оптимизации алгоритмов технической обработки акустических сигналов и разработки наиболее информативных параметров настройки сканеров. Основным достоинством системы Verasonics является ее открытость, то есть возможность в широких пределах изменять параметры ультразвуковых волн, например, количество излучаемых и приемных каналов от 128 до 256, несущую частоту от 1 до 15 МГц, мощность ультразвука до 1000 Вт и программировать их в зависимости от задач и объектов исследования. Принимаемые эхосигналы записываются прибором и доступны для постобработки в виде массивов числовых данных. Весь сценарий посылки импульсов, приема и обработки данных, построения изображения программируется пользователем на языке MATLAB.

В докладе представлены результаты исследования вязкоупругих свойства фантома, имитирующего скелетную мышцу (состоит из желатиновой основы и замороженных в нее упругих струн), изображенного на рис. 2. Для физического моделирования была выбрана флюорокарбоновая (PVDF) леска Kroner Osprey диаметром 0.12 мм. Леска в фантоме была натянута между пластинами из стеклотекстолита. Каждая из стенок может быть снята, поэтому желатиновая основа фантома легко разрушается и может быть перезалита. Размер матрицы из струн – 50×50 мм; расстояние между струнами – 5 мм. Эксперимент проводился над фантомом, в котором использовался высококонцентрированный 15%-й раствор желатина, модуль сдвига которого составлял 4.05 кПа.

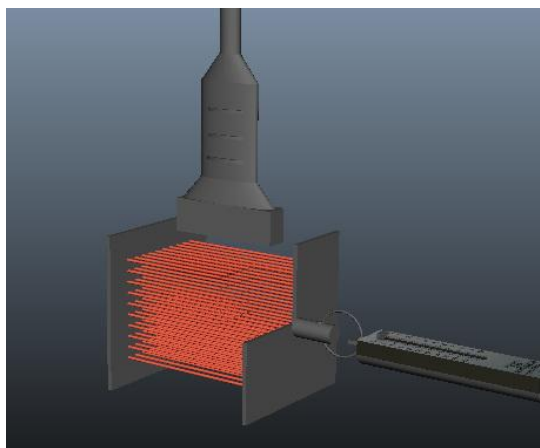


Рис.2. Модель желатинового фантома с упругими струнами.

При проведении физического моделирования распространения сдвиговых волн в скелетной мышце на акустической системе Verasonics использовался стандартный ультразвуковой линейный датчик L7-4. Сдвиговая волна возбуждалась фокусировкой ультразвукового пучка частотой 5 МГц, а сдвиговые импульсы регистрировались на нескольких расстояниях от места фокусировки. По скорости распространения этих импульсов рассчитывался модуль Юнга среды:

$$E = 3\rho V^2$$

где ρ - плотность среды и V - скорость сдвиговой волны.

Приведены результаты измерения модуля Юнга в зависимости от положения датчика относительно направления волокон желатинового фантома.

Положение датчика относительно волокон	Значение модуля Юнга, кПа
Вдоль	123.18
Поперек	98.19
Под углом 45°	94.21

По результатам измерений было сделано заключение о том, что скорости сдвиговых волн, распространяющихся вдоль и поперёк волокон, отличаются, что приводит и к различным значениям модуля Юнга. Их отличие хорошо регистрируется системой Verasonics.

Для реализации численного моделирования распространения сдвиговых волн в мягких биологических тканях был использован k-Wave – программный пакет (toolbox)

для среды MATLAB [3]. Данный пакет хорошо оптимизирован для обработка математических операций с матрицами, что является большим преимуществом при симуляции 2D, и особенно 3D пространства. Пакет k-Wave позволяет моделировать произвольную среду распространения, которая может быть настроена в зависимости от необходимых параметров, таких как скорость звука и плотность среды.

Реализация численного решения данной задачи подразумевает разделение на этапы: сначала задается среда, в которой проводится моделирование (это может быть как линейная среда, так и нелинейное пространство), после этого ставится датчик (в данном случае это модель стандартного линейного датчика для ультразвуковых исследований), и, наконец, симуляция распространения волн в среде.

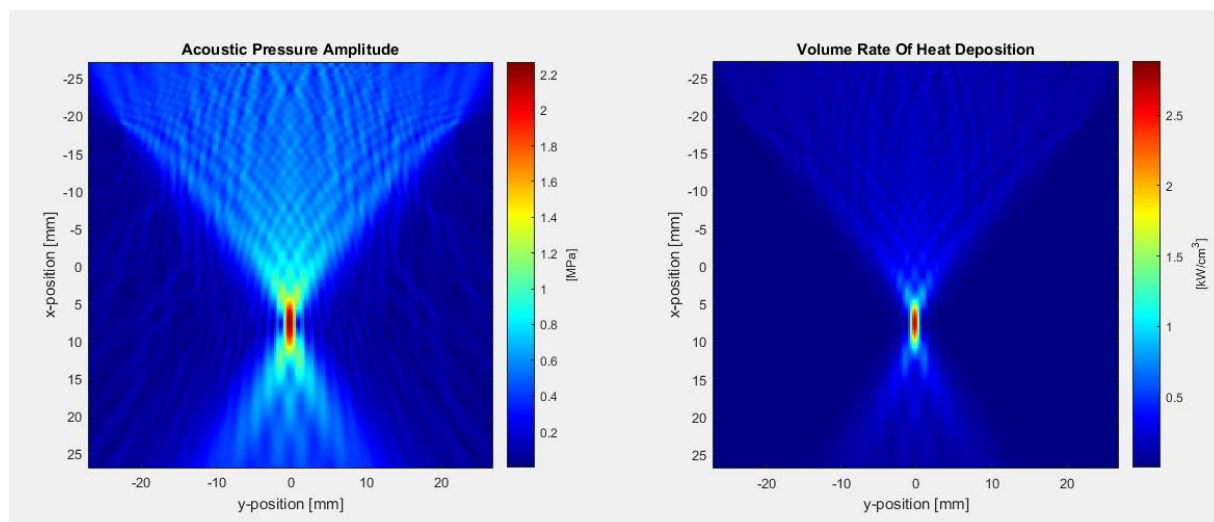


Рис.3. Результат расчета распределения акустического давления в момент фокусировки толкающего импульса (слева по давлению, МПа, справа распределение энергии на единицу объема, kW/cm^3).

Результат работы данного алгоритма позволяет рассчитать распределение акустического давления, что позволяет оценить геометрические размеры пятна фокусировки, а также послужить входными данными для расчета амплитуды сдвиговой волны, что является дальнейшей целью развития данного направления.

Работа выполнена при поддержке гранта РФФ, проект 14-12-00882.

ЛИТЕРАТУРА

3. О.В. Руденко и др. «Основы эластографии сдвиговой волной: теория и физический эксперимент». В кн.: Эластография сдвиговой волны: анализ клинических примеров. Смоленск: Смоленская городская типография, 2017.
4. R.Sh. Khalitov, S.N. Gurbatov, I.Yu. Demin // Physics of Wave Phenomena. 2016. V.24. No 1. P.73.
5. F. Prieur, S. Catheline // Proc. Mtgs. Acoust. 2016. V. 29. P. 020002.

Совершенствование некоторых методов сейсморазведки с помощью данных о рассеянии волн Рэлея на рельефе

Р.А. Жостков

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки
Институт физики Земли им. О.Ю. Шмидта Российской академии наук
shageraxcom@yandex.ru

Сегодня для геофизической разведки все более популярными становятся методы, использующие анализ поверхностных акустических волн (ПАВ), так, например, в методах поверхностно-волновой томографии [1] используются данные о скорости распространения ПАВ, с помощью которых решая обратную задачу удается количественно определить неоднородную структуру недр. Однако в ряде задач достаточно качественных результатов, поэтому целесообразно использовать более простые методы, основанные на анализе амплитуды ПАВ [2-4].

Разработанный в ИФЗ РАН метод микросейсмического зондирования (ММЗ) [2], основывающийся на анализе амплитудных вариаций микросейсмического поля, хорошо зарекомендовал себя в многочисленных натуральных исследованиях, например, [5, 6]. Суть этой технологии состоит в определении пространственного распределения относительной интенсивности фонового микросейсмического поля, при этом области с повышенной интенсивностью ассоциируются с низкоскоростными включениями и наоборот, а зондирование по глубине осуществляется с использованием ПАВ различной длины λ (рис. 1а). Разрешающая способность метода в двумерном случае не позволяет выявить объекты с характерным размером меньшим длины зондирующей волны (рис. 1а). Эта технология продолжает совершенствоваться [7, 8], однако вопросам учёта влияния рельефа в данном методе до сих пор не уделено должного внимания. Настоящая работа посвящена исследованию этого вопроса.

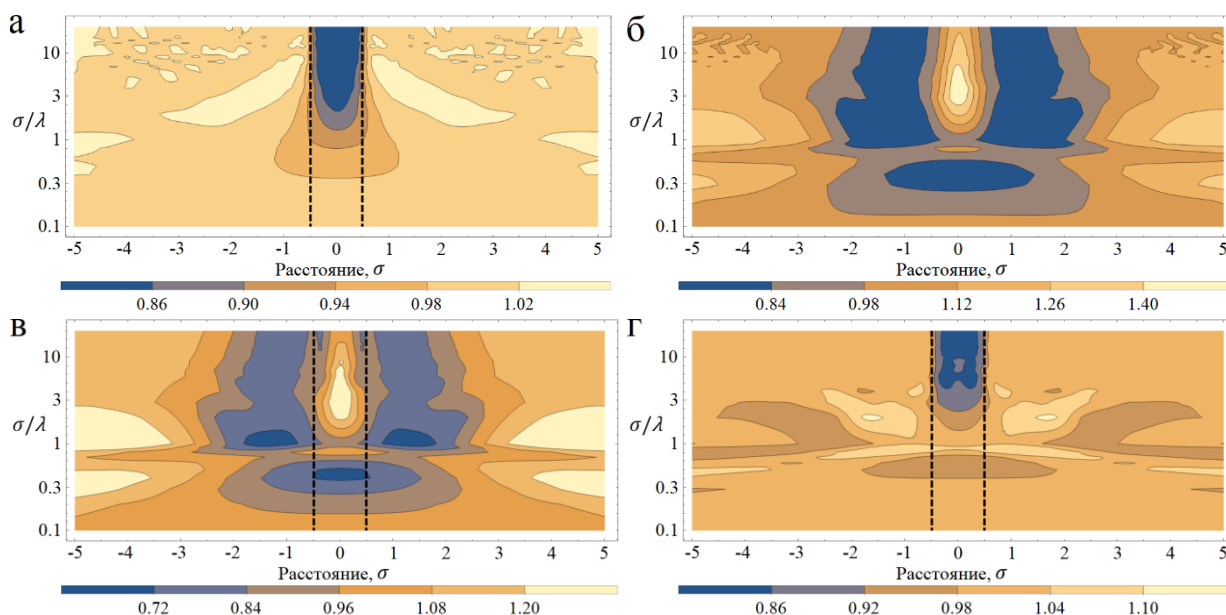


Рис.1. Восстановление глубинной структуры среды с помощью ММЗ при наличии: а) только включения; б) только рельефа; в) и включения и рельефа без поправки; г) и включения и рельефа с поправкой. Рельеф задавался в виде гауссоиды: $y = 2\sigma \exp[-x^2/2\sigma^2]$, положение включения, отличающегося от вмещающей среды большим на 20% модулем Юнга, отмечено пунктиром.

Эта задача решалась с помощью численного моделирования в среде Comsol Multiphysics [9] для чего была создана универсальная двумерная модель, а рельеф задавался в виде гауссоиды. Были выбраны стандартные для такого рода задач граничные условия, а зондирующий сигнал представляет собой цуг поверхностной волны, распространяющийся слева и соответствующий аналитическому решению для волны Рэлея [10].

Параметры модели подбирались автоматически, чтобы с одной стороны обеспечить высокую точность, а с другой – сэкономить вычислительные ресурсы.

Показано, что даже небольшой по сравнению с длиной зондирующей волны рельеф может вносить заметные искажения в получаемые результаты (рис. 1б), и в ряде случаев эти ошибки становятся принципиальными. Так при одновременном наличии включения и рельефа (рис. 1в) может неверно определяться тип включения – вместо высокоскоростного включения (рис. 1а) диагностируется низкоскоростное, кроме того ошибочно определяется его форма – вместо протяженного с вертикальными границами получаем скорее округлый заглубленный объект.

Предложенный алгоритм поправки на рельеф позволяет в линейном приближении исключить эти ошибки и повысить точность технологии зондирования (рис. 1г). Модификация метода заключается в дополнительной нормировке получаемого результата (рис. 1в) на поле рассеянной только на рельефе ПАВ (рис. 1б).

Учет влияния рельефа может также повысить точность геофизических исследований, выполняемых с помощью метода Накамуры (ссылка), который заключается в совместном анализе вертикальной и горизонтальной компоненты ПАВ.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (проект № 17-77-10162)

ЛИТЕРАТУРА

1. Т.Б. Яновская. Поверхностно-волновая томография в сейсмологических исследованиях СПб.: Наука, 2015.
2. А.В. Горбатилов. Патент РФ № 2271554.
3. Y.A. Nakamura // QR Railw. Tech. Res. Inst. 1989. V. 30. P. 25–33.
4. Р.А. Жостков и др. Сравнение микросейсмического зондирования и томографического подхода при изучении глубинного строения Земли // Изв. РАН. Сер. физическая 2017. Т. 81. С. 72-75.
5. Д.В. Лиходеев и др. Исследование глубинного строения вулкана Эльбрус методом микросейсмического зондирования // Вулканология и сейсмология. 2017. № 6. С. 28–32.
6. В.И. Горбенко Вопросы применимости молекулярно-электронных сейсмоприемников в пассивной сейсморазведке на примере изучения глубинного строения Калужской кольцевой структуры по данным анализа поверхностных волн // Сейсм. приборы. 2016. Т. 52. № 3. С. 5–19.
7. А.В. Горбатилов, А.А. Цуканов Моделирование волн Рэлея вблизи рассеивающих скоростных неоднородностей. Исследование возможностей метода микросейсмического зондирования // Физика Земли. 2011. № 4. С. 96-112.
8. Р.А. Жостков, Д.А. Преснов, А.Л. Собисевич Развитие метода микросейсмического зондирования // Вестник КРАУНЦ. Сер. науки о Земле. 2015. Т. 2. № 26. С. 11–19.
9. COMSOL Multiphysics 5.3a лицензия № 9600341.
10. И.А. Викторов Звуковые поверхностные волны в твердых телах // М.: Наука, 1981.

Кодирование сигналов в акустической томографии нелинейного параметра

Е.А. Котельников, Р.В. Крюков, В.А. Буров, К.В. Дмитриев, О.Д. Румянцева
Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова, физический факультет, кафедра
акустики
burov@phys.msu.ru

Возникновение и степень проявления нелинейных эффектов при распространении акустических волн зависит от нелинейных свойств среды (объекта), исследуемой в процессе томографирования. Количественными характеристиками, отвечающими за нелинейные свойства (до третьего порядка, включительно) жидкой среды, являются акустические нелинейные параметры второго порядка $\varepsilon_2(\vec{r})$ и третьего порядка $\varepsilon_3(\vec{r})$. Их можно ввести при разложении уравнения состояния $P = P(\rho)$ в ряд по малым отклонениям $\rho'(\vec{r}, t)$ плотности среды $\rho(\vec{r}, t) \equiv \rho_0 + \rho'(\vec{r}, t)$ от ее постоянного невозмущенного значения ρ_0 . Здесь $P(\vec{r}, t) \equiv P_0 + p(\vec{r}, t)$ – полное давление, P_0 – его постоянное невозмущенное значение, $p(\vec{r}, t)$ – акустическое давление. С точностью до величин третьего порядка малости (включительно), этот ряд имеет вид:

$$P(\rho, \vec{r}) = P_0 + c^2(\vec{r})\rho' + \frac{\varepsilon_2(\vec{r}) - 1}{\rho_0} c^2(\vec{r}) (\rho')^2 + \frac{\varepsilon_3(\vec{r})}{\rho_0^2} c^2(\vec{r}) (\rho')^3 + \dots,$$

где $c^2(\vec{r}) = \left(\frac{\partial P}{\partial \rho} \right)_{\rho=\rho_0}$ – квадрат скорости звука, $A = \frac{\rho_0}{P_0} c^2(\vec{r})$, $B = \frac{\rho_0^2}{P_0} \left(\frac{\partial^2 P}{\partial \rho^2} \right)_{\rho=\rho_0}$,

$$C = \frac{\rho_0^3}{P_0} \left(\frac{\partial^3 P}{\partial \rho^3} \right)_{\rho=\rho_0}, \quad \varepsilon_2(\vec{r}) = 1 + \frac{B}{2A}, \quad \varepsilon_3(\vec{r}) = \frac{C}{6A}.$$

Знание акустических нелинейных параметров среды представляет большой интерес для задач медицинской диагностики. Такие параметры обладают более высоким относительным контрастом в патологически измененной биоткани (по сравнению со здоровой), чем линейные параметры – скорость звука, плотность биоткани и поглощение в ней [1]. Восстановление нелинейных параметров возможно с помощью малого количества преобразователей за счет эффекта рассеяния звука на звуке при неколлинеарном взаимодействии кодированных первичных волн, зондирующих томографируемый объект [2, 3]. Так, пространственное распределение в виде некоторой комбинации нелинейных параметров $\varepsilon_2(\vec{r})$ и $\varepsilon_3(\vec{r})$ можно восстановить, имея всего три излучателя и один приемник [3] за счет регистрации нелинейно рассеянных сигналов на комбинационных частотах третьего порядка [4]. Однако задача получения томограмм отдельно для $\varepsilon_2(\vec{r})$ и отдельно для $\varepsilon_3(\vec{r})$ усложняется тем, что регистрируемый комбинационный сигнал третьего порядка формируется за счет двух конкурирующих процессов (происходящих при нелинейном взаимодействии трех зондирующих волн) – взаимодействия чисто третьего порядка и двукратного взаимодействия второго порядка [4, 5]. Первый процесс представляет собой локальное взаимодействие трех зондирующих волн в одной и той же точке среды с образованием результирующей волны на комбинационных частотах третьего порядка, несущей информацию об искомом нелинейном параметре третьего порядка $\varepsilon_3(\vec{r})$. Вклад в поле на приемнике от данного типа взаимодействия является информативным. Второй же процесс состоит из двух последовательных актов нелинейного взаимодействия второго порядка, которые могут происходить в различных точках

среды; этот процесс не является локальным и не несет информацию о $\varepsilon_3(\vec{r})$. Вклад в поле на приемнике, обусловленный данным процессом, является мешающим.

Разделение вклада от упомянутых конкурирующих процессов в поле на приемнике, регистрируемое на комбинационных частотах третьего порядка, и, следовательно, в получаемую итоговую томограмму, представляет основную трудность в задачах акустической нелинейной томографии третьего порядка [5]. Тем не менее, кодирование зондирующих волн в сочетании с корреляционной обработкой принимаемого сигнала позволяет не только использовать малое количество преобразователей, но и добиться положительных результатов по разделению вклада от конкурирующих процессов, однако в случае кодирования именно всех трех зондирующих волн [5].

В представляемой работе исследованы несколько способов кодировки зондирующих сигналов. Дело в том, что весьма малая амплитуда регистрируемого информативного сигнала третьего порядка приводит к необходимости жесткого ограничения ширины частотной полосы спектра используемых зондирующих сигналов, причем максимальная возможная ширина Δf для каждого зондирующего сигнала определяется параметрами томографической схемы [3]. В связи с этим, нужно выбрать наиболее подходящий способ кодировки, как с точки зрения практической реализации зондирующего сигнала с учетом требования жесткой локализации спектра в полосе Δf , так и с точки зрения качества получаемого изображения.

Первый исследованный и использованный в экспериментах [2, 3] способ кодировки – фазоманипулированный сигнал. Для его формирования изначально монохроматический сигнал кодируется псевдослучайной последовательностью, которая задается произвольным количеством элементов. Каждый элемент последовательности принимает одно из двух значений (“1” либо “–1”), и ему сопоставляется кодовый интервал с длительностью τ^{code} . При наступлении каждого нового кодового интервала, фаза исходного монохроматического сигнала либо не изменяется (в случае значения кодирующей последовательности “1”), либо изменяется на π (в случае значения “–1”). Спектр сигнала, кодированного таким способом, не имеет изначально хорошей локализации (рис. 1а), и поэтому при формировании излучаемого сигнала такой спектр необходимо предварительно профильтровать, оставив компоненты лишь в заданной частотной полосе Δf . Тем самым, встает вопрос об оптимальной длительности кодового интервала τ^{code} для исходного фазоманипулированного сигнала до фильтрации. Другими словами, требуется определить, какое количество периодов n на центральной частоте сигнала f_0 должно укладываться на протяжении кодового интервала при заданном максимально допустимом значении Δf , т.е. $n \equiv \tau^{\text{code}} f_0$. Так, с одной стороны, увеличение длительности кодового интервала τ^{code} приводит к сужению ширины спектра исходного фазоманипулированного сигнала, и, тем самым, можно добиться, чтобы существенная часть этого спектра лежала внутри полосы Δf . Например, количество периодов, при котором ширина центрального “лепестка” спектра фазоманипулированного сигнала практически совпадает с шириной Δf , определяемой параметрами схемы, составляет $n = f_0 / \Delta f$. Однако чем длиннее кодовый интервал τ^{code} , тем меньше, при фиксированной длительности излучения, сложность излучаемого зондирующего сигнала (т.е. полное количество элементов в последовательности, кодирующей излучаемый сигнал); как следствие, ухудшается разрешающая способность итоговой томограммы. С другой стороны, если, наоборот, уменьшать τ^{code} ,

то ширина центрального “лепестка” спектра исходного сигнала будет увеличиваться. Тогда фильтрация этого спектра прямоугольным “окном” (края окна сглаживаются) с заданной шириной Δf , которая выполняется для формирования излучаемого сигнала, будет приводить к потере тем большей части кодовой информации, чем меньше τ^{code} . Тем самым, надо найти компромиссный вариант для значения τ^{code} , при котором обеспечивается приемлемая разрешающая способность. Численным моделированием найдено, что наиболее подходящим является количество периодов $n \approx f_0 / (1.5 \Delta f)$ (n округляется до целого значения), как наиболее сбалансированное (рис. 1а). Это значение n , эквивалентное длительности кодового интервала $\tau^{\text{code}} \approx 1 / (1.5 \Delta f)$, индивидуально для каждого из излучаемых сигналов.

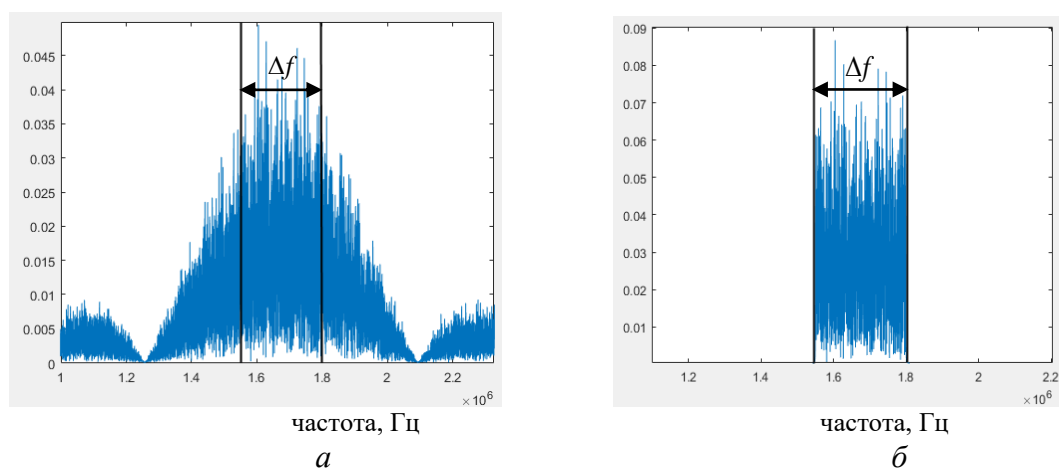


Рис. 1. Абсолютное значение спектра фазоманипулированного (а) и sinc-модулированного (б) сигнала; темными вертикальными линиями показана частотная полоса, в которой фильтруется сигнал.

В рассмотренном выше случае исходного фазоманипулированного сигнала, фильтрация приводит к обрезанию периферийной части спектра этого сигнала (рис. 1а) и, следовательно, к потере кодовой информации. Кроме того, необходимо обеспечить обрезание периферийной части спектра с высокой степенью точности; в противном случае, остатки компонент спектра, которые, в идеале, должны быть отфильтрованы, могут порождать сильные мешающие сигналы в рабочей полосе принимаемого сигнала третьего порядка. Это обстоятельство предъявляет повышенные требования к практической реализации процедуры фильтрации. Тем самым, более целесообразно использовать тот способ кодирования исходного сигнала, который изначально дает хорошо локализованный спектр. Ниже рассматриваются два таких способа: формирование исходного сигнала, во-первых, в виде суммы модулированных по фазе сигналов с sinc-образной огибающей, т.е.

$$\sum_{m=1}^M Z_m \operatorname{sinc} \left\{ \pi \Delta f (t - \tau^{\text{code}} m) \right\} \exp \left\{ -i 2\pi f_0 (t - \tau^{\text{code}} m) \right\} \quad (\text{здесь } Z_m \text{ — значение текущего}$$

элемента псевдослучайной последовательности, равное “1” либо “−1”); во-вторых, в виде случайного шума, спектр которого фильтруется в заданной полосе Δf . Спектр обоих сигналов четко локализован именно в той полосе частот от $(f_0 - \Delta f / 2)$ до $(f_0 + \Delta f / 2)$, в которой может присутствовать спектр зондирующего сигнала (рис. 1б).

При численном моделировании использовались параметры реальной томографической схемы. Так, спектры трех зондирующих волн были представлены частотами $f_1, f_2 \in (1.55 \div 1.8)$ МГц, $f_3 \in (2.075 \div 2.325)$ МГц; углы между акустической

осью приемника и акустическими осями трех излучателей составляли, соответственно, $\beta_1 = 33^\circ$, $\beta_2 = -104^\circ$, $\beta_3 = -19^\circ$. Регистрировался сигнал на суммарно-разностных комбинационных частотах $f_{+-} = f_1 + f_2 - f_3$, где $f_{+-} \in (0.9 \div 1.4)$ МГц. Для сравнения трех способов кодирования излучаемых зондирующих сигналов – фазоманипулированного, sinc-модулированного и фильтрованного шумового – проводилось два вида тестов. В первом тесте моделируется отклик нелинейной томографической системы (т.е. результат корреляционной обработки регистрируемого сигнала) на точечный нелинейный рассеиватель. Результатом является томограмма в виде ограниченного “пятна”, чьи поперечные размеры определяют разрешающую способность томографической системы в соответствующем направлении. Лучший результат получается при использовании фильтрованного случайного шума в качестве зондирующего сигнала: “пятно” имеет наиболее округлую форму. Кроме того, при кодировании с помощью случайного шума мнимая часть отклика оказывается наименьшей по отношению к действительной, т.е. качество восстановления лучше.

Во втором тесте нелинейный рассеиватель задавался в виде в виде трех брусков, с постоянным значением нелинейного параметра внутри них. Бруски располагались на нулевом фоне под углами 0° , 45° и 90° по отношению к направлению приема (рис. 2). Данный тест проводился для проверки зависимости отклика томографической системы от направления протяженного рассеивателя. Несколько лучший результат, связанный с меньшим различием в разрешающей способности, опять получается при использовании фильтрованного случайного шума. Тем не менее, в целом, различия в качестве томограмм, получаемых в обоих тестах при всех трех способах кодирования, незначительны, и поэтому выбор того или иного способа определяется, в первую очередь, имеющимися техническими возможностями излучения и приема сигналов в заданных частотных полосах с заданной точностью [3].

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

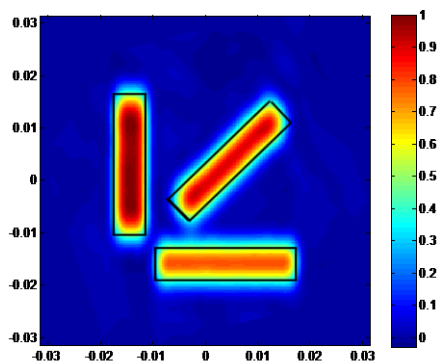


Рис.2. Восстановленное нормированное пространственное распределение акустического нелинейного рассеивателя третьего порядка в виде трех брусков, расположенных на нулевом фоне; контуры модельных брусков изображены сплошными линиями. Пространственные отсчеты по горизонтальной и вертикальной осям приведены в метрах.

ЛИТЕРАТУРА

1. F.A. Duck “Physical Properties of Tissue”. London: Academic Press, 1990.
2. С.А. Береза, В.А. Буров, С.Н. Евтухов // Акуст. журн. 2008. Т. 54. № 4. С. 522.
3. В.А. Буров, А.А. Шмелев, Д.И. Зотов // Акуст. журн. 2013. Т. 59. № 1. С. 31.
4. В.А. Буров и др. // Акуст. журн. 2015. Т. 61. № 6. С. 669.
5. В.А. Буров, Р.В. Крюков, О.Д. Румянцева // Известия Российской Академии Наук. Серия Физическая. 2015. Т. 79. № 12. С. 1676.

Восстановление трёхмерного строения среды по данным о временах пробега объёмных волн от внутренних источников

Д.В. Лиходеев, Д.А. Преснов, Л.Б. Славина
Институт физики Земли им. О.Ю. Шмидта Российской академии наук (ИФЗ РАН)
dmitry@ifz.ru

Наиболее эффективные методы изучения строения крайне неоднородной земной коры основаны на использовании сейсмических волн, которые могут быть как естественного, так и искусственного происхождения. Задача восстановления свойств среды по данным о наблюдаемых параметрах волн, прошедших через заданную область среды, является примером типичной обратной задачи. За последние несколько десятков лет интенсивное развитие и широкое распространение получили томографические методы изучения строения Земли на масштабах от нескольких десятков до тысяч км, в основе которых лежит информация о временах вступления продольных (P) и поперечных (S) волн, вызванных землетрясениями [1]. Главный принцип лучевой сейсмической томографии заключается в параметризации модели среды набором базисных функций, параметры которых выбираются таким образом, чтобы время пробега волны вдоль рассчитанного в рамках модели луча удовлетворяло экспериментально наблюдаемому времени. Таким образом, выполнение локальных исследований с целью изучения достаточно мелких особенностей среды в томографическом подходе возможно лишь в сейсмически активных регионах земного шара, среди которых особый интерес представляют вулканические области [2]. При этом, наиболее сложно устроенные объекты, в которых возникают сами сейсмические события, обычно расположены на границе изучаемой области и остаются слабо покрытыми лучами, а значит информация, получаемая об их строении, является либо слишком сглаженной, либо недостаточно достоверной.

В настоящей работе представлен новый алгоритм инверсии данных о временах пробега объёмных сейсмических волн в трёхмерно-неоднородной среде, основанный на предложенном ранее методе “обратимой волны” [3]. В отличие от томографии, где восстанавливается распределение скоростей во всем регионе, через который проходят сейсмические лучи, в развиваемом методе рассматривается только небольшая сферическая область вблизи источника. Задача состоит в поиске приближенного решения несовместной системы уравнений:

$$A(x_i - x_0) + B(y_i - y_0) + C(z_i - z_0) = t_i - t_0, \quad (1)$$

относительно неизвестных коэффициентов A , B , C . В (1) сделаны следующие обозначения: x_0 , y_0 , z_0 - координаты центра расчётной области; x_i , y_i , z_i - координаты других (i -ых) сейсмических источников, попадающих в область расчёта; $(t_i - t_0)$ - невязка времён прихода волн от i -го и 0 -го источника в приёмник. Итоговое распределение скорости в регионе получается в результате интерполяцией рассчитанных для отдельных сфер значений скоростей $V^2 = 1/(A^2 + B^2 + C^2)$.

Апробация метода была выполнена на синтетических трёхмерных моделях. По заданным координатам источника и распределению скоростей в различных пространственных точках модели среды решалась прямая задача и рассчитывалось время прихода волны на приёмник в лучевом приближении. Лучевое трассирование выполнялось с учётом принципа наименьшего действия путем численного решения

уравнения эйконала на основе явной конечно-разностной схемы и метода “расширяющегося волнового фронта” [4]. На первом этапе исследований была задана трехмерная модель среды с неоднородностью в горизонтальной плоскости в виде шахматной доски (такой тип часто используется при оценке разрешающей способности сейсмической томографии) с размером клетки 26x26 км, значение скорости от клетки к клетке изменяется скачком на 1 км/с; по вертикали задан линейный градиент скорости от 4 км/с на поверхности до 7 км/с на глубине. В качестве источников волнового сигнала при моделировании использовались координаты более 5000 гипоцентров землетрясений, зарегистрированных в Азербайджане за период с 2006 по 2014 гг. (отмечены кружками на рис. 1) по данным того же каталога землетрясений, что использовался в работе [5]. Рассчитывалось время пробега волны от каждого источника, до каждого приёмника – станции сейсмологической службы Национальной академии наук Азербайджана (отмечены треугольниками на рис. 1). Размер области, в которой выполнялась инверсия, задавался двумя параметрами $R_{\min} = 5$ км, $R_{\max} = 15$ км.

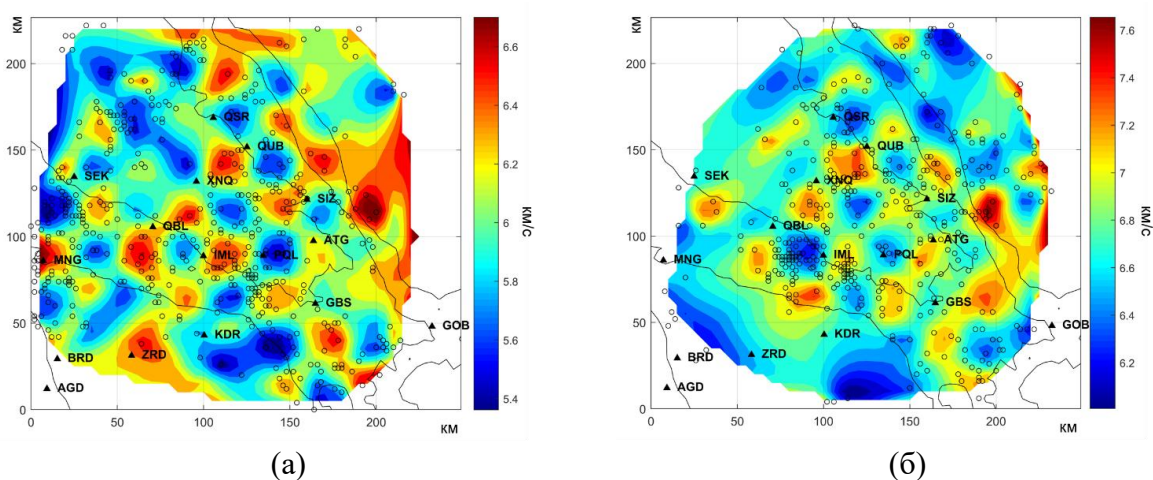


Рис. 1. Результат восстановления скоростных параметров среды для синтетической модели в виде шахматной доски на примере сети приёмников в Азербайджане – горизонтальный срез на глубине 25 км (а) и 40 км (б).

На рис. 1 представлены результаты решения обратной задачи. Можно сделать вывод, что исходная модель восстановлена достаточно точно в местах с плотным заполнением источниками, что свидетельствует о достоверности и высокой разрешающей способности метода. Однако, необходимо заметить, что реальные экспериментальные данные всегда содержат ошибки, которые окажут влияние на корректность решения обратной задачи.

Работа выполнена при финансовой поддержке гранта Президента Российской Федерации для поддержки научных школ № НШ-5545.2018.5.

ЛИТЕРАТУРА

1. G. Nolet A Breviary of seismic tomography. Cambridge Univ. Press. 2008.
2. I. Koulakov, N. Shapiro. Seismic Tomography of Volcanoes. Springer, Berlin, Heidelberg. 2014.
3. L.B. Slavina, N.B. Pivovarova // Physics of the Earth and Planetary Interiors. 1992. V. 75, No. 1, P. 77 – 88.
4. G. Schuster. Seismic Inversion. Society of Exploration Geophysicists. 2017.
5. Л.Б. Славина и др. // Вопросы инженерной сейсмологии. 2017. Т. 44. № 1. С. 31-56.

Оценка точности однонаправленной модели уравнения Вестервельта при изменении угла распространения нелинейной волны

И.С. Мездрохин, П.В. Юлдашев, В.А. Хохлова

Московский государственный университет имени М.В. Ломоносова, физический факультет, Москва,
Россия

mezdrokhin@mail.ru

Мощные фокусирующие ультразвуковые излучатели используются в различных медицинских терапевтических и хирургических приложениях [1]. Важной задачей в данной области является численное моделирование полей таких излучателей, которое помогает изучить характеристики поля и предсказать его воздействие на биологическую ткань. Одной из наиболее удобных моделей, описывающих нелинейные эффекты, дифракцию и термовязкое поглощение при распространении звуковой волны является уравнение Вестервельта:

$$\frac{\partial^2 p}{\partial t \partial z} = \frac{c_0}{2} \Delta p + \frac{\varepsilon}{2\rho_0 c_0^3} \frac{\partial^2 p^2}{\partial \tau^2} + \frac{\delta}{2c_0^3} \frac{\partial^3 p}{\partial \tau^3}. \quad (1)$$

В такой записи уравнение представлено в эволюционном виде по координате z . Здесь $p(\tau, x, y, z)$ – акустическое давление, $\tau = t - z/c_0$ – время в бегущей системе координат, Δ – оператор Лапласа, $\Delta = \partial^2/\partial x^2 + \partial^2/\partial y^2 + \partial^2/\partial z^2$ в декартовой системе координат (x, y, z) ; ρ_0 , c_0 , ε и δ – плотность, скорость звука, коэффициент нелинейности и коэффициент термовязкого поглощения в среде, соответственно.

Распространенным методом численного решения уравнения (1) является метод расщепления по физическим факторам, в котором ультразвуковое поле рассчитывается итеративно от одной плоскости xy к другой с шагом Δz по продольной координате z , сонаправленной с осью излучателя. Для каждого физического эффекта при этом применяется своя, наиболее подходящая численная схема. Так, дифракция обычно рассчитывается методом углового спектра, который соответствует разложению поля пучка на совокупность плоских волн, распространяющихся под разными углами к оси излучателя. Нелинейная часть уравнения в случае гармонического начального поля решается путем интегрирования системы обыкновенных дифференциальных уравнений для амплитуд гармоник для каждой точки в плоскости xy . Поглощение учитывается умножением на соответствующий экспоненциальный множитель.

При таком подходе нелинейные эффекты учитываются так, как будто волна на каждом шаге проходит расстояние Δz , хотя в волновом пучке различные компоненты углового спектра распространяются под разными углами к оси z и, следовательно, проходят различные расстояния от плоскости z до плоскости $z + \Delta z$ в зависимости от угла наклона. Поэтому для волн с большим углом наклона можно было бы ожидать более сильных нелинейных искажений по сравнению с волнами, бегущими вдоль оси пучка. В то же время эффекты поперечной дифракции усиливаются при увеличении угла и возможно компенсируют усиление нелинейных эффектов. Целью данной работы было проверить точность метода расщепления по физическим факторам для решения однонаправленного нелинейного уравнения Вестервельта.

Алгоритм исследования состоял из двух этапов. Сначала моделировалось распространение ультразвуковой волны от плоского полосового поршневого излучателя с шириной 1 см, рабочей частотой 1 МГц и амплитудой давления 10 кПа. Скорость звука в среде была выбрана равной 1500 м/с, коэффициент нелинейности 3.5. Излучатель располагался на плоскости $z = 0$ (рис.1а). Решение дифракционной части

задачи на каждом шаге Δz последовательно рассчитывалось методом углового спектра [2,3]. Расчет нелинейного оператора проводился с помощью метода Рунге-Кутты 4-го порядка [4]. Таким образом рассчитывались распределения амплитуды и фазы ста гармоник поля давления в исследуемой области. Затем расчет поля проводился в новой системе координат, ось z' которой была повернута относительно оси z начальной системы координат на некоторый заданный угол $\alpha = 26,56^\circ$. В качестве начального условия было задано распределение поля в плоскости старой системы, совпадающей с плоскостью $z' = 0$ новой системы координат. Таким образом первый расчёт был повторно продолжен дальше с этой плоскости, но на другой сетке, повернутой на угол $\alpha = 26,56^\circ$ относительно сетки исходной системы координат. Ситуация соответствует распространению плоских волн от края излучателя, направленных под углом к его оси. Далее было проведено сравнение двух расчетов: на начальной и повернутой численных сетках.

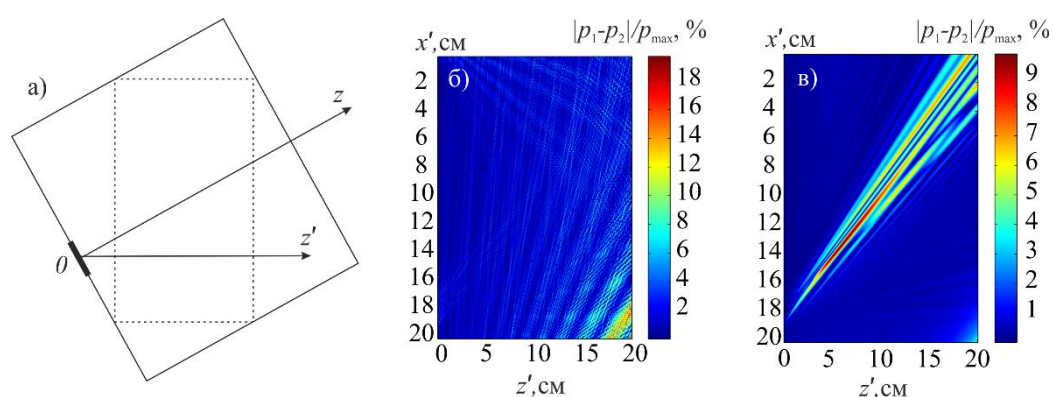


Рис.1. а) Геометрия задачи: z – продольная ось исходной численной сетки с шагом $dx = 0.125\text{мм}$, $dz = 0.125\text{мм}$, z' – продольная ось повернутой сетки с шагом $dx = 0.28\text{мм}$, $dz = 0.28\text{мм}$, излучатель в плоскости $z = 0$, пунктиром – окно отображения результатов. б,в) Модуль разности давлений при расчете в прямой p_1 и повернутой p_2 системе координат, приведенный к максимальной амплитуде давления p_{\max} во всей области для первой и второй гармоник соответственно.

Было показано, что при достаточно малом шаге сетки пространственные распределения, полученные в двух различных системах координат, принципиально не различаются, а отличия вызваны лишь отражениями волны от границы области численного исследования (рис.1в). Таким образом, метод расщепления по физическим факторам может быть успешно использован с высокой точностью для решения численной задачи моделирования нелинейных волновых пучков, имеющих достаточно большой угловой размер. При этом нелинейные искажения, вызванные различным расстоянием, проходимым волной из-за наклонного падения компенсируются дифракционными эффектами.

Работа поддержана грантом РФФ № 14-12-00974.

ЛИТЕРАТУРА

1. М.Р. Бэйли, В.А. Хохлова, О.А. Сапожников., С.Г. Каргл, Л.А. Крам. Физические механизмы воздействия терапевтического ультразвука на биологическую ткань (обзор) // Акуст. журн. 2003. Т. 49. № 4. С. 437–464.
2. М.Б. Виноградова, О.В. Руденко, А.П. Сухоруков, Теория волн, 1979. С. 384.
3. П.В. Юлдашев, В.А. Хохлова. Моделирование трехмерных нелинейных полей ультразвуковых терапевтических решеток // Акуст. журн., 2011, Т. 57, №3 с. 337–347.
4. Н.С. Бахвалов, Н.П. Жидков, Г.М. Кобельков. Численные методы, 2001. С. 603

Широкополосная калибровка гидрофонов с использованием методов акустической голографии и измерения радиационной силы

Д.А. Николаев, С.А. Цысарь, О.А. Сапожников

Московский государственный университет имени М. В. Ломоносова, физический факультет
da.nikolaev@physics.msu.ru

Ультразвуковые поля, используемые в медицинских приложениях, должны быть точно охарактеризованы, в особенности в случае терапевтического ультразвука, где любая неопределенность в свойствах поля может оказать критическое влияние на эффективность операции. Поэтому необходимо знать точное пространственно-временное распределение акустического поля, т.е. зависимость давления и нормальной компоненты скорости в каждой точке пространства в зависимости от времени, создаваемое излучателем. На основании измеренной голограммы [1] высокоинтенсивных акустических полей и известных свойств среды распространения возможно восстановить нормальную компоненту скорости излучателя и давления на нем, что также позволяет обнаружить дефекты поверхности и зафиксировать поверхностные волны излучателя. К сожалению, во многих случаях точность такого восстановления бывает недостаточной из-за того, что характеристики гидрофона, такие как рабочий частотный диапазон, чувствительность, максимальное рабочее давление, диаграмма направленности бывают известны неточно из-за зачастую достаточно грубой заводской калибровки, а также вследствие деградации чувствительного элемента гидрофона. С помощью голограммы преобразователя, работающего в импульсном режиме и измерений зависимости радиационного давления от частоты работы преобразователя и приложенного к нему напряжения возможно получить частотную зависимость чувствительности гидрофона. В данной работе описаны основные принципы такого подхода к калибровке гидрофона, благодаря которому появится возможность регулярно и достаточно быстро производить комплексную калибровку всего тракта, включающего источники мощности, излучатели и приёмники, на основе принципов обращения волнового фронта.

Совместное использование метода калибровки гидрофона и методы нелинейной акустической голографии позволяют значительно расширить возможности терапевтического ультразвука благодаря появлению способа контроля излучаемого нелинейного акустического поля в среде, подвергающейся воздействию.

Первый этап исследования состоит в определении зависимости мощности излучаемого акустического пучка данного излучателя от подаваемого на него напряжения при различных частотах работы. В настоящей работе использован метод регистрации радиационного давления, основанный на известной зависимости аксиальной компоненты радиационной силы F_z от мощности источника W (1, 2) в случае, если акустическая волна полностью поглощается поверхностью, с помощью которой эта сила измерена [2]

$$W = \gamma c F_z \quad (1)$$

$$\gamma = \frac{\iint \sqrt{1 - \frac{k_x^2 + k_y^2}{k^2}} |S(k_x, k_y)|^2 dk_x dk_y}{\iint \left(1 - \frac{k_x^2 + k_y^2}{k^2}\right) |S(k_x, k_y)|^2 dk_x dk_y} \quad (2)$$

$$S(k_x, k_y) = \iint p(x, y, z) e^{-ik_x x - ik_y y} dx dy \quad (3)$$

где $p(x, y, z)$ – акустическое давление, c – скорость звука в среде, $S(k_x, k_y)$ – угловой спектр давления, γ – поправочный коэффициент, учитывающий структуру пучка, в случае плоской волны $\gamma = 1$.

Для того, чтобы узнать чувствительность гидрофона в определенной полосе частот, необходимо провести измерения акустической голограммы при работе преобразователя на интересующих частотах, что является не практичным и сложно осуществимым при работе в квазимонохроматическом режиме излучения. Для решения этой проблемы предлагается использовать метод нестационарной акустической голографии. На преобразователь подается короткий импульс, имеющий широкий спектр, и производится запись такого сигнала вдоль поверхности, перпендикулярной механической оси преобразователя. Измеренную голограмму можно пересчитать на поверхность голограммы с помощью интеграла Рэлея [3] для случая фокусирующего преобразователя (4)

$$V_n(\mathbf{r}) = \iint P(\mathbf{r}') \frac{e^{-ikR}}{2\pi i \omega \rho_0} \left[\left(\frac{z}{F} - 1 \right) \left(\frac{1}{R^3} + \frac{i\omega}{cR^2} \right) + z \left(-\frac{x}{F} \frac{(x-x')}{R} - \frac{y}{F} \frac{(y-y')}{R} \right) + \left(1 - zFz - LRL - zR3R3 + 3i\omega cR2 - \omega 2c2RdS' \right) \right] \quad (4)$$

$R = |\mathbf{r} - \mathbf{r}'|$, где \mathbf{r}, \mathbf{r}' – координаты точек на поверхности источника и плоскости измерения, F – фокальное расстояние, c – скорость звука в среде, k – волновой вектор.

В случае импульсной голограммы, при небольшом числе импульсов (2-3), можно выделить интересующие нас гармоники. На рис.1 приведено сравнение распределения давления на механической оси пьезокерамического фокусирующего преобразователя с $F_n = 0.7$ в случае монохроматического и импульсного режима работы. Для каждого из этих режимов поле восстановленное из голограммы было сравнено с независимым измерением на оси излучателя.

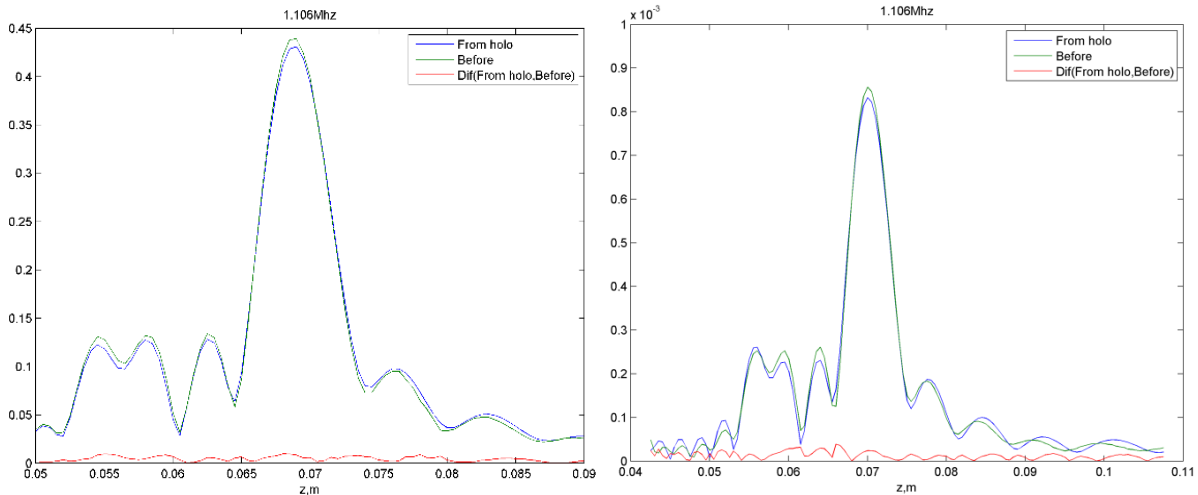


Рис.1. Давление на оси преобразователя, работающего в монохроматическом режиме (слева) и импульсном (справа), вычисленное из голограммы (синяя линия), независимо измеренное (зеленая линия), абсолютная погрешность восстановления поля из голограммы источника (красная линия).

Используя соотношение (5) можно найти чувствительность гидрофона M , зная распределение напряжения гидрофона ($U(x, y)$) на поверхности голограммы и радиационную силу (F_z) при определенной частоте работы преобразователя. Интегрирование производится по поверхности, на котором выполнены измерения, а также по поперечным компонентам волновых чисел k_x и k_y .

$$M = \sqrt{\frac{1}{8\pi^2 c^2 \rho_{Fz}} \iint \left(1 - \frac{k_x^2 + k_y^2}{k^2}\right) \left| \iint U(x, y) e^{-ik_x x - ik_y y} dx dy \right|^2 dk_x dk_y} \quad (5)$$

При последующей калибровке гидрофона с помощью данного преобразователя отпадает необходимость повторного измерения им голограммы источника и возможно ограничиться только одним измерением, что значительно упрощает процесс калибровки. Диаграмма направленности не была принята во внимание, т.к. гидрофон обладает широкой диаграммой направленностью и у излучения используемого преобразователя узкий пространственный спектр. Для изучения диаграммы направленности можно использовать все описанные выше измерения произвести ряд измерений импульса при разных наклонах гидрофона.

Таким образом, были описаны основные методы характеристики источников и приемников звуковых полей с помощью методов акустической голографии и измерения радиационной силы. Благодаря такой методике появляется возможность проводить калибровку приемника с помощью эталонного преобразователя достаточно быстро и эффективно, что позволит ввести в практику регулярный контроль чувствительности приемников. Работа поддержана грантом РФФИ № 18-02-00991.

ЛИТЕРАТУРА

1. О.А. Сапожников, Ю.А. Пищальников, А.В. Морозов. Восстановление распределения нормальной скорости на поверхности ультразвукового излучателя на основе измерения акустического давления вдоль контрольной поверхности. Том 49, №3, 416-424. 2003
2. S.A. Tsysar, W. Kreider, O.A. Sapozhnikov. Improved hydrophone calibration by combining acoustic holography with the radiation force balance measurements. Journal of the Acoustical Society of America., Vol. 133, P. 3296. 2013
3. O.A. Sapozhnikov, S.A Tsysar, V.A. Khokhlova, W. Kreider. Acoustic holography as a metrological tool for characterizing medical ultrasound sources and fields. Journal of the Acoustical Society of America., 138(3). 2015

Численное и экспериментальное исследование акустической радиационной силы, действующей в поле фокусированного излучателя на упругий шар в воде

А.В. Николаева, М.М. Карзова, С.А. Цысарь, В.А. Хохлова, О.А. Сапожников
Физический факультет,
Московский государственный университет имени М.В. Ломоносова
av.nikolaeva@physics.msu.ru

Одним из перспективных направлений в области воздействия акустических пучков на упругие объекты стал не так давно предложенный метод выталкивания фрагментов почечных камней под действием радиационной силы [1, 2]. Для успешного проведения процедуры необходима разработанная численная модель и экспериментальные измерения радиационных сил в поле произвольного пучка. Однако на сегодняшний день это все еще вызывает ряд трудностей.

Наиболее часто на практике используются фокусированные пучки, генерируемые излучателями различного типа. В работе описан алгоритм численного расчета радиационной силы в случае сферических рассеивателей, проведенный на основе измерения двумерного распределения амплитуды и фазы акустического давления в поперечном сечении пучка (акустической голограммы). Также представлена разработанная экспериментальная установка по измерению соответствующей силы на упругие сферические рассеиватели миллиметровых размеров из различных материалов.

Численный расчет радиационной силы проводился на основе теоретического подхода, представленного в работе [3]. Здесь коротко будут приведены основные соотношения. В общем случае радиационная сила имеет три компонента. При рассмотрении осесимметричного пучка, оказывающего силовое воздействие на упругий шар, расположенный на его оси (пусть это ось z), возникает лишь осевая компонента силы – поперечные компоненты F_x и F_y зануляются, т.е. величина силы равна $F = F_z$. Для сферического упругого рассеивателя, расположенного в идеальной жидкости, осевая компонента радиационной силы со стороны произвольного пучка численно рассчитывается следующим образом:

$$F_z = -\frac{1}{4\pi^2 \rho c^2 k^2} \operatorname{Re} \left\{ \sum_{n=0}^{\infty} \Psi_n \sum_{m=-n}^n B_{nm} H_{nm} H_{n+1,m}^* \right\}. \quad (1)$$

Здесь $k = 2\pi f/c$ – волновое число, матричные коэффициенты

$$H_{nm} = \int_{k_x^2 + k_y^2 < k^2} dk_x dk_y S(k_x, k_y) Y_{nm}^*(\theta_k, \varphi_k) \quad (2)$$

описывают структуру падающего поля, которое характеризуется угловым спектром $S(k_x, k_y)$, $Y_{nm}^*(\theta_k, \varphi_k)$ – комплексно сопряженные сферические гармоники. Кроме того, $B_{nm} = \sqrt{(n+m+1)(n-m+1)/(2n+1)(2n+3)}$, а функции Ψ_n определяются свойствами рассеивателя и среды и характеризуют рассеяние плоских волн на упругой сфере радиуса a : $\Psi_n = c_n \{ka, k_l a, k_t a, \rho, \rho_s\}$. Здесь $k_l = \omega/c_l$, $k_t = \omega/c_t$. Более подробно описание функций Ψ_n приводится в работах [3, 4]. Соотношения, аналогичные (1), для двух других компонент также могут быть рассчитаны с использованием углового

спектра [3]. В данной работе ограничимся соотношением (1), так как будем рассматривать рассеиватель на оси акустического пучка.

Согласно выражениям (1) и (2), для численного расчета радиационной силы необходимо знание углового спектра «силового» пучка, который может быть найден по известному полю в плоскости $(x, y, z = 0)$:

$$S(k_x, k_y) = \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} dx dy P_{inc}(x, y, 0) e^{-ik_x x - ik_y y} \quad (3)$$

Теоретически угловой спектр (3) поля излучателя в виде сферической чаши может быть найден из предположения поршневого характера колебаний поверхности излучателя. Однако получение более точных расчетов требует подхода, при котором угловой спектр будет найден с учетом реальной структуры поля и характера колебаний пластины излучателя. Таким подходом, позволяющим характеризовать поля с высокой точностью, является метод акустической голографии [5]. На основе измерения двумерного распределения амплитуды и фазы акустического давления в поперечном сечении пучка (акустической голограммы) на некотором расстоянии от поверхности излучателя может быть рассчитан угловой спектр (3) и восстановлено полное поле излучателя [5].

В работе рассматривался источник фокусированного поля, который представлял собой пьезокерамический преобразователь в виде сферической чаши с радиусом апертуры 50 мм и фокусным расстоянием 70 мм. Рабочая частота $f = 1.072$ МГц. Для указанного излучателя было проведено измерение акустической голограммы (амплитуды и фазы) на расстоянии 55 мм от поверхности излучателя (рис. 1а). Измеренная амплитуда в мВ пересчитывалась в давление акустического поля согласно чувствительности гидрофона $G = 0.75$ В/МПа. На рис. 1б представлено восстановленное распределение модуля углового спектра $|S(k_x, k_y)|$ и соответствующее поле излучателя в плоскости xz . Поле с хорошим приближением можно считать осесимметричным, а фокус пучка действительно расположен на расстоянии $z = 70$ мм от поверхности излучателя. При этом размеры фокального пятна по уровню составляют 2 мм в поперечном направлении и 7 мм в продольном.

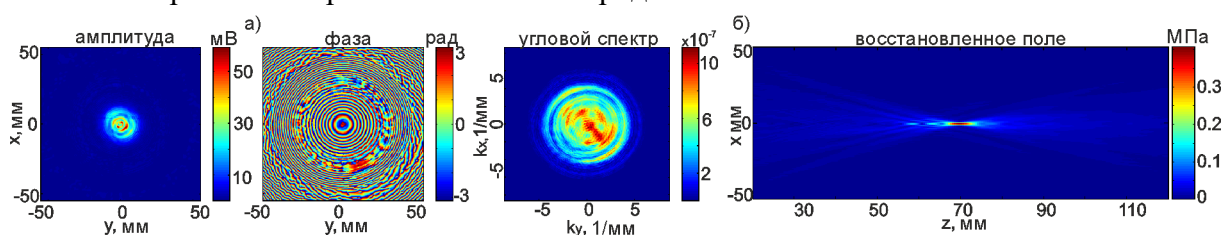


Рис. 1. а) измеренная амплитуда и фаза поля в поперечной плоскости излучателя. 120×120 точек с шагом 0.5 мм. б) восстановленный угловой спектр излучателя и поле давлений фокусированного пучка в плоскости xz

Для корректного сопоставления экспериментальных данных с численными расчетами необходимо рассчитывать не только абсолютные значения радиационной силы F в каждой точке поля, а также его нормированное на мощность W и умноженное на скорость звука в жидкости c значение $Y = Fc/W$. Известный угловой спектр позволяет рассчитывать в том числе и полную акустическую мощность пучка [3]:

$$W = \frac{1}{8\pi^2 \rho c} \iint_{k_x^2 + k_y^2 \leq k^2} \sqrt{\left(1 - \frac{k_x^2 + k_y^2}{k^2}\right)} |S(k_x, k_y)|^2 dk_x dk_y \quad (4)$$

Соотношения (1) – (4) полностью определяют численные расчет безразмерного параметра радиационной силы $Y = Fc/W$, что, в свою очередь, необходимо для сопоставления экспериментальных результатов с теоретически рассчитанными данными.

Соответствующие измерения радиационной силы проводились на разработанной экспериментальной установке (рис. 2). Излучатель был расположен на дне бассейна с дегазированной водой.

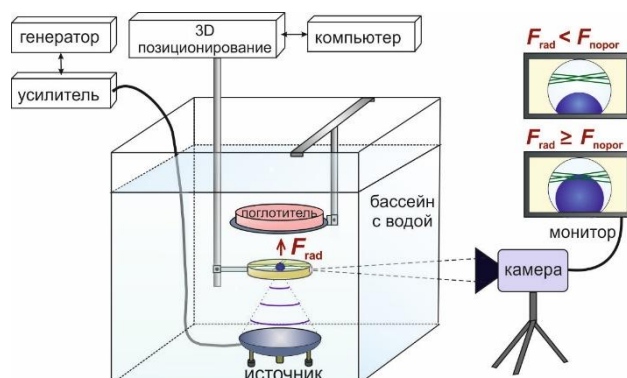


Рис. 2. Экспериментальная установка по измерению радиационной силы, действующей на упругие сферические рассеиватели

Рассеиватели в виде упругих шаров располагались в поле излучателя в специально сконструированном креплении из 3 уровней параллельно натянутых тонких лесок. Крепление с помощью системы позиционирования способно перемещаться в 3-х ортогональных направлениях с шагом до 0.1 мм. Непосредственно перед рассеивателем размещалась тонкая звукопрозрачная пленка для устранения образующихся гидродинамических потоков жидкости. На пути распространения пучка у поверхности воды располагался резиновый поглотитель для минимизации влияния на движение рассеивателя отраженных от границы вода-воздух волн.

В качестве мишеней использовались 3 рассеивателя: 2 нейлоновых шарика радиусами $r = 2$ мм и $r = 3$ мм (плотность $\rho_s = 1125$ кг/м³, скорость продольных c_l и сдвиговых c_t волн 2620 м/с и 1080 м/с соответственно) и стеклянный шарик радиусом $r = 2$ мм ($\rho_s = 2500$ кг/м³, $c_l = 5920$ м/с, $c_t = 3420$ м/с). Измерения проводились вдоль оси излучателя с шагом 0.2 мм. Наблюдение за движением рассеивателя под действием силы велось с помощью видеокамеры через смотровое окно в креплении.

Радиационная сила в каждой точке определялась путем измерения порогового значения поля, которое соответствовало случаю, когда осевая компонента радиационной силы, действующая на рассеиватель объема V в жидкости с плотностью ρ , уравнивает силу тяжести и силу Архимеда:

$$F_{rad} = F_{порог} = gV(\rho_s - \rho) \quad (5)$$

Для определения пороговой величины использовали следующий алгоритм: на первом этапе на излучатель подавалась заведомо высокая акустическая мощность так, что рассеиватель отрывался от нижних лесок и упирался в верхние. Затем, постепенно

снижая мощность, фиксировался момент отрыва рассеивателя от верхних лесок, что и соответствовало пороговому значению (5).

Результаты экспериментального измерения силы, действующей на сферические рассеиватели из нейлона и стекла, и соответствующие им численные расчеты представлены на рис. 3.

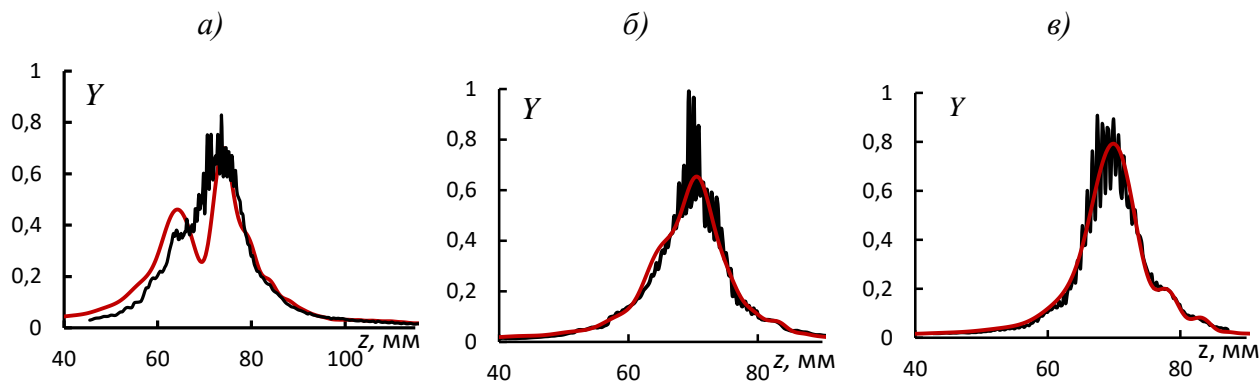


Рис. 3. Численные кривые (красные) и экспериментальные результаты (черные) измерения радиационной силы для трех рассеивателей. а) нейлон, $r = 3$ мм. б) нейлон, $r = 2$ мм. в) стекло, $r = 2$ мм

Каждый из трех графиков соответствует определенному материалу и размеру рассеивателя: красными кривыми отмечены численные расчеты, черными – измерения. Отметим, что для всех трех рассеивателей численные и экспериментальные результаты в области за фокусом согласуются с точностью до 8 %. Для рассеивателей с радиусом $r = 2$ мм, высокая точность совпадения результатов достигнута и предфокальной области (рис. 3 б, в). Нейлоновый шар радиусом $r = 3$ мм в области перед фокусом показал менее точный результат согласования численных и экспериментальных данных (20 – 25 %). При этом для всех рассеивателей в области фокуса наблюдается появление осцилляций, что связано с генерацией стоячей волны между поверхностью излучателя и рассеивателя. Несмотря на влияние стоячих волн, общая тенденция изменения экспериментальных кривых повторяет численные результаты. Отметим также интересный эффект, возникающий для нейлонового рассеивателя радиусом $r = 3$ мм (рис. 3а). Здесь, в отличие от шаров с радиусом $r = 2$ мм, максимум радиационной силы на оси излучателя достигается не в фокусе пучка, а на некотором расстоянии от него, в области, где радиус пучка становится шире. Указанный эффект связан с генерацией сдвиговых волн в рассеивателе [6].

Предложенный в работе метод измерения позволяет с высокой точностью определять величину радиационной силы, действующей на сферические рассеиватели, что подтверждается численными результатами, полученными с учетом реальной структуры акустического пучка.

Исследование выполнено при финансовой поддержке РФФИ в рамках научных проектов № 17-02-00261, № 18-02-00991 и № 18-32-00659, а также стипендии Президента РФ СП-2621.2016.4 (Карзова М.М.).

ЛИТЕРАТУРА

1. A. Shah *et al.* // J. Urol. 2012. V. 187. P. 739–743.
2. P.C. May, M.R. Bailey, J.D. Harper. // Curr Opin Urol. 2016. V. 26. No 3. P. 264 – 270.

Труды школы-семинара «Волны-2018».
Акустика неоднородных сред

3. O.A. Sapozhnikov, M.R. Bailey. // J. Acous.Soc. Am. 2013. V. 133. No 2. P 661 – 676.
4. T. Hasegawa, M. Ochi, K. Matsuzawa. // J. Acoust. Soc. Amer. 1981. V. 69. No. 4. P. 937 – 942.
5. S. Tsysar, O. Sapozhnikov, W. Kreider. // ПОМА. 2013. V. 19. P. 055015/1 – 055015/6.
6. А.В. Николаева, О.А. Сапожников.// Изв. РАН. Серия физ. 2017. Т. 81. № 1, С. 89 – 92.

Особенности сезонной изменчивости распределения акустического сигнала в мелководном природном водоёме

И.А. Панков, К.В. Дмитриев, А.С. Липавский, С.Н. Сергеев
Физический факультет МГУ имени М.В. Ломоносова
kdmitrie@aesc.msu.ru

Разработка бесконтактных акустических методов геологоразведки, работающих в морских условиях, в том числе, при наличии льда, является актуальным направлением науки. Вместе с тем, проведение экспериментов на шельфе дорого, поэтому целесообразно предварительно отработать данные технологии в более простых условиях.

В настоящей работе приводится описание и некоторые результаты обработки данных, полученных в ходе серии из 7 натуральных экспериментов по распространению звука в предельно мелком (глубина водного слоя $h_w \approx 1$ м) природном водоёме, расположенном в Московской области. Следует отметить, что интерес к проведению подобных исследований проявляют и другие группы [1, 2, 3]. Измерения проводились осенью, зимой и весной с марта 2016 года по январь 2018 года. В зимний период поверхность водоёма была покрыта слоем льда толщиной h_l от 15 до 35 см. Берега водоёма практически вертикальные, состоят из торфа. Опытным путём определено, что дно двухслойное. Верхний слой – рыхлый ил (от 2 до 15 см толщиной), содержащий пузырьки газа. Нижний слой представляет собой смесь песка и глины. Его плотность была определена экспериментально путём взятия пробы и составила $\rho = 2 \text{ г/см}^3$. Плотность верхнего слоя таким методом определить нельзя, поскольку при взятии пробы его структура нарушается.

Эксперименты заключались в излучении ЛЧМ сигналов и их приеме на разном удалении от источника и различных глубинах. Полоса частот составляла 100-10000 Гц, а длительность каждой посылки была 10 секунд. Излучатель сигнала представлял собой герметичный динамик, подключённый к автономному генератору сигналов. Приём сигнала осуществлялся на одиночный гидрофон, который перемещался по глубине. Запись велась на портативную систему сбора данных TASCAM DR-60DMK2. Излучатель закреплялся на половине толщины водного слоя. Запись сигнала проводилась с шагом 5 см по глубине в четырёх точках, расположенных вдоль одной прямой на расстоянии 10 м, 20 м, 40 м и 80 м от излучателя. Использование единственного гидрофона позволило отказаться от сложной процедуры калибровки. Результаты проведения эксперимента в марте 2016 года уже описаны в работе [4], в настоящей работе планируется обобщить данные всей серии измерений.

При рассмотрении спектра записанных данных было выявлено большое количество «наводок» на частотах, кратных 50 Гц. Это, по-видимому, обусловлено наличием линии электропередач в непосредственной близости от места проведения экспериментов. Поэтому при анализе сигнала проводилась фильтрация на данных частотах. Дальнейшая обработка велась следующим образом. Можно показать, что принятый на глубине z сигнал $y(z, t)$ и излученный сигнал $x(t)$ связаны между собой тем же интегральным соотношением, которое связывает взаимную корреляционную функцию принятого и излученного сигналов $K_{yx}(z, \tau)$ и автокорреляционную функцию излученного сигнала $K_{xx}(\tau)$. Это позволяет перейти от обработки самих сигналов к

обработке их корреляционных функций и, тем самым, значительно повысить соотношение сигнал/помеха. Поскольку используется ЛЧМ сигнал с очень узкой автокорреляционной функцией, взаимную корреляционную функцию принятого и записанного сигнала можно интерпретировать как импульсный отклик водоёма и при дальнейшей обработке рассматривать его. Такой тип обработки применялся и при анализе более ранних экспериментов [5].

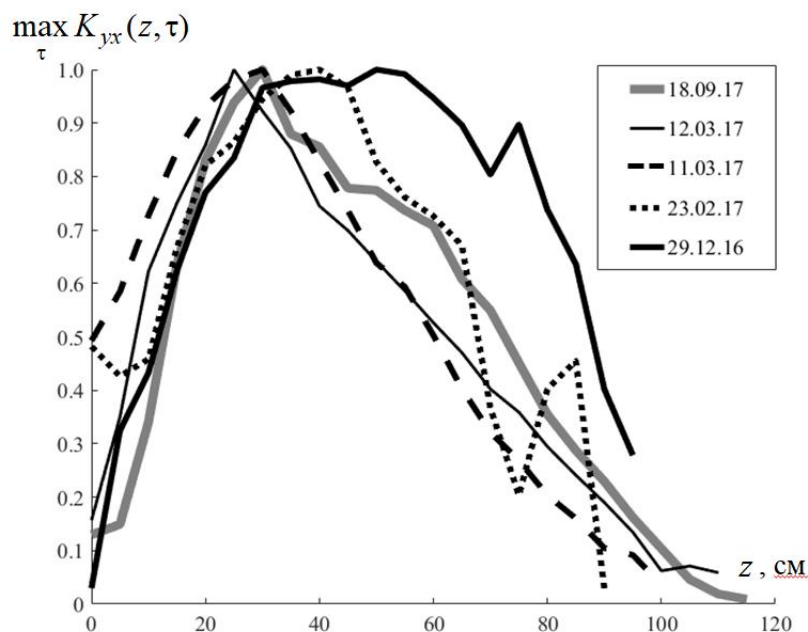


Рис.1. Распределение по глубине максимума корреляционной функции $K_{yx}(z, \tau)$ в различных экспериментах. Серым цветом обозначен эксперимент, проводимый в отсутствии льда. Эксперименты, обозначенные чёрными линиями, проводились в условиях наличия ледового покрова.

На рис. 1 представлены нормированные распределения по глубине водоёма z максимума корреляционных функций $K_{yx}(z, \tau)$. За нулевую глубину принята верхняя граница водного слоя. Распределения соответствуют разным датам проведения экспериментов. Видно, что качественно графики согласуются, что позволяет говорить о повторяемости результатов. Стоит отметить две важные особенности. Во-первых, в эксперименте, который проводился в отсутствии ледовой поверхности, зарегистрированное акустическое давление на верхней границе не обращается в ноль, хотя граница акустически мягкая. Это объясняется постановкой эксперимента. Дело в том, что гидрофон закреплялся на неподвижном штативе, зафиксированном на дне. В результате, из-за волнения водной поверхности, глубина менялась и не была строго нулевой. В аналогичном эксперименте, когда гидрофон закреплялся на лодке, т.е. когда не было его жёсткой фиксации (лодка вместе с измерительной аппаратурой качалась на волнах), амплитуда сигнала на поверхности была равна нулю. Во-вторых, в эксперименте 29 декабря 2016 года, наоборот, в условиях наличия ледового слоя, наблюдалась практически нулевая амплитуда сигнала у поверхности. Это связано с наличием подо льдом большого воздушного пузыря, который можно было обнаружить по выходу газа из лунки.

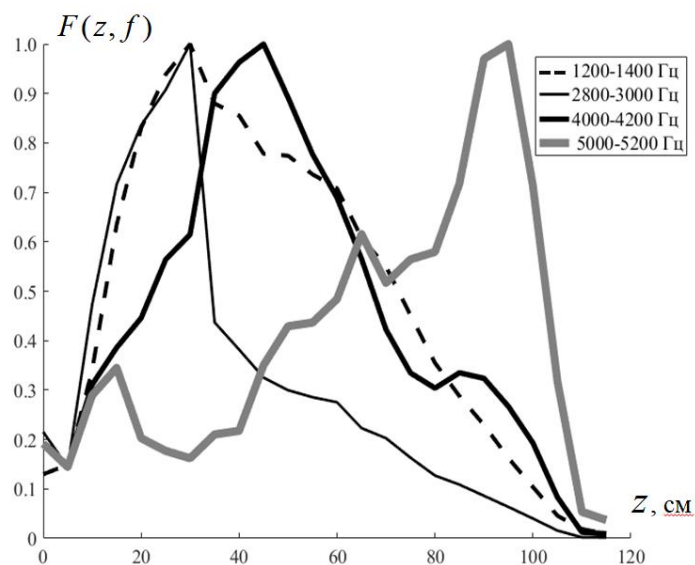


Рис.2. Изменение профиля «уровня сигнала» в зависимости от частотной полосы в осеннем эксперименте.

На рис. 2 приведены нормированные распределения «уровня сигнала» $F(z, f) = \max_{\tau} \tilde{K}_{yx}(z, \tau, f)$ по глубине. Здесь введена функция $\tilde{K}_{yx}(z, \tau, f)$, которая получается из $K_{yx}(z, \tau)$ путём фильтрации в полосе частот $\Delta f = 200$ Гц с различными центральными частотами f . Распределения построены для осеннего эксперимента, проводимого в отсутствие льда. Они имеют разную структуру. Начиная с частоты порядка 1 кГц, образуется характерный максимум, соответствующий сосредоточению энергии в небольшой области по глубине. С ростом частоты этот максимум перемещается в область больших глубин. Предполагается, что данное поведение связано с интерференцией мод, а также с зависимостью горизонтального волнового числа каждой моды от частоты. Аналогичный результат был получен и в зимних экспериментах. Для более детального анализа этих профилей было проведено исследование модового состава. Для этого использовался метод наименьших квадратов. В приближении изоскоростного волновода вертикальный профиль каждой моды аппроксимировался синусоидальной зависимостью. Распределение «уровня сигнала» по глубине тогда можно представить как сумму N мод:
$$F(f, z) = \sum_{i=1}^N A_i \cdot \sin(k_i z + b_i).$$

Здесь A_i – амплитуда i -ой моды, k_i – её вертикальное волновое число, b_i – фаза. Процедура определения коэффициентов проводилась следующим образом. Вначале полагалось $N = 1$ и методом наименьших квадратов определялись значения A_1 , k_1 и b_1 . После этого полагалось $N = 2$, и вычислялись значения A_2 , k_2 и b_2 . Процедура повторялась до достижения хорошего уровня согласованности экспериментальных результатов с расчётными. Обычно было достаточно трёх итераций, что соответствует выделению трёх низших мод. Для всех расстояний от излучателя до приёмника значения k_i оставались неизменными, что говорит о сохранении модового состава поля с расстоянием.

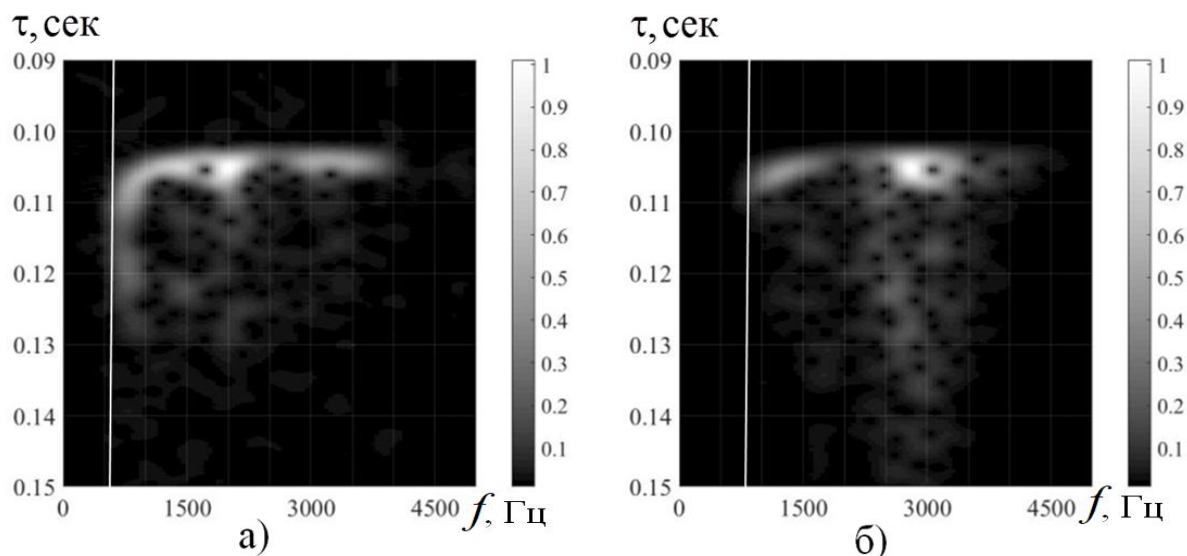


Рис.3. Нормированные на максимум спектрограммы корреляционной функции $K_{yx}(\tau)$ в зимний (а) и осенний (б) периоды. Белые вертикальные линии отмечают значения частот отсечки.

На рис. 3 представлены спектрограммы корреляционных функций $K_{yx}(\tau)$, записанных в зимний и осенний сезоны, на глубине, соответствующей середине водного слоя. Видно, что спектрограммы отличаются частотой отсечки: в зимнем эксперименте она ниже из-за импедансной верхней границы. В тоже время по частоте отсечки осенней спектрограммы можно судить о характере нижней границы, так как верхняя является заведомо мягкой. Частота отсечки равна 750 Гц, что соответствует акустически мягкому дну. Это согласуется с графиками, изображёнными на рис. 2 и рис. 3. Акустически мягкое дно, по-видимому, является следствием высокого содержания газовых пузырьков в рыхлом верхнем придонном слое.

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

ЛИТЕРАТУРА

1. В.А. Григорьев А.А. Луньков, В.Г. Петников // Акустический журнал. 2015. Т. 61. No 1. С. 90.
2. В.А. Григорьев А.А. Луньков, В.Г. Петников // Ученые записки физического факультета. 2014. No 6. С. 146335-1.
3. А.А. Луньков, В.Г. Петников // Акустический журнал. 2015. Т. 61. No 6. С. 745-753.
4. К.В. Дмитриев и др. // Известия Российской академии наук. Серия физическая. Т. 81. No 1. С. 81-84.
5. К.В. Дмитриев и др. // Известия РАН. Серия физическая. 2015. Т. 79. No 12. С. 1704.

Распространение упругих волн в системе волноводной визуализации с тепловыми неоднородностями

С.А. Петросян¹, С.А. Цысарь¹, В.Д. Свет², О.А. Сапожников¹

¹Московский государственный университет имени М. В. Ломоносова, физический факультет

²Акустический институт имени академика Н.Н. Андреева

sa.petrosjan@physics.msu.ru

Акустические волноводы для передачи и приёма информации применяются во многих областях науки, таких как медицина, электроника, энергетика, геология и ряде других. Акустические поля могут служить удобным инструментом для исследования непрозрачных жидкостей с тепловыми неоднородностями, где применение электромагнитных волн зачастую затруднено или просто невозможно. К таким средам можно отнести, например, агрессивные химически активные жидкости и расплавленные металлы с неоднородным распределением температуры, где прямое применение акустических преобразователей для излучения и приёма ультразвуковой (УЗ) волны сопряжено с рядом практических трудностей, которых можно избежать при использовании акустических волноводов.

В настоящей работе изучается распространение упругих волн в металлических стержнях-волноводах с неоднородным распределением температуры для дальнейшего получения ультразвукового изображения структуры объектов, помещенных в жидкость.

Рассмотрим систему, состоящую из стального стержня, помещенного в кварцевый бокс с воздухом, погруженную в жидкий свинец при температуре 400 °С таким образом, чтобы выходной торец системы (верхний на рис. 1а) выступал над поверхностью свинца на 5 мм. Диаметр стержня, изготовленного из стали типа 316L – 1 мм, длина – 500 мм. Распределение температуры системы через 2 минуты после погружения представлено на рисунке 1. Расчет распределения температуры проводился с использованием уравнения теплопроводности в цилиндрической системе координат:

$$\begin{cases} \rho C_p \frac{\partial T}{\partial t} + \nabla \mathbf{q} = 0 \\ \mathbf{q} = -k \nabla T \end{cases}, \quad (1)$$

где ρ – плотность (кг/м³), C_p – теплоёмкость при постоянном давлении (Дж/(кг·К)), T – температура (К), \mathbf{q} – тепловой поток, связанный с теплопроводностью (Вт/м²), k – теплопроводность (Вт/(м·К)) [1]. Температура свинца в начальный момент времени (при $t = 0$) составляла 400 °С, температуры окружающей среды и бокса со стержнем составляли 25 °С. Для данной системы, зная распределение температуры, были найдены резонансные частоты, при которых амплитуда колебания стержня становится максимальной и имеет гармонический характер.

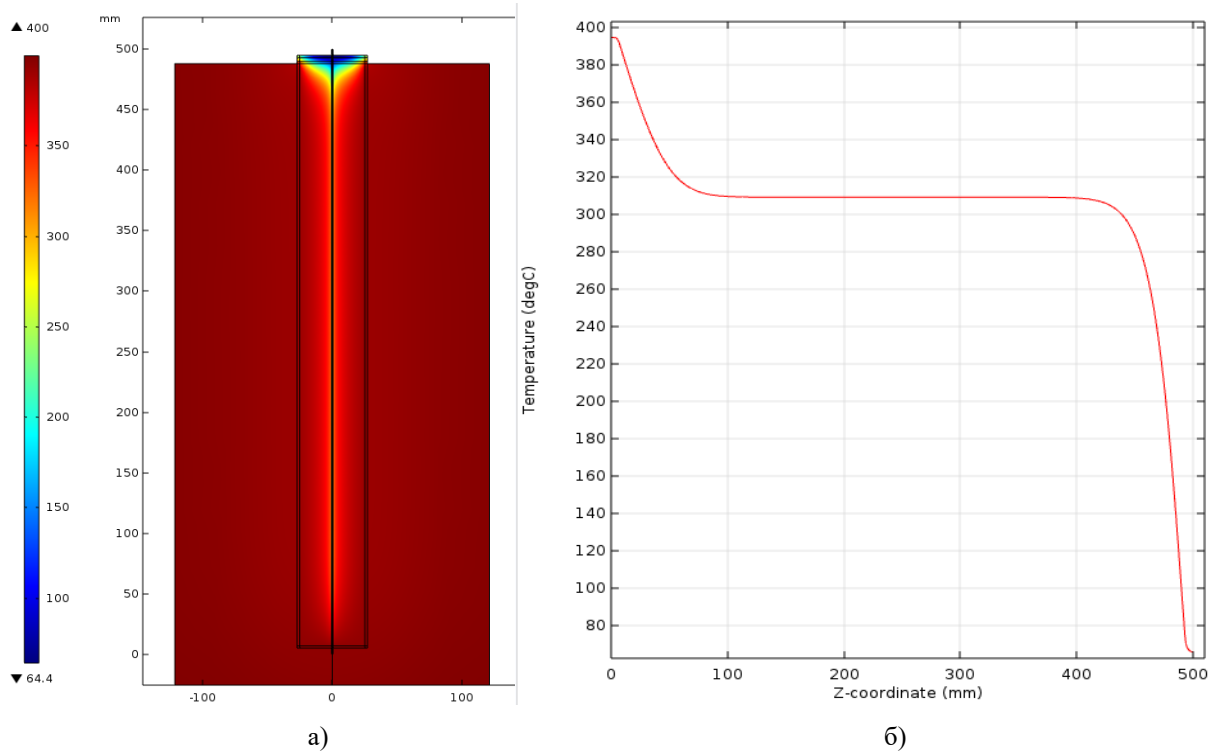


Рис.1. Распределение температуры в градусах Цельсия при погружении стержня на 2 минуты в свинец при $T=400^{\circ}\text{C}$ а) всей системы, б) на центральной оси стального стержня от длины.

На рисунке 2а представлено распределение квазипродольного смещения стержня при резонансе на частоте равной 1.0004 МГц. Данное распределение смещения рассчитано из уравнения движения $\rho \frac{\partial^2 \mathbf{u}_i}{\partial t^2} = \sigma_{ij,j}$:

$$\begin{cases} \rho \frac{\partial^2 \mathbf{u}}{\partial t^2} = \nabla(\mathbf{F}\mathbf{S}) \\ \mathbf{F} = \mathbf{I} + \nabla_{\mathbf{x}}\mathbf{u} , \\ f = -\frac{\lambda}{2\pi j} \end{cases} \quad (2)$$

где $\mathbf{u}=[u,v,w]^T$ – вектор смещения $\mathbf{u}=\mathbf{u}_{amp} \cos(\omega t+\varphi_u)=\text{Re}(\tilde{\mathbf{u}} e^{j\omega t})$, f – собственная частота, λ – собственное значение ($j\omega=-\lambda$), ρ – плотность, σ – тензор напряжений, \mathbf{I} – метрический тензор, в декартовых координатах равен единичной матрице (δ_{ij}) , $\nabla_{\mathbf{x}}=e_i \frac{\partial}{\partial x_i}=[\frac{\partial}{\partial x}, \frac{\partial}{\partial y}, \frac{\partial}{\partial z}]$ – оператор Гамильтона или набла, $\mathbf{F}=\frac{\partial \mathbf{x}}{\partial \mathbf{X}}$ – материальный тензор градиента деформации, \mathbf{S} – тензор напряжений (симметричный второй тензор напряжений Пиола – Кирхгофа) [2,3,4].

В частном случае, используя закон Гука для изотропного упругого тела, из (2) получим уравнение Ламе:

$$\begin{cases} \rho \frac{\partial^2 \varphi}{\partial t^2} = (\lambda + 2\mu)\Delta\varphi \\ \rho \frac{\partial^2 \psi}{\partial t^2} = \mu\Delta\psi \\ \mathbf{u} = \text{rot}\psi + \text{grad}\varphi \end{cases} \quad (3)$$

где λ и μ – постоянные Ламе. Эти уравнения описывают два типа волн: волны расширения-сжатия (дилатационные волны) для потенциала φ , распространяющиеся со

скоростью $c_l = \sqrt{(\lambda + 2\mu)/\rho}$ и волны искажения или сдвига для потенциала ψ , распространяющиеся со скоростью $c_t = \sqrt{\mu/\rho}$ [5].

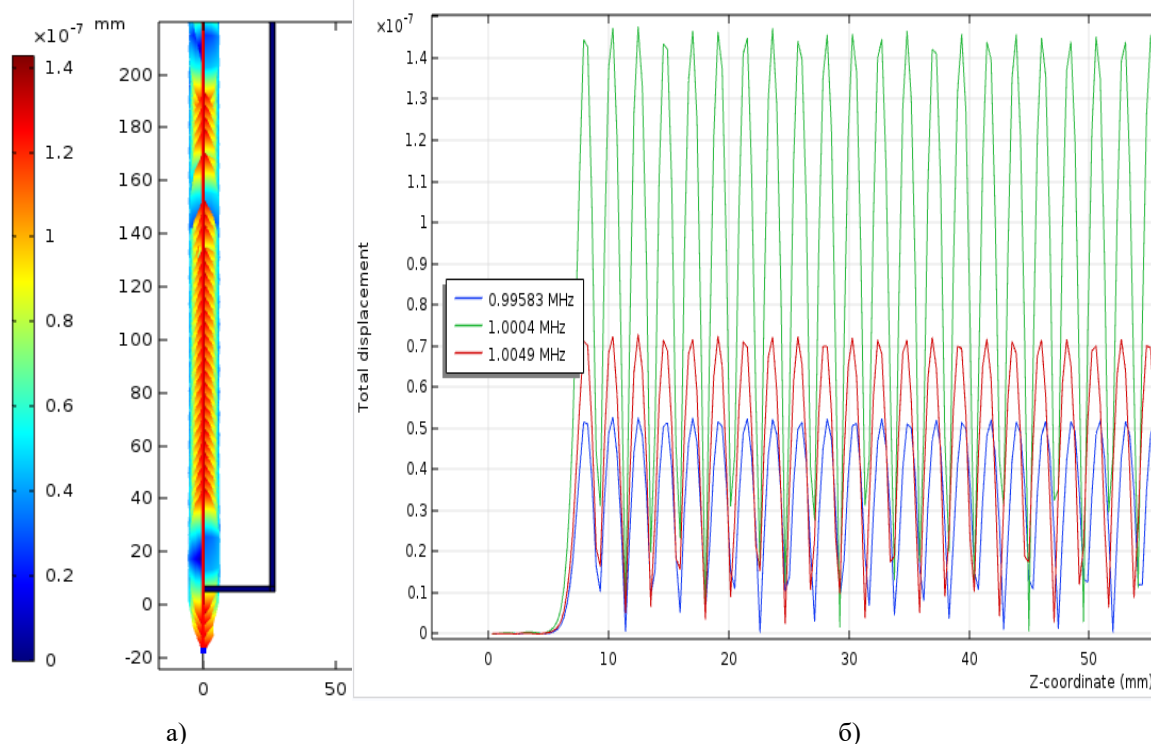


Рис.2. Распределение смещения стального стержня а) в плоскости на его оси (1.0004 МГц), б) на центральной оси стального стержня от длины (0.99583, 1.0004, 1.0049) МГц.

Для описанной системы, состоящей из стального стержня, находящегося в стеклянном боксе с воздухом, которая погружена в расплавленный свинец при температуре 400 °С были найдены 3 резонансные частоты вблизи 1 МГц: 0.99583 МГц, 1.0004 МГц, 1.0049 МГц. Полученные данные свидетельствуют о том, что с применением сборки из стальных акустических волноводов возможно получить акустическое изображение объектов, помещенных в жидкий металл, подавая сканирующее акустическое поле на частоте около 1 МГц и регистрируя частоту и амплитуду смещения выходных концов стержней с помощью пьезопреобразователей или оптических методов.

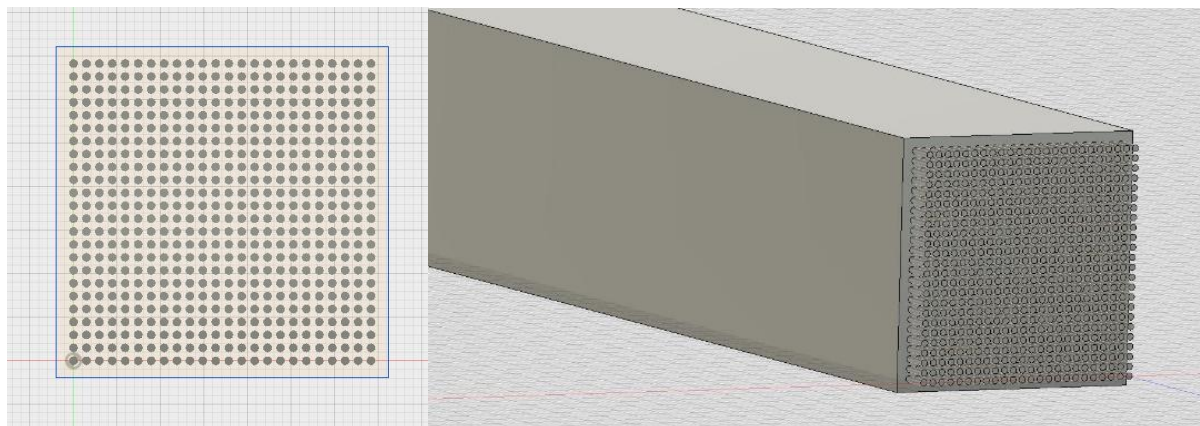


Рис. 3. Предполагаемый экспериментальный макет сборки акустических волноводов (32x32), выполненных из нержавеющей стали диаметром 1 мм, длиной 1000 мм и расстоянием между ними 0.5 мм, помещенных в пластиковый бокс с воздухом.

В дальнейшем планируется собрать систему стержней, изготовленных из нержавеющей стали типа 316LSi: 28x28 шт., длина = 1000 мм, диаметр = 1 мм, расстояние между стержнями 1 мм и 0.5 мм и 32x32 шт., длина = 500 мм, диаметр = 1 мм расстояние между стержнями 1 мм и 0.5 мм. Данные сборки на первом будут помещены в пластиковый бокс с воздухом. Стержни будут удерживаться пластиковыми пластинами с отверстиями диаметром 1 мм (рис. 3). После этого будет проведен эксперимент по акустической визуализации объектов в жидкостях при небольших (до 20 градусов) градиентах температур с применением данных сборок для проверки численных результатов, после чего планируется модернизация системы и проведение измерений в среде с сильными температурными градиентами.

Предлагаемый метод является уникальным, быстрым, достаточно точным, простым в использовании и эффективным для изучения пространства агрессивных жидких сред, таких как расплавленные металлы и непрозрачные химически активные смеси, с неоднородным распределением температуры. Это, как уже отмечалось, обусловлено невозможностью использования электромагнитных волн в металлах, а также тем, что существующие пьезопреобразователи не рассчитаны на работу при таких высоких температурах, либо имеют малую чувствительность и низкое разрешение ультразвуковых изображений, что свойственно для высокотемпературной пьезокерамики по сравнению с обычной.

Работа поддержана грантом РФФИ 17-72-10284.

ЛИТЕРАТУРА

1. J.L. Monteith, M.H. Unsworth, "Principles of Environmental Physics", Edward Arnold, London, 290 pp., 1990.
2. Ю.Н. Работнов "Механика деформируемого твердого тела" М. Изд-во Наука. 1988.
3. Дж. Мейз "Теория и задачи механики сплошных сред" М. Изд-во ЛКИ. 2007.
4. С.Н. Коробейников "Нелинейное деформирование твердых тел" Новосибирск: Изд-во СО РАН, 2000. - 262 с.
5. Ю.Н. Новичков "Вибрации в технике: Справочник" В 6-ти т. — М.: Машиностроение, Т. 1. Колебания линейных систем. Под ред. В.В. Болотина. 1978. - 352 с.

Электронная микроскопия и цитологический анализ разрушений сгустка свиной крови ультразвуковыми импульсами

Е.М. Пономарчук¹, А.В. Кунтурова², В.А. Хохлова³, С.В. Буравков⁴

^{1,2,3}Московский государственный университет имени М.В.Ломоносова, физический факультет, кафедра акустики, Москва, Россия

³Московский государственный университет имени М.В.Ломоносова, факультет фундаментальной медицины, кафедра экологической и экстремальной медицины, Москва, Россия

msu.ekaterina.ponomarchuk@gmail.com

Одним из методов неинвазивного механического разрушения биологической ткани с помощью мощного фокусированного ультразвука с контролируемым проявлением эффектов тепловой денатурации является метод, который получил название гистотрипсии с кипением [1 – 3] (рис.1а). Метод основан на использовании фокусированных импульсно-периодических сигналов исходно гармонической формы. При распространении к фокусу в профиле каждого из периодов волны за счет нелинейных эффектов происходит формирование высокоамплитудного ударного фронта (рис.1б).

Поглощение энергии ультразвуковой волны на ударных фронтах приводит к тому, что ткань быстро нагревается до температуры кипения в течение каждого из импульсов. При этом образуется паровая полость миллиметровых размеров. Взаимодействие ударных фронтов с этой полостью приводит к формированию акустического микрофонтана и эффекту атомизации (рис.1в), что вызывает локальное дробление ткани на мелкие фрагменты субклеточных размеров [2]. Степень проявления эффектов тепловой денатурации получаемых разрушений ткани можно контролировать путем изменения акустических параметров воздействия: амплитуды и длительности импульсов, частоты их повторения [3].

В недавней работе [4] в качестве фантомов биологической ткани для отработки протоколов получения объемных разрушений методом гистотрипсии с кипением, в частности, использовались сгустки бычьей крови. Кроме того, исследование возможности механического дробления сгустков крови представляет также клинический интерес как метод разрушения внутренних гематом [4]. В связи с невозможностью взятия образцов для гистологии, анализ полученных разрушений ограничивался цитологическим исследованием.

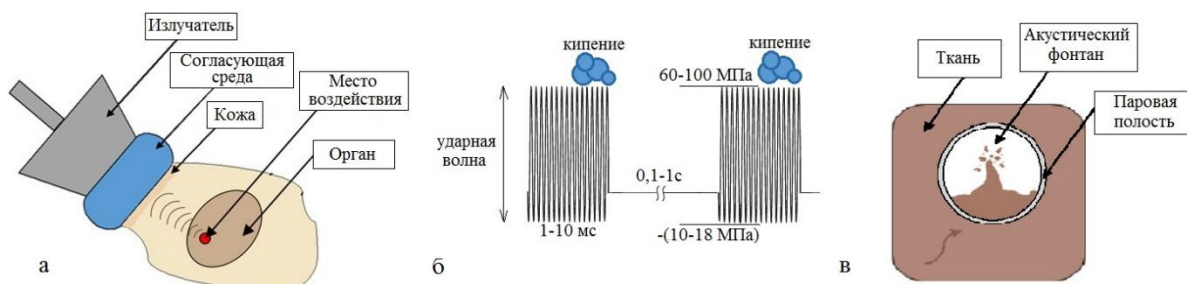


Рис.1: (а) Схема эксперимента по облучению печени мощным фокусированным ультразвуком (б) Протокол импульсно-периодического воздействия в режиме образования высокоамплитудных ударных фронтов в фокусе. (в) Схема образования акустического фонтана.

Целью настоящей работы было проведение цитологического и ультраструктурного исследования объемных разрушений, полученных в сгустках свиной крови методом гистотрипсии с кипением. Цитологический анализ проводился с помощью светового микроскопа, а анализ на субмикроскопическом уровне – с

помощью сканирующей электронной микроскопии (СЭМ). Ранее такие исследования с использованием СЭМ не проводились.

Результаты недавних работ [5, 6] на примере ткани печени свиньи показали, что разрушения, полученные методом гистотрипсии с кипением в неживом организме, аналогичны полученным *in vivo*. В настоящей работе использовались результаты, полученные с использованием в качестве фантома биологической ткани сгустков свиной крови, помещенных в гель из агара, который служил акустически прозрачным контейнером. Разрушения были получены на установке, созданной на физическом факультете МГУ, и состоящей из мощного источника [7] и сильно фокусирующего излучателя с фокусным расстоянием 6 см, диаметром 8 см и частотой 1.5 МГц. Параметры воздействия соответствовали двум режимам: в первом из них напряжение на излучателе составляло 165В, длительность импульсов 10 мс, при этом время начала кипения в ткани составляло 6.5мс; во втором - 215В, 2 мс и 1.5 мс, соответственно. Такие параметры облучения были выбраны с целью сохранения соотношения между длительностью импульсов и временем начала кипения, а также с намерением получить разрушение именно механического типа (коэффициент заполнения 1%). Таким образом, в первом режиме амплитуда разрыва ударного фронта была больше, чем во втором, что позволило использовать более короткие импульсы, и соответственно, позволило уменьшить необходимое время воздействия и ускорить процесс разрушения. В процессе облучения зона воздействия визуализировалась при помощи диагностического ультразвука (УЗИ). Такая визуализация была возможна благодаря возникновению сильного акустического рассеяния на образующихся при вскипании ткани парогазовых пузырьках. Важной частью проведенных экспериментов являлось сравнение получаемых разрушений при сокращении времени облучения путем использования больших амплитуд разрыва.

В данной работе сравнение полученных результатов проводилось с использованием цитологического исследования и субмикроскопического анализа полученных разрушений с помощью сканирующей электронной микроскопии (СЭМ). Для исследования структуры получаемых объемных разрушений сразу после воздействия ультразвуком их содержимое забиралось шприцем под УЗ-контролем. Отдельные капли полученного лизата подвергались обработке, необходимой для конкретного метода исследования. С целью проведения дальнейшего цитологического

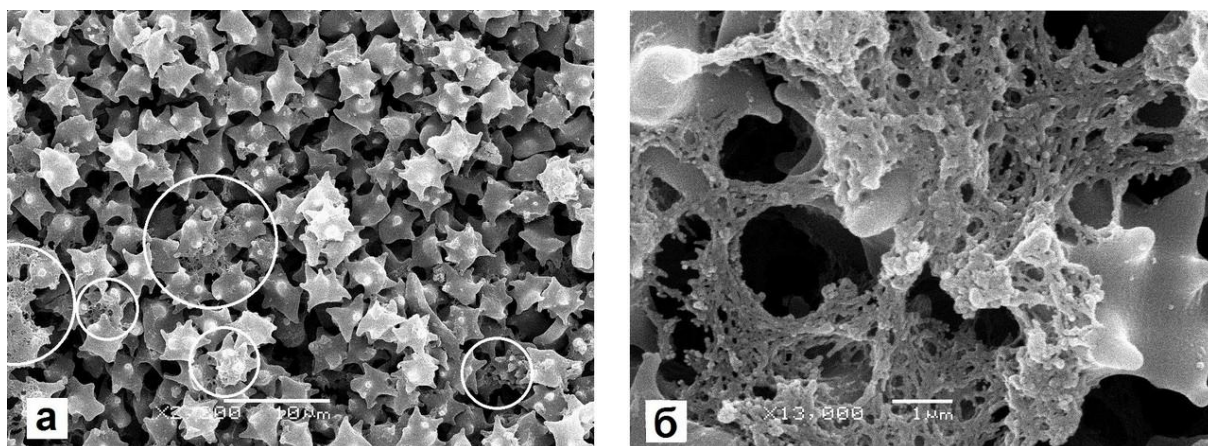


Рис.2. Контрольный образец: а) Обзорный снимок, увеличение $\times 2200$. б) Фибриновые нити и активированные тромбоциты, увеличение $\times 13000$.

анализа мазки из полученных капель на предметном стекле после фиксации в спирте окрашивались по Романовскому-Гимзе и далее заключались под покровное стекло [8]. Для электронной микроскопии отдельные капли наносились на поверхность клейкой ленты, фиксировались в 2,5% растворе глутаральдегида, обезвоживались в градиентах этанола, пропитывались в гексаметилдисилазане, высушивались на воздухе и монтировались на предметные столики с последующим напылением золотом [9]. Электронная микроскопия полученных образцов проводилась на биологическом факультете МГУ с помощью JEOL JSM-6380LA Analytical Scanning Electron Microscope (Япония). Содержимое неразрушенного сгустка свиной крови (рис.2а) представляет собой плотно расположенные эхиноциты (видоизменённые эритроциты), соединенными фибриновыми нитями (выделены белыми окружностями) с активированными тромбоцитами. Именно сгустки фибриновых волокон составляют основу тромбов при свертывании крови. В образце также встречаются неразрушенные клетки лейкоцитарного ряда. Исследование структуры фибриновых нитей, соединяющих клетки, под большим увеличением позволяет более детально увидеть их глобулярную структуру с возможным присутствием эластина (рис.2б).

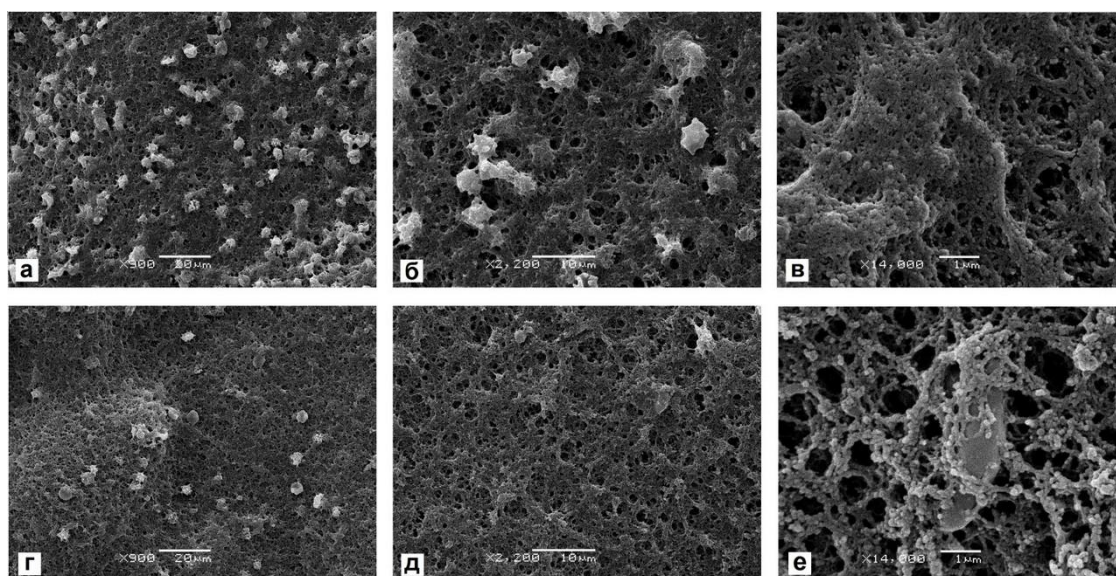


Рис.3. Снимки СЭМ содержимого разрушений в сгустке свиной крови после облучения: а),б),в) 215В, 2.5мс; г),д),е) 165В, 10мс. Увеличения: х900 (а,г), х2200 (б,д), х14000 (в,е).

При обзорном исследовании с помощью СЭМ содержимого получившихся разрушений было обнаружено, что подавляющее большинство клеток было разрушено после облучения в обоих режимах (рис.3а,г). При большем увеличении видно, что фибриновая сеть сохранилась, но была частично деструктурирована в обоих режимах – в ее структуре образовались разрывы (рис.3б,д). Однако еще более детальное исследование фибриновых волокон выявило присутствие более гладких участков в структуре поверхности, их возможного «спекания», в случае облучения импульсами с большей амплитудой ударного фронта (рис.3в). Это может свидетельствовать о начале проявления тепловых эффектов. После воздействия менее интенсивными импульсами таких признаков не обнаружено – структура фибрина более гладкая, пустоты между нитями больше (рис.3е).

Цитологическое исследование полученных образцов и их фотографирование проводилось на факультете фундаментальной медицины МГУ с помощью микроскопа Zeiss Axio Imager (Германия), захват изображений производился с помощью камеры

AxioCam MRc5 с разрешением 2584x1936 точек. Как видно, в контрольном неразрушенном образце (рис.4а) все пространство заполнено эритроцитами, что было обнаружено и с помощью СЭМ. После ультразвукового воздействия в обоих режимах (рис.4б,в) разрушения содержат только тени эритроцитов, что является признаком деструкции кровяных клеток. Следует к тому же отметить, что в данном эксперименте при облучении более короткими импульсами наблюдается большее количество оставшихся клеточных элементов крови (рис.4б). Это указывает на несколько меньшую степень деструкции в высокоамплитудном режиме, что согласуется с результатом обзорного исследования с помощью СЭМ (рис.3а,г).

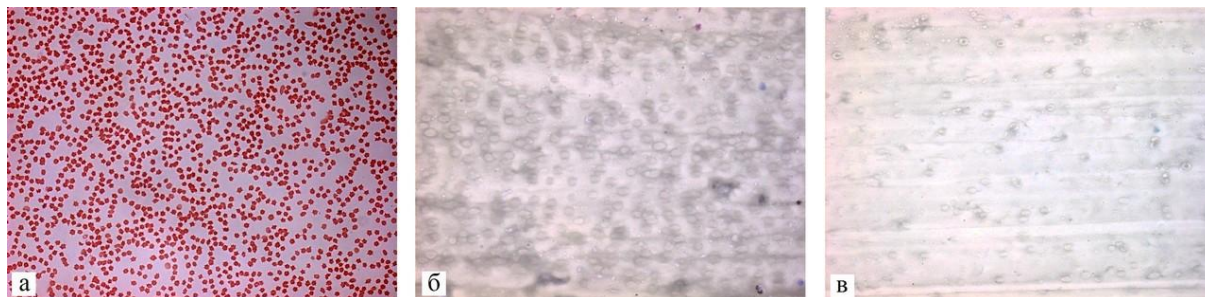


Рис. 4. Гистологические образцы содержимого а) неразрушенного сгустка свиной крови; б) разрушений в сгустке свиной крови после облучения с 215В, 2.5мс; в) 165В, 10мс. Увеличение: x40.

Таким образом, в настоящей работе представлены результаты первых экспериментов по использованию электронной микроскопии объемных разрушений в сгустках свиной крови методом гистотрипсии с кипением для двух режимов с различными амплитудами ударного фронта и длительностями импульсов. Как с помощью цитологического исследования, так и с применением сканирующей электронной микроскопии, было показано, что разрушения в обоих использованных режимах были практически аналогичны. Это позволяет применять короткие импульсы с большей амплитудой разрыва для сокращения времени облучения без изменения результата. Кроме того, при таком воздействии сканирующая электронная микроскопия выявила возможные признаки проявления тепловых эффектов, что делает возможным дальнейшую оптимизацию высокоамплитудного режима с использованием еще более коротких импульсов.

Работа выполнена при поддержке гранта РФФИ № 16-02-00653.

ЛИТЕРАТУРА

1. V.A. Khokhlova, et al. // Intern. J. Hyperthermia. 2015. V. 31. No 2. P. 145-162.
2. M. Hoogenboom, et al. // Ultrasound in Med. & Biol. 2015.V. 41. No. 6. P. 1500–1517.
3. Y.-N. Wang, et al. // Ultrasound in Med. & Biol. 2013. V. 39. No. 3. P.424–438.
4. T.D. Khokhlova, et al. // Ultrasound in Med. & Biol. 2016. 42, 7, 1491–1498.5.
5. Е.М. Пономарчук, и др.// УЗФФ. 2016. Т.4. С. 134301-1–134301-8.
6. С.В. Буравков, и др. // Клиническая и экспериментальная морфология. 2017. № 3. С. 38–43.
7. A.D. Maxwell, et al. // IEEE Transactions on Ultrasonics, Ferroelectrics, and Frequency Control. 2017. 64, 10, 1542–1557
8. Н.А. Юрина, Радостина А.И. «Гистология» М.: Медицина, 1995.
9. S.V. Buravkov et al. // Bull. Exp. Biology and Medicine. 2011. 151, 3, 378-382.

Разработка компактной многоэлементной ультразвуковой решетки для реализации ударно-волновых режимов облучения головного мозга

П.Б. Росницкий¹, О.А. Сапожников¹, П.В. Юлдашев¹, Л.Р. Гаврилов², В.А. Хохлова¹

¹Московский государственный университет имени М.В. Ломоносова,
физический факультет, Москва, Россия

²АО «Акустический институт им. акад. Н.Н. Андреева», Москва, Россия
pavrosni@yandex.ru

В последние годы активно используются многоэлементные фазированные решетки для создания объемных разрушений в глубоких структурах головного мозга. В транскраниальной хирургии мощный ультразвуковой пучок фокусируется через интактный (неповрежденный) череп, что приводит к разрушению ткани в фокальной области [1]. При использовании непрерывного режима облучения гармоническими волнами, такой способ может привести к побочным эффектам перегрева окружающих тканей и костей черепа, находящихся на пути пучка. Альтернативой может служить метод гистотрипсии с кипением, в котором облучение ведется миллисекундными нелинейными импульсами, следующими с малым коэффициентом заполнения (менее 1%) и создающими в фокусе нелинейные волновые профили с ударными фронтами амплитудой 70-100 МПа. Такой режим облучения позволяет механически разрушить ткань в фокусе практически без тепловых эффектов [2]. С использованием существующих клинических решеток метод гистотрипсии с кипением реализовать не удастся, что обусловлено геометрией излучателя в виде полусферы, при которой нелинейные эффекты, необходимые для формирования ударных фронтов в фокусе, выражены слабо.

Цель данной работы – создание математической модели многоэлементной фазированной решетки, способной реализовать режим гистотрипсии с кипением в глубоких структурах головного мозга с учетом существующих на сегодняшний день технологических ограничений на максимальную интенсивность на элементах решетки (40 Вт/см²). В модели, при прохождении фокусировке пучка учитывались эффекты aberrаций, отражения, поглощения, нелинейности и возбуждения сдвиговых волн в черепе.

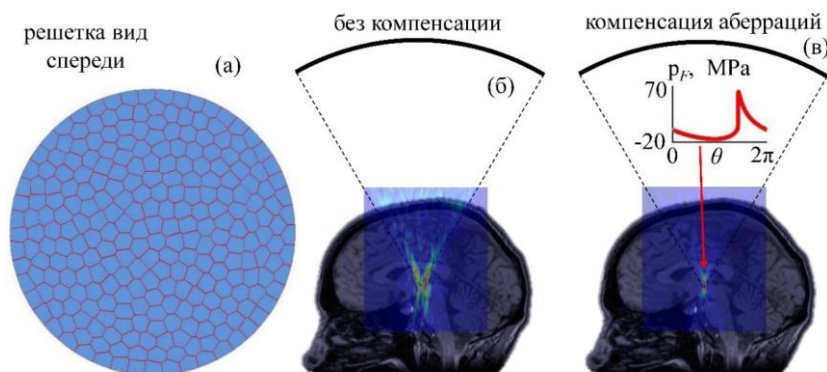


Рис.1. (а) Схема предложенной в работе 256-элементной решетки с максимально плотным заполнением поверхности элементами. Двухмерные распределения пикового положительного давления, создаваемого данной решеткой в центре головного мозга (б) без компенсации aberrаций, (в) с компенсацией aberrаций. Стрелкой показан нелинейный профиль волны в фокусе $p_r(\theta)$, где θ – безразмерное время.

Была предложена модель 256-элементной решетки в форме сферического сегмента: апертура решетки D и радиус кривизны её поверхности F равны 20 см. Рабочая частота решетки – 1 МГц. При расположении элементов был использован

новый метод максимально плотного заполнения поверхности решетки хаотически расположенными многоугольниками одинаковой площади (рис. 1а) [3].

Для расчета поля решетки был разработан численный алгоритм, основанный на комбинации трех различных моделей. Аналитический метод, основанный на вычислении интеграла Рэлея использовался для расчета поля решетки в воде вне головы [4]. Затем результат данного расчета использовался как граничное условие для численного моделирования поля внутри черепа и прилегающих к нему тканей с использованием модели Кельвина-Фойгта [5]. После аналогичной постановки граничных условий за черепом использовалось нелинейное уравнение Вестервелта в однородных поглощающих тканях мозга [6]. Модель акустических свойств головы была получена путем послойной сегментации изображений МРТ (рис. 1б).

Проведенные на основе развитой нелинейной модели расчеты показали, что сфокусированный пучок заметно искажается и расщепляется из-за эффекта аббераций (рис. 1б). Для компенсации искажений был предложен подход, который сводится к следующему: с помощью модели Кельвина-Фойгта рассчитывается поле в некоторой плоской области вне головы человека, создаваемое точечным источником, расположенным в фокусе. Полученные в дискретных точках данной плоскости амплитуды давления могут быть записаны в вектор H . При размере области расчета $N \times M$ данный вектор содержит NM точек. Затем решается задача нахождения комплексных амплитуд решетки, которые бы наилучшим образом воспроизводили полученное поле:

$$Ax = H, \quad (1)$$

где $x = (x_1, \dots, x_{256})^T$ – искомая комплексная амплитуда давления на элементах решетки, A – матрица коэффициентов размера $NM \times 256$, определяющая вклад каждого из элементов решетки в поле $H = (H_1, \dots, H_{NM})^T$. В связи с тем, что $NM > 256$, данная система является переопределенной и её решение можно получить при помощи МНК: $(Ax - H)^T (Ax - H) \rightarrow \min_x$.

Компенсация аббераций позволяет избавиться от расщепления пучка и создать тонкую фокальную перетяжку (рис. 1в). При этом расчеты показывают, что при интенсивности 25 Вт/см^2 на элементах решетки в центре головы возможно обеспечить нелинейный режим облучения с разрывом 70 МПа (рис. 1в). Таким образом, многоэлементная решетка, предложенная в данной работе, применима для реализации механизма гистотрипсии с кипением, причем имеется значительный запас начальной интенсивности по сравнению с технологическим ограничением (40 Вт/см^2). Работа выполнена при поддержке гранта РФ №14-12-00974, стипендии фонда развития теоретической физики «Базис» и стипендии Президента РФ СП-2644.2018.4.

ЛИТЕРАТУРА

1. K. Hynynen, F.A. Jolesz // *Ultrasound in Med. and Biol.* 1998. V. 24. No 2. P. 275–283.
2. T.D. Khokhlova *et al.* // *J. Acoust. Soc. Amer.* 2011. V. 130. No. 5. P. 3498–3510.
3. P.V. Rosnitskiy *et al.* // *IEEE Trans. UFFC.* 2018. V. 65. No. 4. P. 630–637.
4. С.А Ильин. *и др* // *Акуст. журн.* 2015. Т. 61. № 1. С. 57–64.
5. В.Е. Treeby, В.Т. Cox // *J. Acoust. Soc. Amer.* 2014. V. 136. No. 4. P. 1499–1510.
6. P.V. Yuldashev *et al.* // *Phys. Med. Biol.*, 2013. V. 58. No. 8. P. 2537–2559.

Нелинейные волновые явления при лечении мочекаменной болезни

О.А. Сапожников

Физический факультет МГУ имени М.В. Ломоносова

Нелинейные акустические явления находят разнообразные применения в медицине. Одним из интересных объектов исследования, с которым ассоциируется широкое разнообразие физических эффектов, являются разнообразные волновые явления, связанные с ультразвуковым лечением мочекаменной болезни. Камни в почках могут быть обнаружены с помощью ультразвука – ультразвуковое исследование (УЗИ) является одним из распространённых методов диагностики заболевания. Камни имеют более высокий акустический импеданс по сравнению с окружающими мягкими тканями и поэтому эффективно рассеивают падающие на них акустические волны в процессе эхо-импульсной ультразвуковой визуализации. При этом внутри почечного камня происходит возбуждение не только продольных, но и сдвиговых волн, а на поверхности камня под действием коротких зондирующих импульсов могут образовываться и испытывать нестационарные осцилляции микроскопические газовые пузырьки. Благодаря этому имеется возможность разработки чувствительных методов диагностики мочекаменной болезни. При направлении на камень интенсивного ультразвукового пучка возникает заметная радиационная сила. Тем самым появляется возможность дистанционного перемещения камней в почке. Наконец, если использовать акустические волны большой амплитуды, можно добиться фрагментации камней. Примером является уже давно используемый метод разрушения с помощью ударных волн – экстракорпоральная ударноволновая литотрипсия. Основные закономерности возникновения разрушающих напряжений удаётся объяснить в рамках традиционных для акустики моделей. Достигнутое понимание механизмов разрушения позволяет разработать новые способы ультразвукового разрушения камней, в частности, с использованием коротких квазисинусоидальных импульсов. В лекции рассматриваются последние результаты по диагностике, манипуляции и фрагментации почечных камней и обсуждаются соответствующие перспективы использования ультразвуковых волн. Работа поддержана грантом РФФИ № 17-02-00261.

Зрение и волновая оптика

В.Д. Свет¹, А.М. Хазен²

¹АО «Акустический институт им. Академика Н.Н. Андреева»

²New York, USA

vsvetd@mail.ru

Классическая теория зрения, основана на двух постулатах, сформулированных Г. Гельмгольцем еще в 19 веке, а именно: а) на сетчатке глаза отображается однозначная копия рассматриваемого объекта, б) в момент рассматриваемого объекта наши глаза неподвижны. Однако, многочисленные исследования по нейрофизиологии зрения показали, что оба эти определения не верны. Популярное сравнение устройства первичного зрительного анализатора с фотокамерой оказались поверхностными и просто не правильными. Во-первых, сетчатка глаза у всех позвоночных животных с развитым мозгом, является *инвертированной*, при которой фоторецепторы обращены в сторону, противоположную стимулу, и, более того они своими чувствительными окончаниями упираются в непрозрачный черный слой (эпителий), а между хрусталиком и фоторецепторами располагается достаточно «толстый» слой разнородных клеток с различными коэффициентами преломления света. Во-вторых, при рассматривании объекта глаза находятся в непрерывном движении, из шести типов которых самым непонятным является физиологический тремор – случайные и независимые поперечные колебания глаз с амплитудами до 5-6 микрон и частотами, достигающими до 100 Гц. Странность этих движений заключается в том, что при их отсутствии зрение исчезает и мы становимся слепы. При этом наблюдатель видит серый фон – пустое поле Трокслера (1895). Третья особенность зрения заключается в том, что электрические потенциалы, возникшие при детектировании световых волн (реакция фотоизомеризации) и поступающие по зрительному нерву, являются достаточно низкочастотными, их длительности составляют от нескольких десятков до сотен миллисекунд. А вот первая стадия этой реакции (превращение фотородопсина в родопсин) происходит за фантастически короткое время порядка 100 -120 фемтосекунд. Это соответствует детектированию волнового цуга, состоящего всего из нескольких десятков длин световых волн. Дальнейшие этапы реакции фотоизомеризации — это превращения одних типов белков в другие, которые происходят с громадным замедлением по времени. Но самая главная особенность реакции фотоизомеризации заключается в том, что она относится к *когерентным химическим реакциям*, что означает, что все преобразования белков происходят синхронно по времени и пространству, а это предполагает пространственно-временную когерентность и выходных электрических потенциалов, поступающих в зрительную кору головного мозга.

Объяснить, каким образом может функционировать такой зрительный анализатор, можно только на основе методов волновой, а не геометрической, оптики при учете всех указанных особенностей: инвертированной сетчатки, физиологического тремора и быстрого действия когерентной реакции фотоизомеризации. Рассмотрению такой возможной модели первичного зрения и посвящена данная лекция.

Прежде всего наличие слоя различных клеток с различными коэффициентами коэффициентов преломления света, располагающимися перед фоторецепторами, позволяет предположить о наличии в нем прямого рассеяния света. Экспериментальные данные о величинах коэффициентов преломления света в клетках различных тканей опубликованы в многочисленных работах, и это позволило осуществить такое численное моделирование. Мы смоделировали три типа фазовых экранов из клеток

различного размера, рис.1, и используя известные методы расчета полей, и получили достаточно неожиданные результаты [2.3]. Оказалось, что при любых комбинациях фазовых экранов прямое рассеяние света существует, и его степень существенно зависит как от толщины слоя, так и размера зрачка, рис.2.

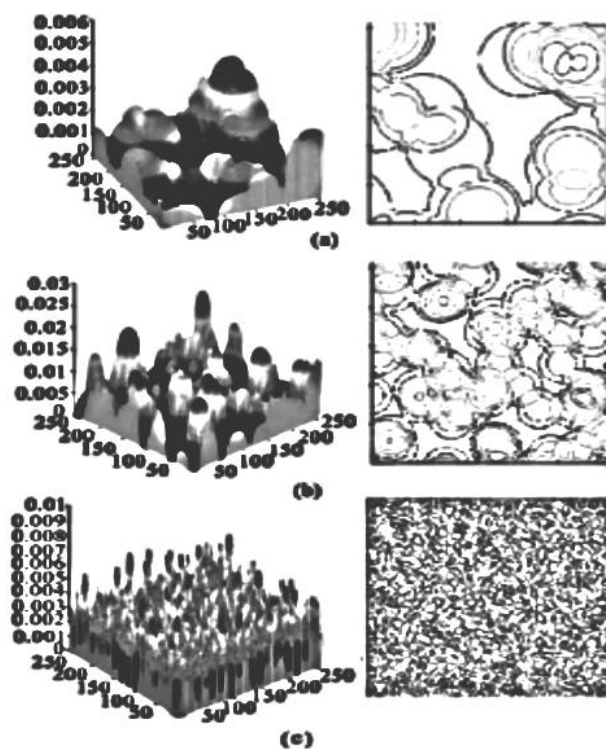


Рис.1. Смоделированные фазовые экраны. (а) Фазовый экран 1 типа, Число клеток 1024, Размер 0.005×0.005 mm, Толщина 0.06 mm, Концентрация $K = 0.2$. (б) Фазовый экран 1 типа, Число клеток 1024, Размер 0.0025×0.0025 mm, Толщина 0.03 mm, Концентрация $K = 0.2$. (с) Фазовый экран третьего типа. Число клеток 1024, Размер 0.0005×0.0005 mm, Толщина 0.01 mm, Концентрация $K = 0.2$. Цветом кодирована величина коэффициента преломления.

Численное моделирование показало, что даже при толщине слоя клеток 50 микрон, прямое рассеяние света уже возникает, хотя оно и не такое сильное, но при анатомической толщине слоя 200 микрон рассеяние становится очень сильным, быстро возрастает с увеличением размера зрачка, и изображение точечного источника исчезает полностью, рис.2. При этом оно трансформируется в изображение подобное шуму, которое с высокой степенью корреляции соответствует эффекту Трокслера – пустому полю (!).

Как же мы можем видеть объекты при таком сильном рассеянии?

С точки зрения волновой оптики рассматриваемая задача относится к классу обратных задач по восстановлению изображений объектов через рассеивающую и флуктуирующую среду (тремор!). Решение таких обратных задач может основываться на двух методах. Первым методом является согласованная фильтрация, которая предполагается либо расчет, либо измерения передаточной функции неоднородной среды. С большой степенью вероятностью можно утверждать, что этот метод вряд ли подходит для решения поставленной задачи. Во-первых, он требует громадного объема вычислений, поскольку передаточные характеристики необходимо рассчитывать для каждой точки рассматриваемой трехмерной сцены, а во-вторых, наличие тремора нарушает условие временной стабильности положения неоднородного рассеивающего слоя.

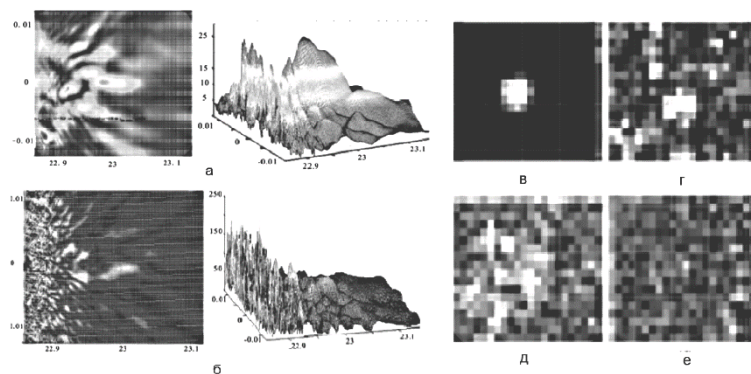


Рис.2 Изображения точечного источника при слое клеток 200 микрон. а. Размер зрачка 3 мм, фазовые экраны (а)+(б)+(б). б. Размер зрачка 5 мм, фазовые экраны (а) +(б) +(в), в. Размер зрачка 1 мм., г. Размер зрачка 2 мм, д. Размер зрачка 4 мм, е. Размер зрачка 5мм. Двумерные изображения представлены с угловым разрешением 1°

Более адекватным подходом являются нелинейные методы спекл-голографии с многократной экспозицией. Методы спекл-голографии не требуют знания передаточной характеристики среды, а основаны на корреляционном сравнении спекл-структур в различные моменты времени. Однако для использования и согласованной обработки и спекл-голографии фиксируемые световые поля должны сохранять временную когерентность. При такой высокой скорости первого этапа когерентной реакции фотоизомеризации длина волнового цуга в несколько десятков периодов световой волны позволяет его рассматривать как узкополосный когерентный сигнал, а выполненные расчеты длины временной когерентности показывают, что при треморе и поперечных сдвигах сетчатки на 5-6 микрон длина временной когерентности должна быть не более длины фоторецептора (40-50 микрон). Иными словами, условие когерентности спекл-голограмм будет всегда выполняться и они будут коррелированными. При этом, поскольку фоторецепторы являются квадратичными фотоприемниками, то детектирование рассеянного поля может быть осуществлено только при фиксации этого поля в виде интерференционной структуры или голограммы. На рис. 3. Показаны две модели первичного зрительного анализатора.

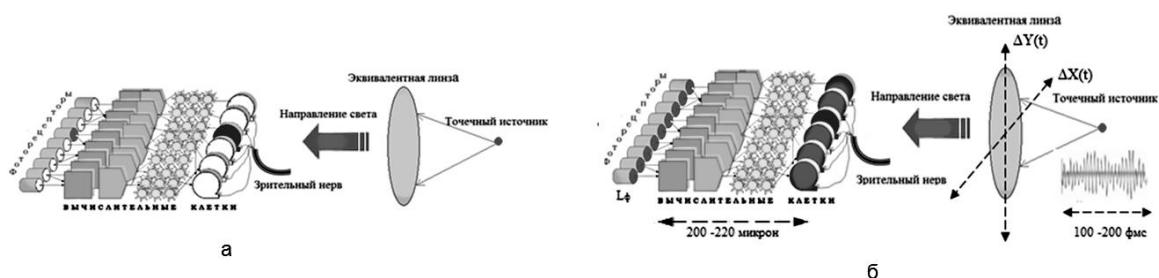


Рис.3. Стандартная модель зрительного анализатора (а) и предлагаемая модель (б)

Функционирование предлагаемой модели иллюстрируется следующим рисунком, рис.4. Отраженный свет от объекта, рассеивается слоями клеток и рассеянное амплитудно-фазовое поле фиксируется на фоторецепторах, на которых образуется первая фазовая спекл-голограмма. Далее благодаря тремору происходит сдвиг фоторецепторов и фиксируется вторая спекл-голограмма.

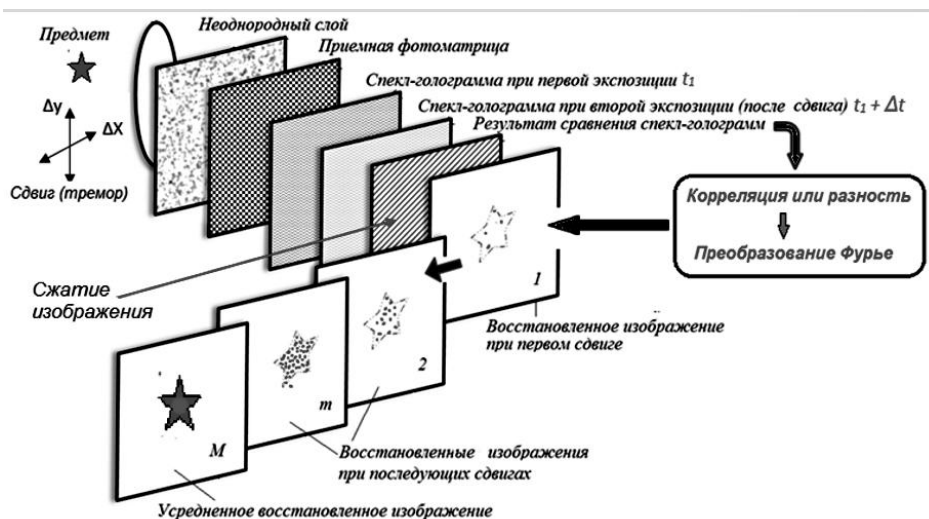


Рис.4. Схема функционирования предлагаемой модели

Затем происходит сравнение этих голограмм (разностное или корреляционное), и образуется некоторая интерференционная структура – разностная или корреляционная голограмма. Ее ширина пространственного спектра примерно на два порядка меньше, чем ширина пространственного спектра спекл-голограммы. Это хорошо объясняет известное физиологам сжатие проецируемого изображения, которое воспринимается $120 \cdot 10^6$ фоторецепторами, а по зрительному нерву информация передается только по 10^6 каналам в зрительную кору головного мозга. Восстановление изображения по этой интерференционной структуре или разностной голограмме может осуществляться, например, преобразованием Фурье. Однако при сравнении только двух голограмм восстанавливаются частичные фрагменты изображения. За счет тремора эти сравнения повторяются непрерывно, в результате которых накопленные фрагменты и формируют полное изображение объекта. В упрощенном виде алгоритмы такого восстановления описаны ниже

- Исходное поле

$$P(\xi, \chi, t) = \sum A_i^*(x, y, t) \otimes \psi(x - \xi, y - \chi),$$

где $\psi(\xi, \chi)$ - передаточная функция рассеивающей среды

- Фиксация спекл-голограммы

$$\langle |P(\xi, \chi, t)|^2 \rangle = \left\langle \sum_i A_i(\xi, \chi, t) \otimes \psi(x - \xi, y - \chi) \right\rangle^2$$

Вычисление фазовых распределений первой и второй спекл-голограмм

$$\phi_1(\xi, \chi) = \arg |P_1(\xi, \chi)|^2, \quad \phi_2(\xi, \chi) = \arg |P_2(\xi, \chi)|^2$$

- Вычисление разности фазовых распределений

$$\Delta\phi(\xi, \chi) = \phi_1(\xi, \chi) - \phi_2(\xi, \chi)$$

- Первая итерация (фрагменты изображения)

$$I_k(\alpha, \beta) = F[\Delta\phi(\xi, \chi)]$$

- После M итераций (накопление) восстанавливается исходное изображение

$$E \Rightarrow \sum_1^M I_k(\alpha, \beta)$$

На рис.5. показаны результаты численного моделирования работы такой модели первичного зрительного анализатора

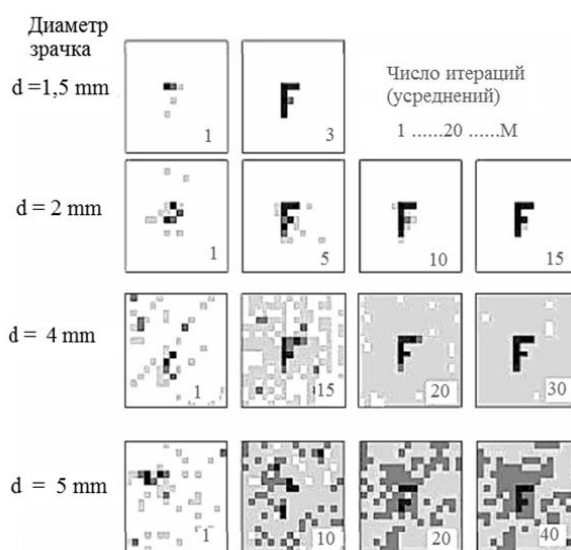


Рис. 5. Численное моделирование восстановления изображения буквы “F” при различных размерах зрачка и числе итераций

Предложенная модель функционирования первичного зрительного анализатора, разработанная на основе известных физиологических данных, позволяет объяснить его необычное анатомическое строение с точки зрения физической оптики, роль физиологического тремора, громадное быстроедействие реакции фотоизомеризации, а также другие известные особенности зрительного аппарата, в частности, громадный динамический диапазон передаваемой яркости, высокий коэффициент сжатия изображения и возможность видеть трехмерные объекты с помощью одного глаза, поскольку поле от объекта на каждой сетчатке глаза фиксируется в виде голограммы.

Авторы выражают большую благодарность академику РАН РФ, проф., д.б.н. М.А. Островскому и проф., д.б.н. Е.В. Шехтер и участникам постоянно действующего семинара «Акустика неоднородных сред» им. С.А. Рыбака за полезные обсуждения и ценные рекомендации, высказанные на разных стадиях этой работы.

ЛИТЕРАТУРА

1. В.Д. Свет // Доклады Академии Наук, Физика, 2006, т.409, № 1, с.1-5. Svet V.D. and Khazen A.M. //Biophysics, 54,2 193-203. Pleiades Publishing, Inc, 2009.
2. В.Д. Свет, В.И. Гельфгат. // Актуальные проблемы современной науки. 2007, 2, с.23-35.
3. V.D. Svet, A.M. Khazen. Coherent effects in primary visual perception, //Nova Science Publishers Inc. NY 11788-3619 2010. ISBN: 978-1-61668-143-2
4. V.D. Svet. // Open Journal of Biophysics, 2013, 3, 165-177.

Сравнение возможностей динамической фокусировки многоэлементных ультразвуковых фазированных решёток с элементами круглой и прямоугольной формы

И.Л. Степанов, П.Б. Росницкий, В.А. Хохлова
Московский государственный университет имени М.В. Ломоносова,
физический факультет, Москва, Россия
ilyuhen1997@gmail.com

В современной медицине становится все более востребованным неинвазивный, т.е. без прямого хирургического вмешательства, метод проведения хирургических операций связанных с удалением опухолей различных органов. Данный метод основан на использовании высокоинтенсивного фокусированного ультразвука, который способствует тепловому или механическому разрушению тканей опухоли [1]. Для достижения в точке облучения высокой интенсивности в клинической практике уже активно используются мощные фазированные решетки с квази-случайным расположением круглых излучающих элементов (рис.1а) [2]. Такие решетки позволяют проводить электронное смещение фокуса от центра кривизны без значительного проявления побочных дифракционных эффектов, связанных с периодичностью расположения элементов [3, 4]. Однако квази-случайные решетки обладают низкой плотностью заполнения Ψ поверхности элементами (порядка 40%) и, что не всегда позволяет достичь в фокусе высоких интенсивностей. Чтобы повысить плотность заполнения с сохранением аперииодичности расположения элементов, в недавней работе была представлена решетка с расположением круглых элементов по виткам спирали [5].

В данной работе предлагается модификация такой решетки с элементами прямоугольной формы, что позволяет дополнительно увеличить плотность заполнения до 55% (рис. 1б).

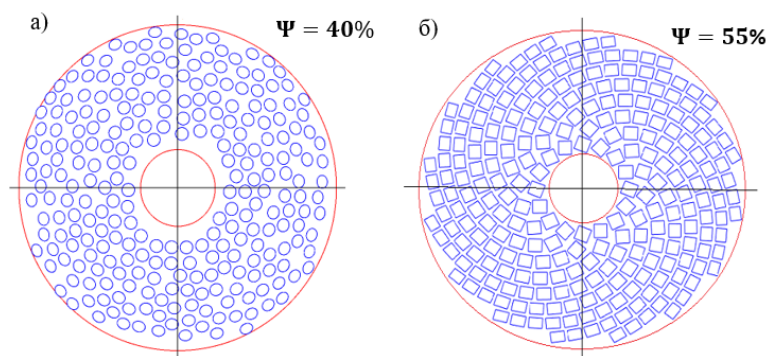


Рис.1. Схемы существующей (а) и предложенной в данной работе (б) 256-элементных решеток: диаметр $D = 17$ см, радиус кривизны $F = 13$ см, рабочая частота $f = 1$ МГц. а) Решетка с круглыми элементами: радиус $a = 3.5$ мм; б) решетка с прямоугольными элементами: полуширина 3.55 мм, полудлина 3.75 мм.

Проводится сравнение возможностей электронной фокусировки решеток с квази-случайным расположением круглых элементов (рис. 1а) и спиральным расположением квадратных (рис. 1б). Параметрами сравнения являются амплитуда в фокусе решетки при одинаковой интенсивности на ее элементах и область возможного электронного смещения фокуса, которая характеризуется двумя условиями. Во-первых, интенсивность в смещенном фокусе не должна быть ниже 50% от максимального достижимого значения (условие эффективности). Во-вторых, при смещении фокуса

появляются побочные максимумы (рис. 2а, б), и максимальная интенсивность в них не должна превышать 10% от интенсивности в фокусе (условие безопасности) [3, 6].

Поле решетки вычислялось как сумма полей ее элементов $p_i(x, y, z)$, причём для каждого из элементов использовалось аналитическое решение интеграла Рэлея в приближении дальнего поля:

$$p_i(x, y, z) = -i\omega\rho_0 V e^{ikr_0} \text{sinc}(kax/r_0) \text{sinc}(kby/r_0) / 2\pi r_0, \quad (1)$$

где $V = 4v_0ab$ – объемная скорость, a, b – полудлина и полуширина прямоугольного элемента, r_0 – расстояние от центра излучателя до точки наблюдения поля. Такой метод позволяет значительно ускорить расчет по сравнению с численным интегрированием [3].

Сравнение полей двух решеток показало, что интенсивность в фокусе предложенной решетки превысила интенсивность в фокусе существующей на 91%. Однако область максимального смещения фокуса, при котором выполняются условия эффективности и безопасности для спиральной решетки на несколько миллиметров меньше, чем для квази-случайной (рис. 2в, г). Таким образом, использование спиральной решетки с прямоугольными элементами позволяет достичь большей мощности, при незначительном уменьшении области электронного смещения фокуса. Работа выполнена при поддержке гранта РФФ №14-12-00974.

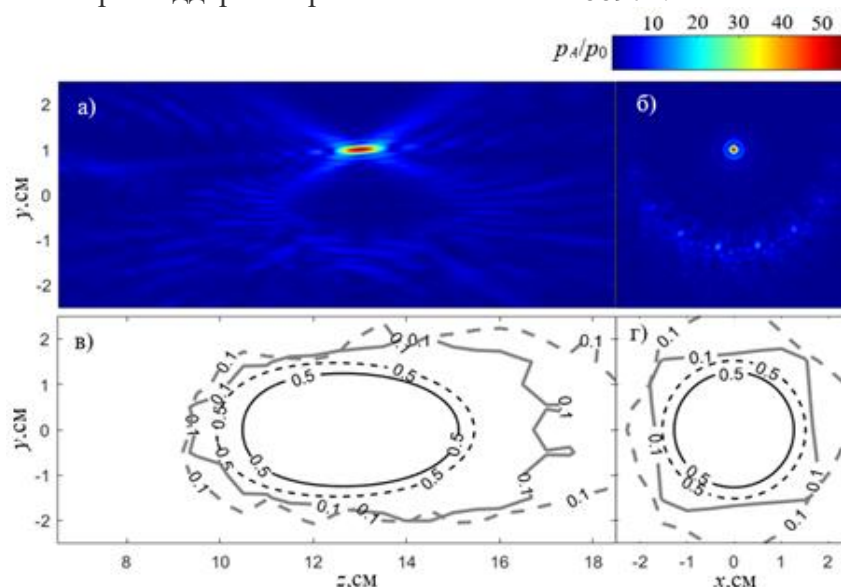


Рис.2. Аксиальное (а) и поперечное (б) распределения амплитуды давления p_A/p_0 , нормированной на начальную амплитуду на элементе для предложенной в работе решетки при положении фокуса в точке $x = 0$ см, $y = 1$ см, $z = 13$ см; Области возможного смещения фокуса, при котором выполняются условия эффективности (черная линия) и безопасности (серая линия) для существующей (пунктирная) и предложенной (сплошная) решеток в аксиальной (в) и поперечной (г) плоскостях.

ЛИТЕРАТУРА

1. Л.Р. Гаврилов. “Фокусированный ультразвук высокой интенсивности в медицине”. М.: Фазис, 2013.
2. J.W. Hand *et al* // Phys. Med. Biol., 2009, V. 54, p. 5675–5693.
3. С.А. Ильин *и др* // Акуст. журн. 2015. Т. 61. № 1. С. 57–64.
4. П.Б. Росницкий *и др* // Уч. зап. физ.фак. мос. ун-та. 2013. Т.4.
5. V.A. Khokhlova *et al* // Physics procedia. 2016. V. 87, p. 132–138.
6. L.R. Gavrilo, J.W. Hand // IEEE Trans. UFFC, 2000, V. 47, N. 1. p. 125–139.

Исследование акустических характеристик гелевых фантомов биологической ткани путем создания плоской волны в ближней зоне излучателя конечного размера

М.В. Хасанова, Е.В. Медведева, Д.А. Николаев, П.Б. Росницкий, С.А. Цысарь,
В.А. Хохлова, О.А. Сапожников
Московский государственный университет имени М.В. Ломоносова, физический факультет
m.v.khasanova@gmail.com

В настоящее время активно развивающимся направлением медицинской физики являются акустическая диагностика и неинвазивная хирургия. Медицинское оборудование перед клиническим применением требует тестирования и настройки на опытных образцах. Для этих целей работать с тканями *in vivo* не всегда возможно, а ткани *ex vivo* довольно быстро изменяют свои акустические и тепловые свойства, поэтому важной областью исследований является создание фантомов, которые способны имитировать биологические ткани [1]. Сейчас для облучения и исследования воздействия акустических волн регулярно используются гелевые фантомы. В связи с этим актуальна разработка методов определения акустических характеристик упомянутых фантомов, таких как скорость звука, коэффициент поглощения, параметр нелинейности. Цель данной работы состояла в изготовлении и изучении акустических свойств гелевых фантомов из полиакриламида и агара.

Гель, сделанный из агара, является широко используемым фантомом для имитации мягких биологических тканей – растительного заменителя желатина [4]. Такой гель обладает рядом преимуществ, среди которых относительная простота изготовления (кипячение воды с добавлением сухого концентрата) и невысокая стоимость. Указанный гель нетоксичен. Порошок агара не растворим в холодной воде, он полностью растворяется только при температурах от 95 до 100 градусов. Далее, при охлаждении до температур 35 – 40°, он становится чистым и крепким гелем. Данный гель имеет свойство термообратимости: при нагревании до 85 – 95° он опять становится жидким раствором, снова превращающимся в гель при 35–40° градусах. Некоторым недостатком является то, что он непрозрачный (мутный).

В качестве фантома удобен также полиакриламидный (ПАА) гель. Он изготавливается путем полимеризации мономерных молекул акриламида (АА), растворенных в дистиллированной воде в присутствии N,N'-метилен-бисакриламида (БИС), формирующего поперечные сшивки, персульфата аммония, являющегося инициатором реакции полимеризации и N,N,N',N'-тетра-метилен-диамида (ТМЭДА), выступающего в качестве катализатора [2]. Измерения показывают, что акустические параметры данного геля близки к соответствующим параметрам биологических тканей [2, 3]. Исключение составляет коэффициент поглощения, который, тем не менее, можно регулировать путем добавления в исходный раствор BSA (Bovine Serum Albumin) – животного белка. Однако, добавление BSA в свою очередь сильно ухудшает прозрачность и повышает хрупкость фантома.

Нами были опробованы различные соотношения БИС к АА: 1 к 19, 1 к 50 и 1 к 100. В первых двух случаях получался мутный гель, в котором разрушения были с трудом различимы. Последнее соотношение 1 к 100 позволило получить абсолютно прозрачный гель, не уступающий первым двум по прочности.

Скорость звука и коэффициент поглощения акустических волн определяют закон дисперсии среды и вводятся для плоских волн. В реальном эксперименте создать такие волны невозможно, поскольку для этого потребовался бы источник бесконечных размеров [5]. Добиться режима плоских волн возможно, если использовать излучатель

большого размера и работать в импульсном режиме [5]. Тогда на небольших расстояниях, которые определяются временем прихода сигнала с краёв источника, поле можно считать имеющим вид плоской волны.

Для анализа такой возможности в предыдущей работе [6] нами была создана численная модель в среде MATLAB. Она рассчитывает распространение импульсного сигнала от плоского источника круглой формы. В этом случае на оси симметрии источника имеется точное решение, которое удобно анализировать спектральным методом: исходя из спектра колебательной скорости поверхности источника рассчитывается спектр акустического давления, из которого в результате обратного преобразования Фурье получается искомая форма акустической волны на оси пучка. При расчёте учитывается, что коэффициент поглощения и скорость звука в среде зависят от частоты, и это влияет на характер искажения импульса. Было показано, что акустический сигнал состоит из двух следующих друг за другом импульсов, первый из которых представляет собой плоскую волну («прямая волна»), а второй соответствует волне, приходящей с краёв источника («краевая волна»). Найден возможный диапазон расстояний и соответствующих временных интервалов, в рамках которых возможно выделение прямой волны.

С использованием проведённых расчётов в данной работе был выбран диапазон расстояний для реализации режима плоской волны и проведён эксперимент, в котором использовался плоский круглый пьезокерамический излучатель диаметром 100 мм с центральной частотой 1.12 МГц. Для измерения акустического сигнала использовался миниатюрный «игольчатый» гидрофон (ONDA HNA-0400, США). Схема эксперимента показана на рис. 1. Излучатель и гидрофон помещались в резервуар, заполненный дегазированной и деминерализованной водой. Гидрофон был подключен к осциллографу через предусилитель.

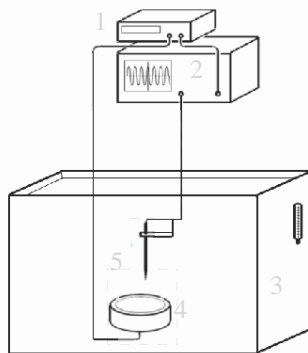


Рис.1. Схема экспериментальной установки (1 – генератор, 2 – осциллограф, 3 – бассейн с водой, 4 – плоский излучатель, 5 – гидрофон).

Трёхкоординатная система микропозиционирования использовалась для перемещения гидрофона в трех взаимно ортогональных направлениях с точностью 0.01 мм. Система управлялась персональным компьютером с помощью контроллера шаговых двигателей. Компьютер также использовался для записи сигнала гидрофона, передаваемого с осциллографа. Методика измерений описана, например, в работе [7].

Температура в бассейне находилась в диапазоне от 19 до 22 °С. Для эксперимента был выбран импульсно-периодический режим излучения, при этом период следования импульсов составлял 20 мс, амплитуда электрического напряжения на излучателе была выбрана равной 1 В, сигнал имел вид участка синусоиды длительностью 2 – 3 периода. С шагом в 0.5 мм, начиная с расстояния в 22 мм между излучателем и гидрофоном, было проведено сканирование поля вдоль оси излучателя. Далее такие же измерения

проводились для ситуации, когда образец (из агарового или полиакриламидного геля) вплотную прилегал к поверхности излучателя (см. рис. 2).

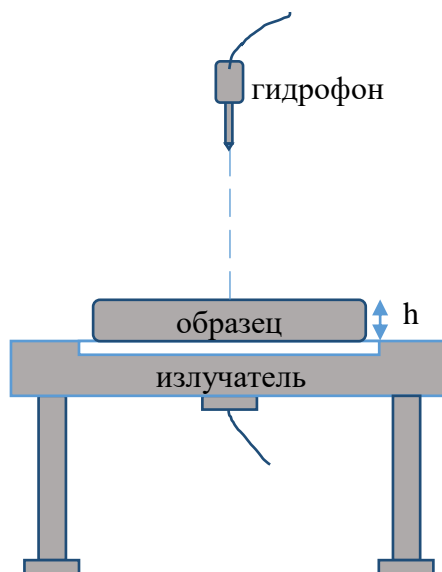


Рис.2. Расположение излучателя и исследуемого образца.

В эксперименте использовались три плоскопараллельных агаровых образца разной толщины: $h = 20\text{ мм}$, 30 мм , 40 мм . Скорость звука в агаре $c_{\text{аг}}$ определялась исходя из измерения задержки прихода ультразвуковых импульсов при их распространении в воде при наличии и отсутствии слоя из агара между излучателем и гидрофоном. Использовалась следующая формула:

$$c_{\text{аг}} = \frac{1}{\frac{\Delta t}{h} + \frac{1}{c_{\text{в}}}} \quad (1)$$

Здесь $c_{\text{в}}$ – скорость звука в воде, h – толщина слоя геля из агара и Δt – разница во временах задержки прямой волны в воде и в воде с агаром. Расчёт по указанной формуле дал значение $c_{\text{аг}} \approx 1422,94 \pm 26,52$ м/с.

Кроме того, на основе анализа установившейся части принимаемого импульса прямой волны находился коэффициент поглощения на частоте заполнения импульса. Если $S_{\text{аг}}$ и $S_{\text{в}}$ – комплексная амплитуда принятых сигналов в случаях наличия и отсутствия образца, соответственно, то в приближении плоской волны можно записать:

$$\frac{S_{\text{аг}}}{S_{\text{в}}} = T e^{-\alpha(\omega)h} \exp\left(i\omega h \left[\frac{1}{c_{\text{аг}}} - \frac{1}{c_{\text{в}}}\right]\right) = A e^{i\Phi} \quad (2)$$

где T – коэффициент пропускания, учитывающий потери из-за отражений на границах раздела, $\alpha(\omega)$ – коэффициент поглощения звука в агаре, A, Φ – амплитуда и фаза отношения спектров. По фазе можно определить скорость звука (она совпала с найдённой описанным выше импульсным методом), а по амплитуде найти коэффициент поглощения. Для этого удобно представить зависимость амплитуды от толщины в логарифмическом представлении: $\ln A = \ln T - \alpha(\omega)h$. Расчёт дал следующее значение коэффициента поглощения на рабочей частоте излучателя: $\alpha \approx (2,51 \pm 0,8) * 10^{-2} \text{ см}^{-1}$.

В результате работы создан экспериментальный стенд; с его помощью проведено экспериментальное измерение акустических характеристик гелевых фантомов из агара и полиакриламида. Выработана методика нахождения скорости звука и поглощения с помощью создания режима плоской волны. Планируется, что предложенный способ измерений акустических параметров сред в режиме плоской волны будет расширен на измерение параметра акустической нелинейности гелеобразных фантомов мягких биологических тканей.

Работа поддержана грантами РФФИ 17-02-00261 и 16-02-00653.

ЛИТЕРАТУРА

1. R.L. King *et al.*// IEEE Trans. on Ultrasonics, Ferroelectrics and Freq. Contr. 2011. V.58 (7). P. 1397-1405.
2. V.A. Khokhlova *et al.*// Journal of the Acoustical Society of America. 2006. V. 119 (3), P. 1834-1848.
3. C. Lafon *et al.*// Ultrasound Med. Biol., 2005. V.31 (10). P. 1383-1389.
4. B. Dunmire *et al.*// Ultrasound Med. Biol, 2013. V.39 (2). P. 300-311.
5. H. Seki, A. Granato, R. Truell // J. Acoust. Soc. Am, 1956, v. 28, no. 2, pp. 230–238.
6. М.В. Хасанова и др. // Ученые записки физического факультета Московского Университета, № 5, с. 1750709-1-1750709-6
7. D. Cathignol, O.A. Sapozhnikov, Y. Theillere// J. Acoust. Soc. Am, 1999, v. 105, no. 5, pp. 2612–2617.

Новые методы и приложения неинвазивной ультразвуковой хирургии с использованием мощных фокусированных полей с ударными фронтами

В.А. Хохлова

Московский государственный университет имени М.В. Ломоносова, физический факультет, Москва,
Россия
vera@acs366.phys.msu.ru

Фокусированный ультразвук высокой интенсивности (в англоязычной литературе – high intensity focused ultrasound, HIFU) на сегодняшний день широко используется в лабораторных исследованиях и клинической практике для воздействия на биологические ткани с целью безоперационного разрушения новообразований в различных органах и проведения нейрохирургических операций в глубоких структурах мозга человека [1 – 4]. Быстро развиваются новые приложения, такие как разрушение тромбов и гематом, усиление выделения специфических биомаркеров для неинвазивной диагностики, комбинированная иммунотерапия. Хотя в современных HIFU системах основным механизмом воздействия на ткань является ее нагрев в режиме фокусировки гармонических волн, растет интерес к использованию импульсных режимов воздействия с большой пиковой амплитудой, когда в профиле волны в фокусе образуются высокоамплитудные ударные фронты [5, 6]. Такие режимы позволяют существенно расширить круг вызываемых ультразвуком биоэффектов. В докладе представлены результаты недавних исследований в данной области, направленных на развитие технологии механического разрушения ткани на субклеточные составляющие (гистотрипсия), а также повышение эффективности и безопасности теплового воздействия. Это разработка и внедрение новых метрологических методов численного эксперимента для характеристики ударно-волновых полей HIFU-установок и планирования облучения в определенных клинических условиях; разработка излучателей, позволяющих достичь необходимые амплитуды ударного фронта в фокусе; влияние акустических свойств ткани на нелинейную фокусировку и параметры поля *in situ*; физические механизмы механического и теплового воздействия на ткань, кавитационные эффекты в ткани при ее облучении ультразвуком с ударными фронтами, особенности акустической и МРТ визуализации области воздействия; морфологический и ультраструктурный анализ вносимых ультразвуком повреждений ткани. Полученные результаты используются в научных центрах, компаниях и медицинских лабораториях в России и за рубежом для развития новых технологий и клинических приложений неинвазивной ультразвуковой хирургии. Приводится обзор современных клинических приложений в урологии, кардиологии, гастроэнтерологии, биоинженерии и иммунологии, в которых ведутся исследования по гистотрипсии. Работа поддержана грантом РФФИ № 16-02-00653.

ЛИТЕРАТУРА

1. www.fusfoundation.org
2. Л.Р. Гаврилов “Фокусированный ультразвук высокой интенсивности в медицине” М.: Фазис, 2013.
3. T.J. Dubinsky *et al.* // Am. Journ. Roentgenol. 2008. V. 190. P. 191–199.
4. W.J. Elias *et al.* // N. Engl. Journ. Med. 2013. V. 369, P. 640–648.
5. V.A. Khokhlova *et al.* // Int. J. Hyperthermia, 2015 v. 31(2), P. 145-162.
6. A.D. Maxwell *et al.* // IEEE UFFC, 2017, V. 64(10), P. 1542 – 1557.

Регистрация акустических полей в жидкости с применением волноводной системы

С.А. Цысарь¹, С.А. Петросян¹, В.Д. Свет², О.А. Сапожников¹

¹Московский Государственный Университет имени М.В. Ломоносова, физический факультет

²Акустический Институт имени академика Н.Н. Андреева

sergey@acs366.phys.msu.ru

ВВЕДЕНИЕ

Ультразвуковое изображение в жидкостях может быть получено различными способами. Ограничения возникают в тех случаях, когда обычные системы визуализации не могут быть адаптированы к агрессивным средам (по химическим, термическим, радиоактивным признакам), например, в ядерных реакторах с жидкометаллическими теплоносителями. Для работы в зонах активной зоны реактора были разработаны пьезоэлектрические материалы с высокой точкой Кюри (до 900 °С) и ряд специфических приемно-излучающих систем. В нем участвуют группы из Литвы и Бельгии [1], Франции [2], США [3] и Японии [4]. Следует отметить, что некоторые из них были апробированы, и лишь немногие из них были использованы в реакторах из-за ряда существенных ограничений. Некоторые не имеют возможности получения изображений (одноканальные системы), другие имеют низкую чувствительность, существующие многоканальные системы имеют узкий сектор обзора.

В настоящей работе предлагается использовать набор акустических волноводов в виде твердотельных стержней для создания многоэлементной приемной решетки. Предлагаемый подход был проверен в неагрессивных жидкостях, были получены первые изображения. Метод основан на передаче ультразвукового сигнала с одного конца волновода, погружённого в жидкую среду, на противоположный, находящийся в среде с контролируемыми условиями.

АПЕРТУРНЫЙ СИНТЕЗ

В качестве первого шага в построении многоэлементного массива использовался метод апертурного синтеза. Применение этого метода позволяет избежать перекрестных помех между соседними стержнями в реальной многоканальной волноводной системе и сосредоточиться на оценке оптимальных параметров для достижения наилучшего качества получаемого изображения. В данном методе используется один волновод, который перемещается из точки в точку перпендикулярно его оси так, что входной конец волновода сканирует акустическое поле, поступающее от исследуемых рассеивателей. Полученный набор пространственных точек представляет собой синтезированную фазированную ультразвуковую решётку. Входной конец такой синтезированной волноводной системы принимает акустические сигналы из жидкости, передает их в виде упругих стержневых волн на выходной конец, где регистрируются колебания выходных торцов. Геометрия системы и типичные сигналы показаны на рисунке 1. Волноводы подбираются таким образом, чтобы в них присутствовала основная квазипродольная и изгибная моды. При достаточной длине волновода быстрая (квазипродольная) мода разделяется с медленной (изгибной) и может быть зарегистрирована отдельно. В правой части рисунка 1 представлены типичные необработанные сигналы для выбранных стержней. Первая часть каждого сигнала, находящаяся в окне длительностью около 40 мкс, использовалась в качестве граничных условий для процедуры формирования изображения.

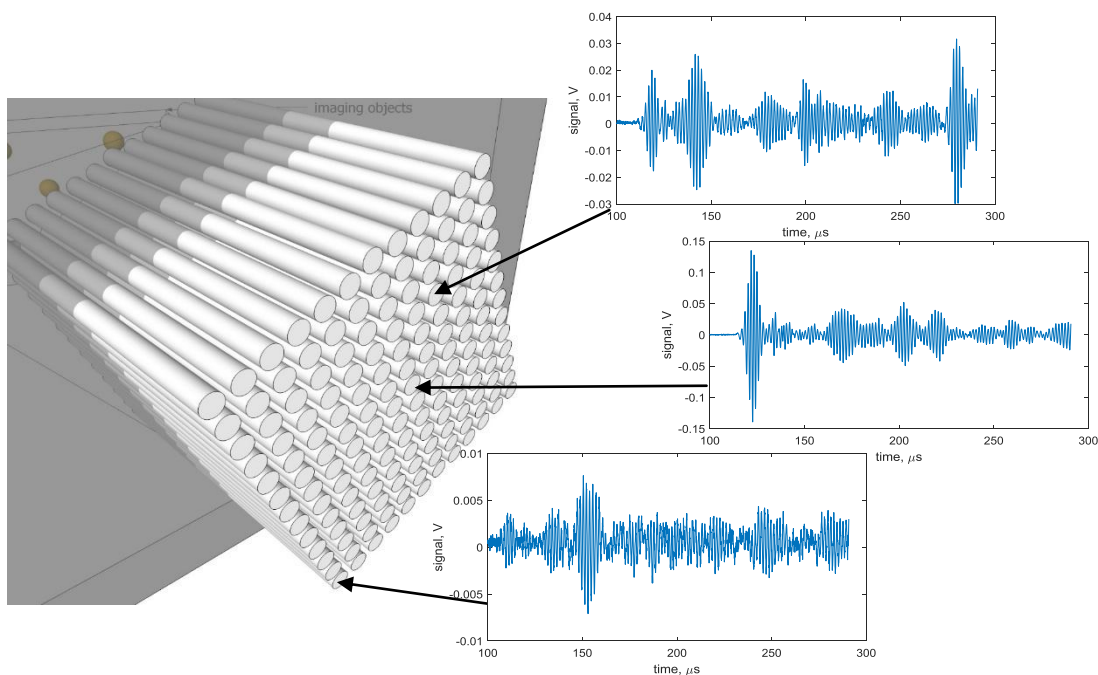


Рис.1. Схема синтезированной волноводной приёмной системы с представлением типичного вида выходных сигналов, показанных для трёх волноводов.

РАСЧЕТ ПРОСТРАНСТВЕННОЙ СТРУКТУРЫ ПОЛЯ

Формирование изображения может выполняться любым существующим способом. В настоящей работе представлены результаты полнодифракционного расчета обратного распространения акустического поля, также известного как метод акустической голографии [5].

Голографическая реконструкция рассеянного поля в текущей работе была выполнена в несколько этапов. На первом этапе из измеренных профилей сигнала колебаний торцов каждого стержня с координатами \mathbf{r}_{out_tip} выделялся сигнал $p(\mathbf{r}_{out_tip}, t)$, соответствующий квазипродольной моде. На следующем этапе для каждого волнового профиля применялось БПФ во временной области $p(\mathbf{r}_{out_tip}, t) \rightarrow S(\mathbf{r}_{out_tip}, \omega)$ и выполнялось фазовое сопряжение (которое соответствует процедуре обращения времени). На третьем этапе проводился фазовый сдвиг к входному концу (\mathbf{r}_{in_tip}) каждого стержня. После этого с использованием интеграла Рэлея или метода углового спектра проводилось численное обратное распространение каждой спектральной составляющей ω от входного конца волноводной системы до пространственной области построения изображения \mathbf{r}_{image} : $S(\mathbf{r}_{in_tip}, \omega) \rightarrow S(\mathbf{r}_{image}, \omega)$. На последнем шаге проводилось обратное преобразование Фурье $S(\mathbf{r}_{image}, \omega) \rightarrow p(\mathbf{r}_{image}, t)$ и осуществлялось построение изображения.

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ УСТАНОВКА

Для измерений методом апертурного синтеза была создана экспериментальная установка. Фокусированное ультразвуковое поле создавалось пьезокерамическим одноэлементным преобразователем, помещённым в дегазированную воду (система подготовки воды, Precision Acoustics, Ltd., Великобритания) на дне резервуара (см. Рис.2, справа). В качестве визуализируемых рассеивателей были использованы буквы из акустически поглощающего материала, нанесенные на поверхность преобразователя. Ось излучателя была направлена вертикально вверх. Апертура и

фокусное расстояние источника составляли 100 мм. Резонансная частота преобразователя равна 1.096 МГц, но преобразователь работал на частоте 589 кГц в соответствии с резонансной частотой принимающей волноводной системы. Данная частота определялась приёмным преобразователем, размещенным на выходном конце пространственно транслируемого волновода. Источником сигнала служил генератор (Agilent 33250A, Agilent Technologies, Inc., США) в сочетании с усилителем мощностью 9 Вт. Сигнал состоял из двух циклов рабочей частоты. Регистрация акустического поля выполнялась входным торцом одномодового волноводного кварцевого стержня диаметром 3 мм и длиной 455 мм. Выходной конец стержня был соединен с приемным одноэлементным плоским пьезокерамическим преобразователем, который, как уже указывалось, имел резонансную частоту 589 кГц (см. Рис.2, левая сторона). Апертурный синтез выполнялся вдоль горизонтальной плоскости на расстоянии 50 мм от центра излучателя. Перемещение вертикально ориентированного стержня производилось с помощью трехмерной системы позиционирования с шаговыми двигателями с ЧПУ (UMS3, Precision Acoustics, Ltd., Великобритания). Для каждого положения стержня форма профиля электрического сигнала, получаемого от приемного преобразователя, усреднялась по 128 стробированным измерениям для уменьшения шума на осциллографе (TDS5054, Tektronix, Inc., США) и передавалась на компьютер. Процедура измерения была автоматизирована с использованием кода, написанного в среде LabView. Зарегистрированные формы сигналов сохранялись в компьютере и затем обрабатывались в среде MatLab в соответствии с описанным выше алгоритмом.

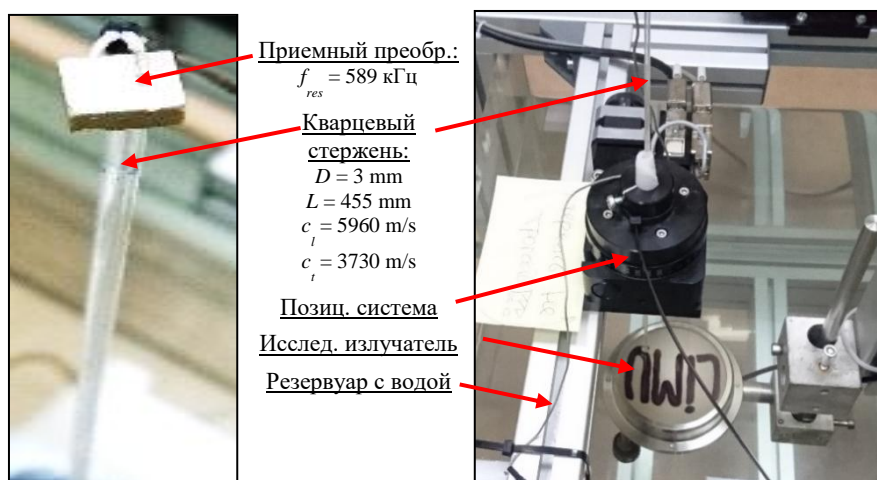


Рис.2. Кварцевый стержень с пьезокерамическим преобразователем на его торце (слева). Общий вид экспериментальной системы.

РЕЗУЛЬТАТЫ

Обработка нестационарной голограммы поля позволяет определить реальную пространственно-временную структуру акустического поля в интересующей области. Целью настоящей работы было восстановление изображения искусственно созданных рассеивающих объектов, размещенных на поверхности излучающего преобразователя, с использованием предложенного волноводного метода регистрации поля. Поэтому представляющей интерес областью для расчета поля из голограммы является поверхность преобразователя, которая содержит исследуемые цели. После обработки принятых сигналов было восстановлено пространственно-временное распределение колебательной скорости на двумерной поверхности, соответствующей поверхности

преобразователя. В правой части рис. 3 представлено типичное фазовое распределение нормальной составляющей колебательной скорости, восстановленное на поверхности преобразователя. В левой части представлен преобразователь с поглощающей надписью «LIMU» на его поверхности. Видно, что все детали отчетливо локализованы на получающемся изображении. Следует отметить, что размер области сканирования (апертура волноводной решетки) составлял 4×4 см, расстояние между излучающим преобразователем и входным концом волновода – 5 см, а размер области изображения составлял 12×12 см. Это говорит о широких углах обзора представленной системы.

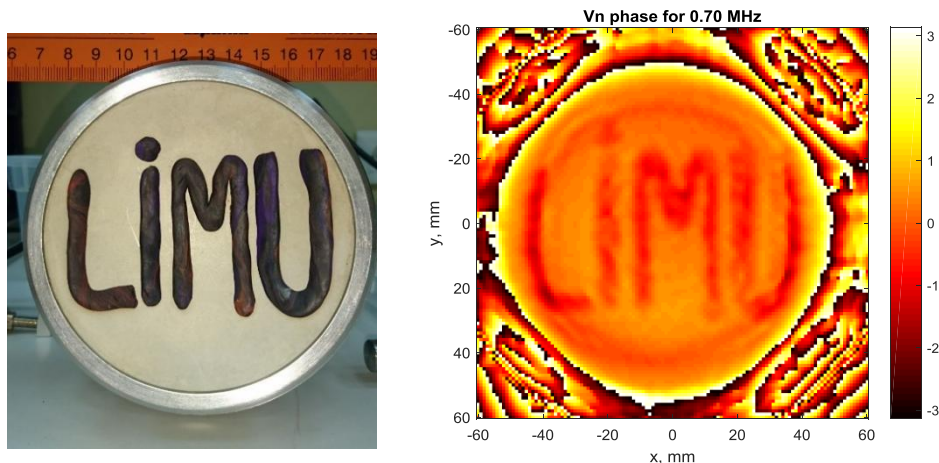


Рис.3. Пьезокерамический излучатель апертурой 10см с нанесёнными на его поверхность поглощающими буквами “LIMU” (слева). Полученное с волноводной приёмной системы изображение в виде распределения амплитуды колебательной скорости на поверхности излучателя для частоты 700 кГц.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В проведенном исследовании показано, что полученное с помощью предлагаемого метода изображение обеспечивает хорошую локализацию всех рассеивателей, что демонстрирует потенциал волноводной системы для ультразвуковой визуализации в агрессивных жидкостях. Работа выполнена при поддержке РФФ, проект 17-72-10284.

ЛИТЕРАТУРА

1. R. Kazys et al. // IEEE Sensor J. 2006. V. 6. No 5. P. 1134.
2. F. Baque // Nucl. Tech. 2005. V. 150. No 1. P. 67.
3. L.J. Bond et al. // Proc. of Adv. Nuc. Fuel Cyc. and Syst. (GLOBAL 2007). September 9-13. Boise, Idaho. American Nuclear Society, Illinois. 2007. P. 1274.
4. M. Ando et al. // Proceedings of ICONE14 International Conference on Nuclear Engineering. Miami, Florida. ASME. 2006. Paper # 89558
5. O.A. Sapozhnikov et al. // J. Acoust. Soc. Am. 2015. V. 138. No 3. P. 1515.