
СОДЕРЖАНИЕ

Том 68, номер 1, 2022

ФИЗИЧЕСКАЯ АКУСТИКА

Компенсация искажений фокусированных ультразвуковых пучков при транскраниальном облучении головного мозга на различной глубине

Д. Д. Чупова, П. Б. Росницкий, Л. Р. Гаврилов, В. А. Хохлова 3

Акустооптический расщепитель-вращатель плоскости поляризации двухцветного излучения

В. М. Котов 14

Современные проблемы сверхбыстрой магнитоакустики (обзор)

В. С. Власов, А. В. Голов, Л. Н. Котов, В. И. Щеглов, А. М. Ломоносов, В. В. Темнов 22

АКУСТИКА ОКЕАНА. ГИДРОАКУСТИКА

Экспериментальная оценка направленности излучения движущегося надводного судна в мелком море

Г. М. Глебова, Г. А. Жбанков, Г. Н. Кузнецов 57

АКУСТИКА СТРУКТУРНО НЕОДНОРОДНЫХ ТВЕРДЫХ СРЕД. ГЕОЛОГИЧЕСКАЯ АКУСТИКА

Точность оценки параметров слоистой среды при использовании когерентного векторного приема поверхностной волны Рэлея

А. В. Лебедев, С. А. Манаков 68

ОБРАБОТКА АКУСТИЧЕСКИХ СИГНАЛОВ. КОМПЬЮТЕРНОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ

Пространственная коррекция акустической голограммы для восстановления колебаний поверхности аксиально-симметричного ультразвукового излучателя

А. З. Калоев, Д. А. Николаев, В. А. Хохлова, С. А. Цысарь, О. А. Сапожников 83

АКУСТИКА ЖИВЫХ СИСТЕМ. БИОМЕДИЦИНСКАЯ АКУСТИКА

Оптоакустика неоднородных биомедицинских сред: конкуренция механизмов и перспективы применения (обзор)

С. В. Егерев, Я. О. Симановский 96

УДК 534.2

КОМПЕНСАЦИЯ ИСКАЖЕНИЙ ФОКУСИРОВАННЫХ УЛЬТРАЗВУКОВЫХ ПУЧКОВ ПРИ ТРАНСКРАНИАЛЬНОМ ОБЛУЧЕНИИ ГОЛОВНОГО МОЗГА НА РАЗЛИЧНОЙ ГЛУБИНЕ

© 2022 г. Д. Д. Чупова^а, *, П. Б. Росницкий^а, Л. Р. Гаврилов^б, **, В. А. Хохлова^а

^аМосковский государственный университет им. М.В. Ломоносова, Ленинские горы, Москва, ГСП-1, 119991 Россия

^бАО “Акустический институт им. акад. Н.Н. Андреева”, ул. Шверника 4, Москва, 117036 Россия

*e-mail: daria.chupova@yandex.ru

**e-mail: lrgavrilov.1938@mail.ru

Поступила в редакцию 27.08.2021 г.

После доработки 21.09.2021 г.

Принята к публикации 22.09.2021 г.

Проанализированы возможности компенсации аберраций при фокусировке ультразвукового пучка через кости черепа с использованием мозаичных решеток с радиусом кривизны и апертурой $F = D = 200$ мм, частотой 1 МГц и абсолютно плотным рандомизированным заполнением поверхности элементами. Рассматривается влияние количества элементов (256, 512 и 1024) и глубины фокусировки (25–65 мм от внутренней поверхности черепа) на качество компенсации аберраций, т.е. на остроту фокусировки, местоположение фокуса и максимальное давление в нем. Акустическая модель головы человека строится на основе данных магнитно-резонансной томографии (МРТ). Расчет поля и компенсации аберраций проводятся на основе интеграла Рэлея и волнового уравнения в модели Кельвина–Фойгта. Продемонстрирована возможность острой фокусировки с помощью рассматриваемых решеток в указанном интервале глубин, при этом ширина фокальной перетяжки составляет около 2 мм по уровню – 6 дБ. Проанализирован относительный вклад различных волновых эффектов в искажение ультразвукового пучка при прохождении через череп. Показано, что наиболее сильный вклад в ослабление пучка вносят аберрации (7.4 дБ) и поглощение (6.7 дБ). Вклад отражения (2.1 дБ) и генерации сдвиговых волн в черепе (2 дБ) менее существенен.

Ключевые слова: медицинская акустика, фокусированный ультразвук высокой интенсивности, многоэлементные решетки, интеграл Рэлея

DOI: 10.31857/S0320791922010014

ВВЕДЕНИЕ

Использование мощного фокусированного ультразвука для лечения заболеваний мозга на сегодняшний день является одним из наиболее успешных клинических направлений развития неинвазивной ультразвуковой хирургии [1–6]. При этом с помощью фокусировки ультразвукового пучка через кости черепа в заданные участки мозга реализуется тепловой механизм воздействия: заранее намеченные патологические участки разрушаются путем быстрого локального перегрева. Проведение таких операций без прямого хирургического вмешательства существенно снижает риски занесения инфекций и повреждения здоровых тканей мозга [7]. Однако присутствие костей черепа вносит искажения в пространственную структуру ультразвукового пучка, поэтому для их компенсации и обеспечения острой фокусировки ультразвука используются многоэлементные фазированные решетки, на

каждом элементе которых возможно независимо задавать амплитуду и фазу [7, 8]. Для определения нужной фазы на элементах решетки используются как лучевые методы [9], так и дифракционные, основанные на обращении волнового фронта [10] либо инвертировании фазы [11]. В нейрохирургической практике успешно используются 1024-элементные решетки клинических систем ExAblate (InSightec Ltd., Tirat Carmel, Israel), имеющие форму полусферы с радиусом кривизны 150 мм, апертурой 300 мм и рабочей частотой 650–720 кГц [8]. Такая конфигурация решетки позволяет облучать центральные участки мозга в области таламуса и проводить лечение эссенциального тремора, тремора, вызванного болезнью Паркинсона, локализованных опухолей и других заболеваний мозга [1–6]. В известной нам литературе отсутствуют количественные данные о размере возможной области сканирования в этом случае.

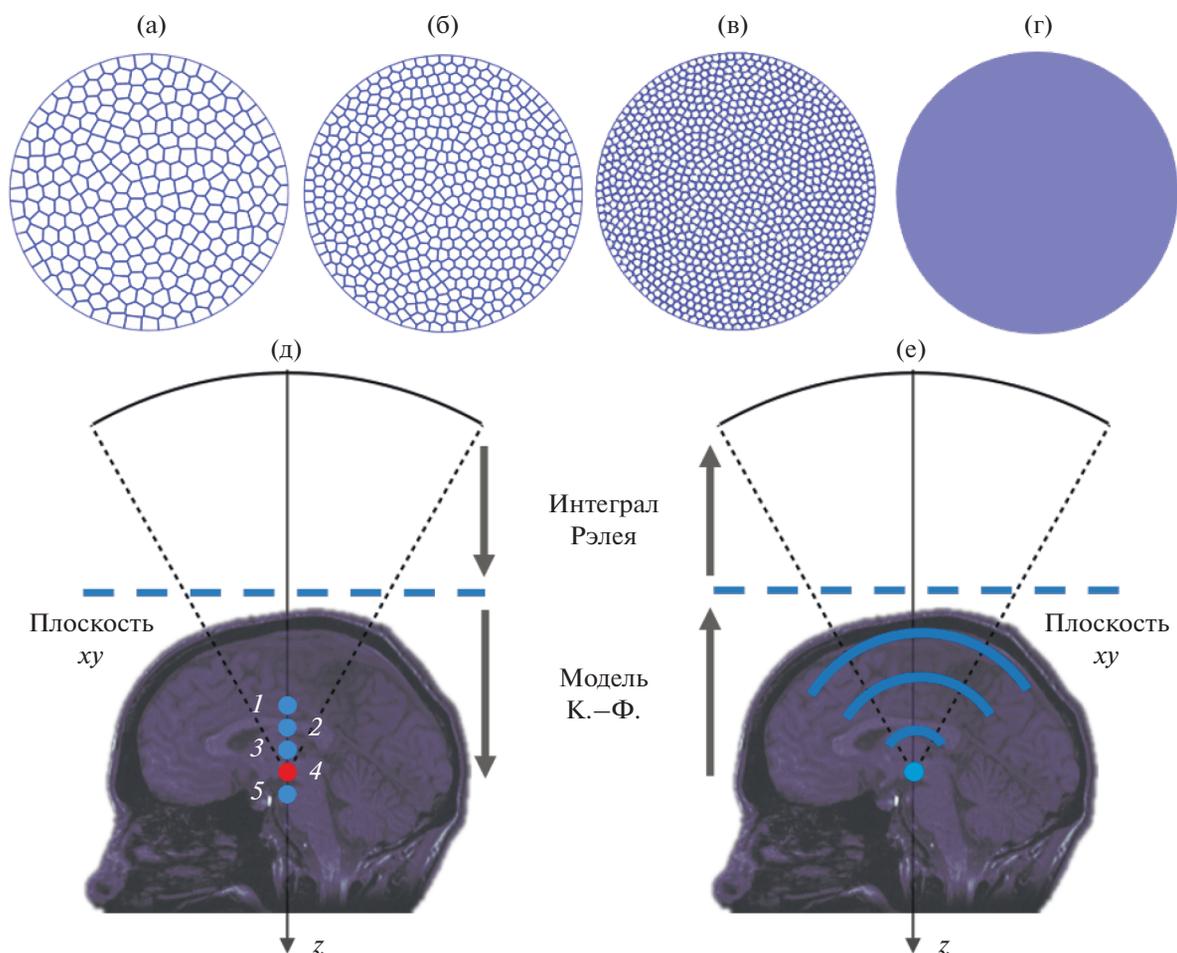


Рис. 1. Схемы исследуемых решеток: (а) 256 элементов, (б) 512 элементов, (в) 1024 элемента, (г) идеализированная решетка. (д) – Схемы расчета поля при облучении мозга и (е) – компенсации aberrаций. Стрелками показан порядок проведения расчетов: с использованием интеграла Рэлея и модели Кельвина–Фойгта (К.–Ф.). Фокусировка проводилась на различной глубине (д): центр кривизны решетки смещен относительно центра мозга на -30 мм (1); -20 мм (2); -10 мм (3); 0 мм (4); $+10$ мм (5).

Недавно был предложен новый класс многоэлементных решеток с более компактной формой в виде сегмента сферы с углом схождения $\alpha = 2 \arcsin(D/2F) = 60^\circ$, радиусом кривизны и апертурой $F = D = 200$ мм, а также более высокой рабочей частотой $f = 1$ МГц. Активная площадь решетки и, соответственно, излучаемая мощность приблизительно вдвое меньше, чем у полусферической решетки, однако дефицит мощности удается частично компенсировать путем использования абсолютно плотного рандомизированного заполнения поверхности решетки элементами с мозаичной структурой (рис. 1а) [12–14]. Отметим, что другими авторами предлагалось несколько вариантов терапевтических решеток с близкими углами схождения и мозаичным расположением элементов, однако в них не обеспечивалась максимально достижимая площадь активной поверхности решетки, которая реализуется при исполь-

зовании рассматриваемой в данной работе модели [15, 16].

Компактная форма решетки и относительно небольшой угол схождения позволяют поворачивать и перемещать ее относительно головы пациента без значительного изменения угла падения пучка на череп, тогда как перемещение существующих решеток полусферической формы приводит к изменению угла падения волны на череп, что сопровождается значительными потерями энергии. Расширение возможной области сканирования фокуса при использовании полусферической решетки также ограничено геометрией ее расположения относительно головы человека. Таким образом, рассматриваемая в данной работе модель решетки потенциально может позволить увеличить область перемещения фокуса вокруг центра мозга без образования дополнительных дифракционных максимумов в акустическом поле и тем самым расширить границы достигнутой

на сегодняшний день пространственной области эффективного и безопасного воздействия на ткани мозга.

Кроме того, в предыдущих работах было теоретически показано, что для подобной решетки с частотой 1 МГц и 256 элементами при компенсации aberrаций, вносимых черепом, возможно достижение давлений, необходимых для образования высокоамплитудных ударных фронтов и механического разрушения тканей с помощью метода гистотрипсии с кипением [12, 13]. При использовании данного метода практически не проявляются тепловые эффекты, что снижает риск перегрева черепа [17–19]. Однако для решеток с иным числом элементов и областей мозга, лежащих за пределами таламуса, исследования по компенсации aberrаций не проводились даже в приближении линейной фокусировки пучка через кости черепа.

Целью данной работы было теоретическое исследование влияния количества элементов в предложенных решетках и глубины фокусировки в мозге при механическом перемещении решетки на качество компенсации aberrаций в сходящемся линейном пучке. Основными критериями при оценке качества компенсации aberrаций являются острота фокусировки (ширина и длина фокального пика), правильность местоположения фокуса и уровень максимального давления в нем. Проведена также оценка относительного вклада различных волновых эффектов в искажение структуры пучка и максимально достижимой амплитуды волны. Были рассмотрены эффекты генерации сдвиговых волн в черепе, поглощения, отражения и aberrаций, возникающих при прохождении пучка через неоднородные по толщине кости черепа. В численном эксперименте использовалась акустическая модель головы человека, построенная на основе данных магнитно-резонансной томографии (МРТ). Расчет поля решетки и компенсации aberrаций проводились на основе разработанного ранее метода, объединяющего различные волновые модели [12].

ТЕОРЕТИЧЕСКАЯ МОДЕЛЬ

Рассмотрим модель многоэлементной решетки в виде сферического сегмента с фокусным расстоянием и апертурой $F = D = 200$ мм, углом схождения 60° и рабочей частотой $f = 1$ МГц [13]. С помощью разработанного ранее алгоритма, основанного на использовании мозаики с ячейками равной площади, поверхность решетки разбивалась на элементы, имеющие форму многоугольников, расположенных случайным образом на поверхности решетки [14]. При этом достигалось абсолютно плотное заполнение поверхности излучателя элементами. Такой способ разбиения одновременно позволяет максимизировать ак-

тивную площадь решетки заданной геометрии и минимизировать побочные дифракционные эффекты, которые возникают при периодическом расположении элементов [20]. Для технической реализуемости модели излучателя был введен зазор между элементами, равный 0.5 мм. С использованием разработанного алгоритма были построены модели решеток с различным количеством элементов: 256, 512 и 1024 (рис. 1а–1в). Коэффициент заполнения решеток с учетом зазора между элементами составил 92% (площадь элемента 121 мм^2) для 256-элементной решетки, 88% (площадь элемента 58 мм^2) для 512-элементной решетки и 84% (площадь элемента 28 мм^2) для 1024-элементной решетки. Была также рассмотрена идеализированная модель решетки с условно бесконечным количеством элементов (рис. 1г). Для ее построения расчетная прямоугольная сетка численного моделирования проектировалась на сферическую поверхность излучателя. Таким образом, была достигнута возможность квазинепрерывно изменять амплитуду и фазу на поверхности излучателя [21].

Для моделирования фокусировки ультразвукового пучка через интактный череп использовалась трехмерная акустическая модель головы человека, построенная на основе данных МРТ [12]. Модель головы была представлена набором из 91 снимка в аксиальной проекции, взятых на разной высоте, размером 191×256 пикселей каждый. Пространственное разрешение снимков составляло $1 \times 1 \times 1$ мм. Каждый снимок разделялся методом пороговой обработки на четыре сегмента: внешнее пространство, заполненное водой, кожу, череп и мозг. В модели были учтены геометрические особенности каждого сегмента, представляющего голову человека, при этом каждая среда считалась однородной [22, 23] и характеризовалась следующими параметрами [12]: плотность ρ_0 [24], скорость распространения c_p [25] и коэффициент поглощения α_p продольных волн [24], а также скорость распространения c_s и коэффициент поглощения α_s сдвиговых волн (отличны от нуля только для черепа) [24, 25]. Параметры всех сегментов задавались в программе в виде матрицы, их значения приведены в табл. 1.

Численный алгоритм моделирования фокусировки ультразвука состоял из комбинации двух методов. На первом этапе акустическое поле излучателя рассчитывалось с помощью интеграла Рэлея [26] в однородной среде (воде) от поверхности решетки до горизонтальной плоскости (xy), расположенной вблизи поверхности черепа (рис. 1д):

$$p(\mathbf{r}) = -\frac{i\omega\rho_0}{2\pi} \int_S \frac{v_n(\mathbf{r}') \exp(ikR)}{R} dS', \quad (1)$$

Таблица 1. Значения скорости распространения продольных c_p и сдвиговых c_s волн, плотности ρ_0 , коэффициентов поглощения продольных α_p и сдвиговых α_s волн для воды, кожи, черепа и мозга

	c_p , м/с	c_s , м/с	ρ_0 , кг/м ³	α_p , дБ/см	α_s , дБ/см
Вода	1500	0	1000	0	0
Кожа	1624	0	1109	1.84	0
Череп	2820	1500	1732	8.83	19.15
Мозг	1550	0	1030	0.21	0

где $\omega = 2\pi f$ – циклическая частота, $k = \omega/c_0$ – волновое число, c_0 – скорость звука в среде, ρ_0 – плотность среды, $v_n(\mathbf{r}')$ – комплексная амплитуда колебательной скорости на плоскости xu , \mathbf{r}' – радиус вектор элемента поверхности dS' , S – площадь плоскости xu , $R = |\mathbf{r} - \mathbf{r}'|$ – расстояние от элемента площади dS' до точки наблюдения с координатой \mathbf{r} . Рассматривалась компонента комплексной амплитуды поля с временной зависимостью $\exp(-i\omega t)$, где i – мнимая единица. Распределение амплитуды колебательной скорости на поверхности элементов предполагалось равномерным: $v_n(\mathbf{r}') = v_0$.

Прямой численный расчет интеграла Рэлея (1) с поверхности многоэлементной решетки является достаточно затратным по времени, особенно для проведения серий вычислений. В условиях данной задачи расстояние между излучателем и заданной плоскостью значительно превышает ближнюю зону элемента решетки, поэтому для ускорения расчетов использовался аналитический метод, согласно которому акустическое поле на плоскости xu вычислялось как сумма аналитических решений для дальнего поля каждого элемента [13, 14, 20]. Для этого предварительно многоугольные элементы излучателя разбивались на прямоугольные треугольники. В свою очередь, поле треугольного излучателя рассчитывалось по формуле [14]:

$$p = \frac{p_0 ab \exp(ikr_0) [I(a, x) - I(b, y)]}{2\pi r_0 (ax/r_0 - by/r_0)}, \quad (2)$$

где $I(a, x) = \exp(-ika/2(x/r_0)) \text{sinc}(ka/2(x/r_0))$, a и b – катеты прямоугольного треугольника, $p_0 = \rho_0 c_0 v_n$ – характерное давление на поверхности элемента, $r_0 = (x^2 + y^2 + z^2)^{1/2}$ – радиус-вектор точки наблюдения, $\{x, y, z\}$ – координаты точки наблюдения. Таким образом, поле акустического давления на плоскости xu , перпендикулярной оси решетки и расположенной вблизи поверхности черепа, было найдено как сумма полей подэлементов в форме прямоугольных треугольников, на которые были разбиты элементы излучателя.

Полученный результат использовался в качестве граничного условия для дальнейшего расчета поля в области головы человека. Для этого применялся численный псевдоспектральный метод решения волнового уравнения в модели Кельвина–Фойгта, реализованный с помощью программы k-Wave (www.k-wave.org) [22, 23]:

$$\rho_0 \frac{\partial^2 \mathbf{u}}{\partial t^2} = (\lambda + \mu) \nabla (\nabla \cdot \mathbf{u}) + \mu \nabla^2 \mathbf{u} + (\chi + \eta) \nabla \left(\nabla \cdot \frac{\partial \mathbf{u}}{\partial t} \right) + \eta \nabla^2 \frac{\partial \mathbf{u}}{\partial t}, \quad (3)$$

где \mathbf{u} – вектор смещения частиц среды, λ и μ – параметры Ламе, μ – модуль сдвига, χ и η – коэффициенты вязкости при сжатии и сдвиге, соответственно. Параметры Ламе связаны со скоростью продольных c_p и сдвиговых c_s волн следующим образом: $c_s^2 = \mu/\rho_0$, $c_p^2 = (\lambda + 2\mu)/\rho_0$; коэффициенты поглощения α_s и α_p связаны с коэффициентами вязкости: $\alpha_s = \eta \omega^2 / (2\rho_0 c_s^3)$ и $\alpha_p = (\chi + 2\eta) \omega^2 / (2\rho_0 c_p^3)$.

Данная модель (3) учитывает эффекты дифракции, поглощения, неоднородности и генерации сдвиговых волн в черепе. В результате комбинации двух описанных методов (2) и (3) находилось распределение амплитуды акустического давления p_A/p_0 , нормированной на характерную амплитуду давления p_0 на поверхности решетки, в области головы в трех основных анатомических плоскостях: сагитальной (zx), фронтальной (zy) и аксиальной (xu), а также одномерные распределения p_A/p_0 вдоль оси решетки. Для анализа уровней давления, достигаемых вблизи поверхности черепа, рассчитывались распределения амплитуд давления p_A/p_0 в объеме прямоугольной формы, грани которого были удалены от поверхности черепа на 10 мм, причем верхняя грань находилась в воде, а нижняя – в мозге. Для моделирования использовалась расчетная сетка с пространственным шагом $\Delta x = \Delta y = \Delta z = 0.5$ мм. Так как размер вокселя трехмерной акустической модели головы превышал в два раза шаг сетки, каждый воксель делился пополам в каждом из трех направлений. При этом тип среды каждого вокселя

оставался прежним. Шаг по времени расчетной сетки выбирался в соответствии с критерием Куранта–Фридрихса–Леви и удовлетворял условию $CFL \equiv c_{\max} \Delta t / \Delta x$, где $CFL = 0.1$, а c_{\max} – максимальная скорость звука в рассматриваемой модели.

Для компенсации аберраций, вызванных присутствием костей черепа, использовались аналогичные методы расчетов, но в обратном порядке (рис. 1е). Вначале использовалась модель Кельвина–Фойгта (3) для моделирования распространения сферической волны из точки фокуса до плоскости xu вблизи черепа. Далее использовалось численное решение интеграла Рэля (1) в однородной среде для расчета поля в плоскости xu и получения комплексных амплитуд и фаз в геометрическом центре каждого элемента решетки.

При расчете поля с компенсацией аберраций полученные фазы инвертировались, а в расчетах без компенсации фаза на каждом элементе полагалась равной нулю. Для достижения максимальной интенсивности в фокусе амплитуды на элементах устанавливались одинаковыми для всех элементов решетки [7]. Для решеток с различным количеством элементов и, соответственно, с различной активной площадью, амплитуда на их элементах выбиралась обратно пропорциональной коэффициенту заполнения решетки так, чтобы все излучатели обеспечивали одинаковую амплитуду давления в фокусе при фокусировке в воде. Такая нормировка позволяет “в чистом виде” выявить влияние числа элементов на качество компенсации аберраций. Далее за нормировочную константу p_0 принимается характерное начальное давление $p_0 = c_0 \rho_0 v_0$ на поверхности 256-элементной решетки.

Расчеты проводились для четырех решеток: 256-элементной, 512-элементной, 1024-элементной и идеализированной решетки, на пяти различных глубинах фокусировки с компенсацией аберраций и без нее. Глубина фокусировки изменялась путем механического перемещения решетки вдоль собственной оси и составляла 25, 35, 45, 55 и 65 мм (рис. 1д, 1–5), считая от внутренней поверхности черепа. Центр мозга соответствует значению 55 мм (рис. 1д, 4).

Для оценки относительного вклада различных волновых эффектов в уменьшение интенсивности поля в фокусе были проведены дополнительные расчеты поля 256-элементной решетки в воде. Далее в численной модели фокусировки в центр мозга без компенсации аберраций последовательно выключались различные эффекты и сравнивались максимально достигаемые амплитуды давления в мозге с использованием различных приближений.

Для оценки вклада генерации сдвиговых волн в черепа скорость c_s и коэффициент поглощения α_s сдвиговых волн в матрице с акустическими параметрами сред устанавливались равными нулю.

Для оценки вклада поглощения продольных волн каждый элемент 256-элементного излучателя соединялся с точкой фокуса, и для каждой поглощающей среды (кожи, кости, мозга) находилось среднее расстояние $\langle l^k \rangle = N^{-1} \sum_{i=1}^N l_i^k$ вдоль получаемых лучей. Здесь $N = 256$, $k = “к”, “ч”, “м”$, что обозначает разные среды “кожа”, “кости черепа”, “ткани мозга”. Данные значения расстояний использовались для оценки снижения амплитуды давления A за счет поглощения:

$$A = \exp(-\alpha_p^k \langle l^k \rangle - \alpha_p^c \langle l^c \rangle - \alpha_p^m \langle l^m \rangle). \quad (4)$$

Заметим, что вклад поглощения оценивался аналитически, без проведения численного моделирования, поскольку отключение поглощения в псевдоспектральной численной модели приводило к многократным переотражениям волны в черепе.

Оценка вклада отражения была проведена с использованием приближения плоскопараллельного слоя для случая нормального падения. Каждая среда сохраняла свой импеданс, но граница раздела сред считалась плоской. Таким образом, суммарный коэффициент отражения R по давлению вычислялся как произведение коэффициентов отражения на границах вода–кожа: $R_{вк} = (\rho_k c_k - \rho_b c_b) / (\rho_k c_k + \rho_b c_b)$, кожа–череп $R_{кч}$, череп–мозг $R_{чм}$:

$$R = R_{вк} R_{кч} R_{чм}. \quad (5)$$

Оценка влияния аберраций проводилась с учетом полученных результатов для сдвиговых волн, поглощения и отражения, приводящих к ослаблению поля в фокальной области пучка. Для этого величина максимума давления, достигаемого при фокусировке в центр мозга без компенсации аберраций p_A/p_0 , делилась на ослабления амплитуды давления за счет генерации сдвиговых волн, поглощения и отражения. Отношение полученной амплитуды давления и максимума давления в воде принималось за вклад аберраций в искажение пучка.

РЕЗУЛЬТАТЫ

На рис. 2 представлены двумерные распределения безразмерной амплитуды давления p_A/p_0 , нормированной на начальное характерное значение p_0 на поверхности 256-элементной решетки, при облучении центра мозга без компенсации аберраций (рис. 1д, 4). Значение $z = 0$ соответствует внутренней поверхности черепа. Результа-

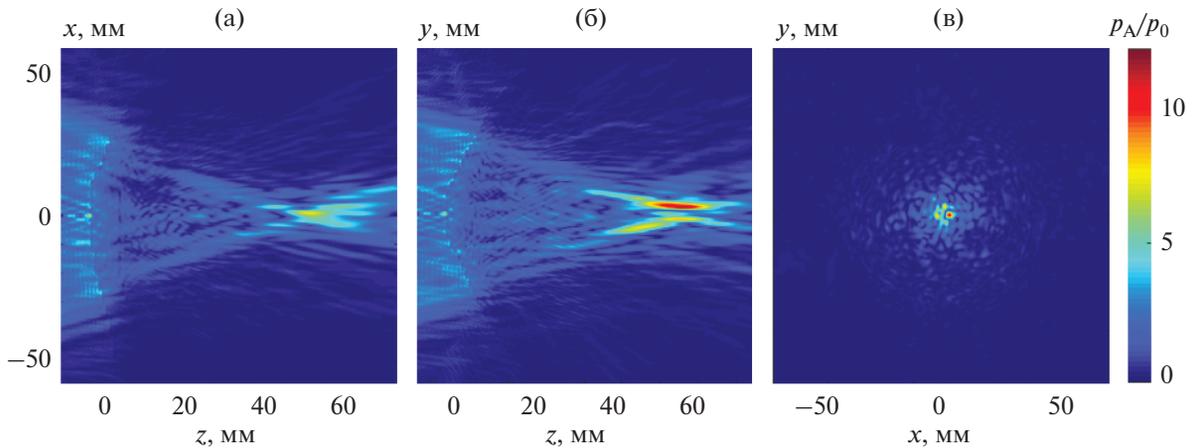


Рис. 2. Распределение амплитуды давления p_A/p_0 , нормированной на амплитуду давления p_0 , на элементах решетки, в плоскостях (а) xz , (б) zy и (в) xy для случая облучения центра мозга с помощью 256-элементной решетки без компенсации аберраций.

ты представлены в трех основных анатомических плоскостях, проходящих через центр кривизны решетки: сагитальной, разделяющую голову на правую и левую половины (zx), фронтальной — на переднюю и заднюю (zy) и аксиальной — на выше- и нижележащие (xy). В отсутствие коррекции фазы акустическое поле сильно искажено за счет присутствия костей черепа, максимум давления смещен относительно центра кривизны излучателя и составляет всего $p_A/p_0 = 12.5$, тогда как при фокусировке в воде коэффициент усиления по давлению в фокусе равен 100. Наблюдаются также дополнительные максимумы давления вблизи черепа и “размытие” фокуса.

Влияние аберраций при различной глубине фокусировки проиллюстрировано на рис. 3. Для изменения глубины фокусировки излучатель механически смещался вдоль собственной оси на -10 мм вниз, на $+10$, $+20$ и $+30$ мм вверх относительно центра мозга (рис. 1д, 5, 3, 2, 1). Результаты расчетов показаны в виде двумерных распределений p_A/p_0 в плоскости zy . Для всех глубин положения фокуса наблюдается сильное искажение ультразвукового пучка, “размытие” фокальной области и появление дополнительных максимумов давления вблизи черепа. При уменьшении глубины фокусировки эти эффекты усиливаются. На больших глубинах фокусировки, -10 и $+10$ мм относительно центра мозга (рис. 3в, 3г), амплитуда давления вблизи черепа составляет от 60 до 70% от максимального значения p_A/p_0 . При фокусировке и облучении мозга ближе к черепу, на глубине 35–25 мм от его внутренней поверхности (рис. 3а и 3б), амплитуда давления вблизи черепа становится сравнимой с амплитудой в фокусе. Максимум давления и интенсивности в мозге в случае крайнего положения фокусировки (рис. 3а)

снижается на 1.3 дБ (соответственно, на 14 и 26%) по сравнению со случаем облучения центра мозга. Таким образом, уменьшение глубины фокусировки и облучение структур, близких к внутренней поверхности черепа, приводит к возрастанию искажений ультразвукового пучка, уменьшению амплитуды давления в фокусе и ее увеличению вблизи кости черепа.

Качество коррекции аберраций при различной глубине фокусировки проиллюстрировано на рис. 4, где представлены двумерные распределения амплитуды безразмерного акустического давления p_A/p_0 в плоскости zy . Коррекция аберраций была проведена для 256-элементной решетки при облучении на тех же глубинах, что и на рис. 3. Видно, что коррекция позволяет значительно улучшить качество фокусировки, а именно восстановить положение фокуса, обеспечить в фокусе узкую фокальную перетяжку и почти двукратное увеличение амплитуды давления. Так, в случае облучения центра мозга давление в фокусе составляет $p_F/p_0 = 23.8$. На одномерных распределениях вдоль оси решетки (рис. 5) можно более детально увидеть результат коррекции на разных глубинах. Ширина и длина фокальной перетяжки на всех глубинах фокусировки практически не отличаются от случая фокусировки в воде и составляют соответственно около 2 и 14 мм по полувысоте фокального пика. Однако с уменьшением глубины фокусировки наблюдается снижение давления и интенсивности в фокусе; при поднятии решетки на 30 мм относительно центра мозга (рис. 4а) — на 1.6 дБ (соответственно, на 17 и 30%). При приближении фокуса к поверхности черепа также увеличивается уровень побочных максимумов давления вблизи черепа от 40% (в случае облучения центра мозга) до 76% (в крайнем положении

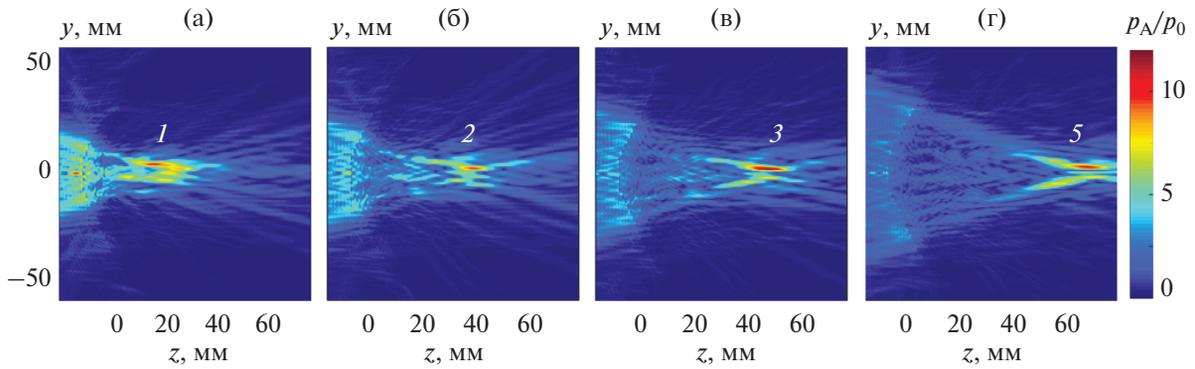


Рис. 3. Распределения нормированной амплитуды давления p_A/p_0 в плоскости zy при фокусировке в мозге на различной глубине без компенсации aberrаций для 256-элементной решетки. Центр кривизны решетки смещен относительно центра мозга на (а) -30 мм; (б) -20 мм; (в) -10 мм; (г) $+10$ мм.

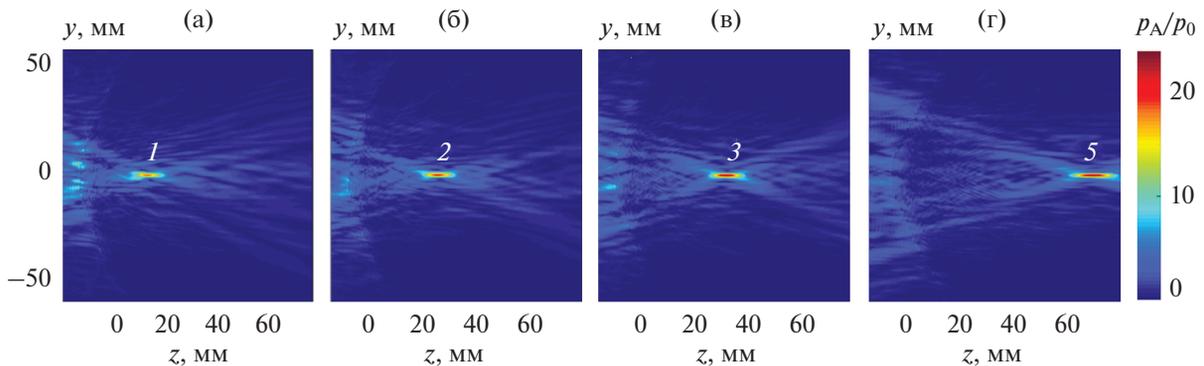


Рис. 4. Распределения нормированной амплитуды давления p_A/p_0 в плоскости zy при фокусировке на различной глубине в мозге с компенсацией aberrаций для 256-элементной решетки. Центр кривизны решетки смещен относительно центра мозга на (а) -30 мм; (б) -20 мм; (в) -10 мм; (г) $+10$ мм.

нии) от значения p_F/p_0 . В терминах интенсивности это составляет, соответственно, 16 и 58%.

Влияние количества элементов на эффективность компенсации aberrаций проиллюстрировано на рис. 6, где представлен график зависимости величины p_A/p_0 от глубины фокусировки, считая от внутренней поверхности черепа, для решеток с 256, 512, 1024 элементами и идеализированной решетки (рис. 1а–1г). В верхней части графика представлена нормированная амплитуда давления в фокусе излучателя p_F/p_0 для идеализированной решетки (сплошная кривая), 1024-элементной решетки (пунктир), 512-элементной решетки (штрих-пунктир) и 256-элементной решетки (штриховая кривая). Кривые в нижней части графика представляют значения максимума давления вблизи поверхности черепа p_v/p_0 . Цифры 1–5 соответствуют глубинам фокусировки, отмеченным на рис. 1д. Напомним, что значения p_A здесь нормированы на характерное значение p_0 на поверхности 256-элементной решетки с тем расчетом, чтобы все решетки обеспечивали оди-

наковую амплитуду давления в фокусе при фокусировке в воде.

Из графика видно, что с увеличением количества элементов излучателя растет амплитуда давления в фокусе. Так, в случае идеализированной решетки давление и интенсивность увеличиваются на 1.9 дБ (соответственно, на 24 и 55%) по сравнению со случаем 256-элементной решетки и на 0.62 дБ (соответственно, на 7 и 15%) по сравнению с 1024-элементным излучателем. При переходе от 256 к 512 элементам рост давления и интенсивности в фокусе составляет 0.67 дБ (8 и 17%), от 512 к 1024 – 0.57 дБ (7 и 14%). При уменьшении глубины фокусировки амплитуда давления в фокусе снижается приблизительно одинаково для всех излучателей: амплитуды давления в крайних положениях фокуса по глубине (1 и 5 на рис. 6) отличаются на 17%. Максимальные уровни давления вблизи поверхности черепа с увеличением количества элементов изменяются незначительно. При этом амплитуда давления вблизи черепа увеличивается в 1.68 раза при уменьшении

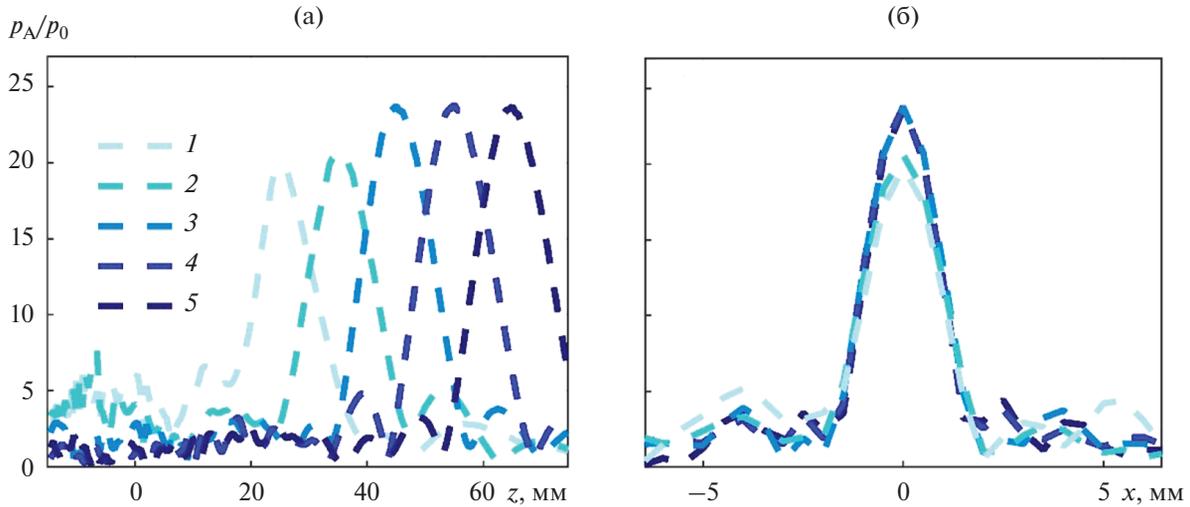


Рис. 5. Распределения нормированной амплитуды давления p_A/p_0 (а) вдоль оси решетки и (б) в фокальной плоскости при фокусировке на различной глубине в мозге с компенсацией aberrаций для 256-элементной решетки. Центр кривизны решетки смещен относительно центра мозга на -30 мм (1); -20 мм (2); -10 мм (3); 0 мм (4); $+10$ мм (5).

глубины фокусировки в рассматриваемом интервале (положения 1 и 5).

Рис. 7 позволяет сравнить форму фокального пика и достижимые уровни давления для решеток с разным количеством элементов. Представлены одномерные распределения нормированной амплитуды давления p_A/p_0 вдоль оси решетки z и вдоль оси x в фокальной плоскости при фокуси-

ровке в центр мозга для решеток с различным количеством элементов и идеализированной решетки. Значение $z = 0$ соответствует внутренней поверхности черепа. Из распределений видно, что структура поля, продольные и поперечные размеры фокальной области всех излучателей, определяемые по полувысоте и первым нулям давления относительно фокуса, практически одинаковы для всех излучателей. Однако увеличение числа элементов решетки позволяет повысить абсолютный уровень давления в фокусе излучателя.

При поэтапном анализе влияния различных волновых эффектов на уменьшение максимально достижимых уровней давления в фокальной области пучка были получены следующие результаты. На первом шаге, при отключении генерации сдвиговых волн, максимум амплитуды давления поля увеличился на 2 дБ, при этом смещение относительно геометрического фокуса излучателя, побочные максимумы и “размытие фокуса” остались прежними. Дополнительное отключение поглощения привело к увеличению амплитуды давления на 6.7 дБ. При отключении отражения максимум по давлению увеличился еще на 2.1 дБ, а при последующей компенсации aberrаций – на 7.4 дБ. Таким образом, проведенные оценки показали, что наибольший вклад в ослабление пучка вносят aberrации; несколько меньший, но сравнимый с ним вклад дает поглощение. Эффекты отражения и генерации сдвиговых волн в черепе влияют на распространение пучка менее существенно.

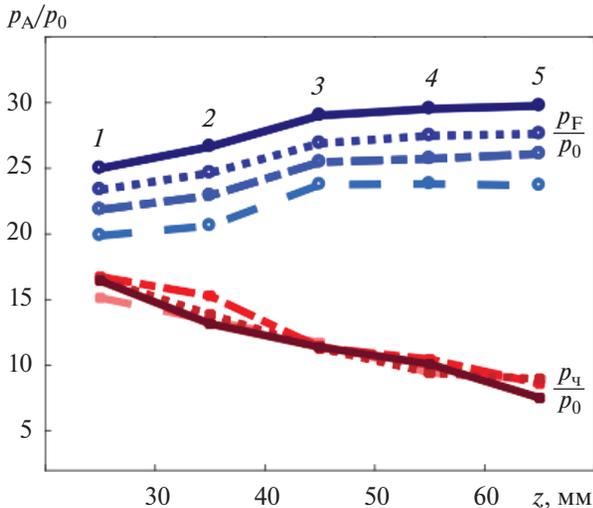


Рис. 6. Значения нормированной амплитуды давления в фокусе p_F/p_0 и максимума амплитуды давления вблизи поверхности черепа p_s/p_0 для решеток с 1024 элементами (пунктир), 512 элементами (штрих-пунктир), 256 элементами (штриховая линия) и идеализированной решетки (сплошная линия) при фокусировке на различных глубинах: 25 (1), 35 (2), 45 (3), 55 (область таламуса, 4) и 65 мм (5) от внутренней поверхности черепа.

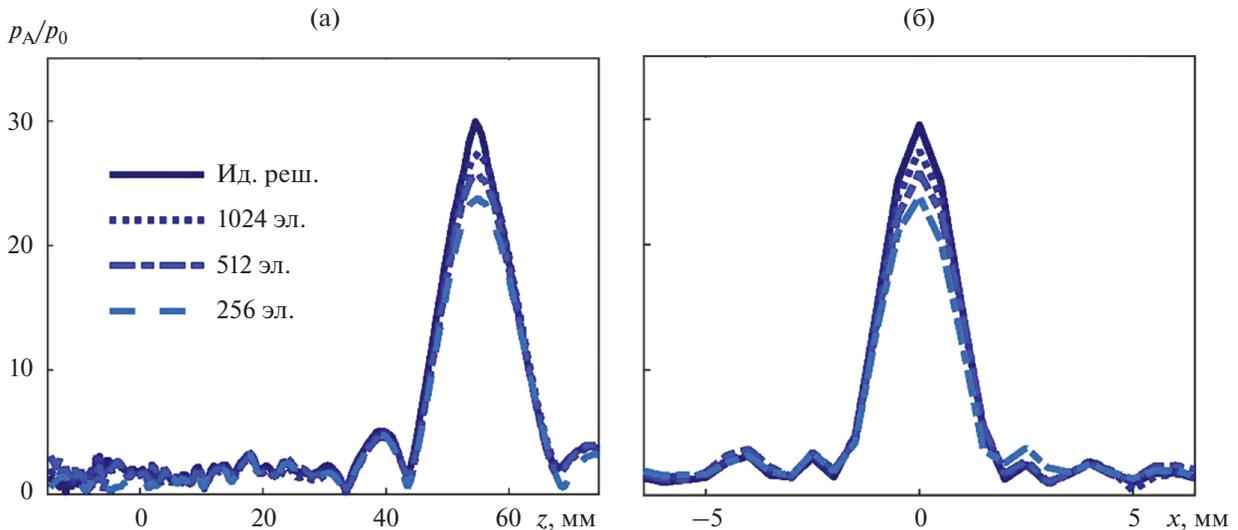


Рис. 7. Распределения нормированной амплитуды давления p_A/p_0 (а) вдоль оси решетки и (б) в фокальной плоскости для решеток: 256 элементов (штриховая линия), 512 элементов (штрих-пунктир), 1024 элемента (пунктир), идеализированный случай (сплошная линия) в случае облучения центра мозга с компенсацией аберраций.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В работе проанализированы возможности коррекции аберраций при различной глубине фокусировки в структурах головного мозга для предложенного нового типа решеток с различным количеством элементов. Показано, что при транскраниальном воздействии на структуры мозга с помощью предложенных решеток компенсация аберраций позволяет значительно улучшить качество фокусировки и добиться узкой фокальной области с шириной и длиной около 2 и 14 мм по полувысоте фокального пика в интервале глубин от 25 до 65 мм от внутренней поверхности черепа. Ширина и длина фокальной области практически совпадают с таковыми при фокусировке в воде. Таким образом, продемонстрирована возможность путем механического перемещения решетки в осевом направлении изменять глубину воздействия на структуры мозга в пределах 4 см. С уменьшением глубины фокусировки качество коррекции аберраций несколько ухудшается. Например, в случае 256-элементной решетки, для наименее глубокого положения фокуса (глубина 25 мм) амплитуда давления в фокусе составляет 91% от случая самой глубокой фокусировки (глубина 65 мм). Уровень максимумов давления вблизи черепа возрастает в 1.68 раз, в основном, за счет приближения костей черепа к высокоинтенсивной фокальной области в сходящемся ультразвуковом пучке. Этот эффект не связан с наличием черепа на пути пучка. Вспомогательные расчеты показывают, что если убрать из акустической модели все неоднородности и оставить в качестве среды только воду, то вычисления дадут

такие же уровни давления в области предполагаемого расположения черепа.

Фокусировка в указанном выше интервале глубин была проанализирована для различного количества элементов решетки: 256; 512; 1024 и идеализированного случая квазинепрерывного изменения фазы по ее поверхности. Для всех решеток при уменьшении глубины фокусировки наблюдается одинаковый характер снижения уровня давления в фокусе: он уменьшается примерно на одинаковый процент при изменении глубины. При этом уровень максимумов давления вблизи черепа практически не зависит от количества излучающих элементов, что вполне соотносится с высказанным выше предположением о том, что данный эффект действительно определяется лишь геометрией фокусировки. При этом увеличение количества элементов позволяет повысить амплитуду давления в фокусе излучателя. Наибольший рост на 8% (на 0.67 дБ) наблюдается при переходе от 256 элементов к 512. Увеличение количества элементов до величин выше 1024 представляется менее выигрышным, поскольку рост амплитуды давления при переходе от 1024 элементов к идеализированной решетке составляет 7%, что даже меньше, чем при переходе от 256 к 512 элементам.

При оценке влияния различных эффектов на качество фокусировки показано, что наибольший вклад в ослабление пучка вносят аберрации, уменьшая максимально достижимый уровень амплитуды давления на 7.4 дБ, поглощение вносит потери величиной 6.7 дБ, отражение – 2.1 дБ, а генерация сдвиговых волн – 2 дБ. Данный результат наглядно демонстрирует важность даль-

нейшего развития алгоритмов коррекции аберраций как способа борьбы с самым значительным источником ослабления уровня воздействия.

Несмотря на то, что все расчеты в работе проводились с использованием линейных акустических моделей, практический интерес представляет применение результатов коррекции аберраций не только для реализации теплового метода абляции с использованием гармонических волн, но и метода гистотрипсии с кипением, основанного на механической деструкции тканей в фокусе нелинейными ударными волнами. Такой подход допустим, поскольку ранее было показано, что фазы на элементах решетки, рассчитанные в линейном приближении, позволяют скомпенсировать аберрации и при учете нелинейных эффектов [12]. Кроме того, накапливающиеся с расстоянием нелинейные искажения в профиле волны и образование ударных фронтов, необходимые для создания механических разрушений, вблизи поверхности черепа развиты слабее, чем в фокусе, а значит, не будут обладать деструктивными возможностями даже при сравнительно высоких уровнях давления. Для количественного учета нелинейных эффектов при определении безопасной области воздействия данных решеток расчеты должны проводиться с использованием более сложных численных моделей [27, 28]. Отметим также, что в данной работе проанализированы возможности коррекции аберраций при механическом перемещении излучателя. Отдельными вопросами являются обобщение предложенной модели на случай электронного перемещения фокуса вдоль и поперек оси решетки и анализ влияния неоднородностей внутренней структуры костей черепа на искажение ультразвукового пучка, что представляет предмет дальнейших исследований.

В заключение отметим, что в работе рассмотрены возможности коррекции аберраций при различной глубине фокусировки в структурах головного мозга для предложенных решеток с различным количеством элементов. От существующих и применяемых в клинической практике решеток их отличает более высокая частота, рандомизация расположения элементов, позволяющая снизить уровень лепестков решетки, максимально плотное заполнение решетки элементами и, что, возможно, самое главное, компактная форма решеток и относительно небольшой угол схождения, позволяющие поворачивать и перемещать их относительно головы пациента без значительного изменения угла падения сфокусированного ультразвукового пучка на череп. В этом отношении предложенные решетки потенциально могут расширить интервал перемещения фокуса решетки в осевом направлении по сравнению с применяемыми в клинической практике полусферическими решетками, у кото-

рых способность механического перемещения фокуса ограничена сильнее. Это дает основания надеяться на возможность расширения пространственной области эффективного и безопасного воздействия фокусированным ультразвуком на структуры мозга при облучении через неповрежденный череп.

Работа выполнена в рамках Междисциплинарной научно-образовательной школы Московского университета “Фотонные и квантовые технологии. Цифровая медицина” при поддержке гранта РФФИ 19-02-00035.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Qiu W., Bouakaz A., Konofagou E., Zheng H. Ultrasound for the brain: A review of physical and engineering principles, and clinical applications // IEEE Trans. Ultrason. Ferroelect. Freq. Contr. 2020. V. 68. № 1. P. 6–20.
2. McDannold N., Clement G., Black P., Jolesz F., Hynynen K. Transcranial MRI-guided focused ultrasound surgery of brain tumors: Initial findings in three patients // Neurosurgery. 2010. V. 66. № 2. P. 323–332.
3. Jeanmonod D., Werner B., Morel A., Michels L., Zadicario E., Schiff G., Martin E. Transcranial magnetic resonance imaging-guided focused ultrasound: Noninvasive central lateral thalamotomy for chronic neuropathic pain // Neurosurg. Focus. 2012. V. 32. № 1. P. E1.
4. Elias W.J., Huss D., Voss T., Loomba J., Khaled M., Zadicario E., Frysinger R.C., Sperling S.A., Wylie S., Monteith S.J., Druzgalm J., Shahm B.B., Harrison M., Wintermark M. A pilot study of focused ultrasound thalamotomy for essential tremor // N. Engl. J. Med. 2013. V. 369. № 7. P. 640–648.
5. Elias W.J. A randomized trial of focused ultrasound thalamotomy for essential tremor // N. Engl. J. Med. 2016. V. 375 № 8, P. 730–739.
6. Monteith S., Medel R., Kassell N.F., Wintermark W., Eames M., Snell J., Zadicario E., Grinfeld J., Sheehan J.P., Elias W.J. Transcranial magnetic resonance-guided focused ultrasound surgery for trigeminal neuralgia: A cadaveric and laboratory feasibility study // J. Neurosurg. 2013. V. 118. № 2. P. 319–328.
7. Гаврилов Л.П. Фокусированный ультразвук высокой интенсивности в медицине. М.: Фазис, 2013.
8. Hynynen K., Jones R.M. Image-guided ultrasound phased arrays are a disruptive technology for non-invasive therapy // Phys. Med. Biol. 2016. V. 61. P. 206–248.
9. Sun J., Hynynen K. Focusing of therapeutic ultrasound through a human skull: A numerical study // J. Acoust. Soc. Am. 1998. V. 104(3). P. 1705–1715.
10. Pernot M., Aubry J.-F., Tanter M., Thomas J.-L., Fink M. High power transcranial beam steering for ultrasonic brain therapy // Phys. Med. Biol. 2003. V. 48. № 16. P. 2577–2589.
11. Clement G.T., Hynynen K. A non-invasive method for focusing ultrasound through the human skull // Phys. Med. Biol. 2002. V. 47. № 8. P. 1219–1236.
12. Rosnitskiy P.B., Yuldashev P.V., Sapozhnikov O.A., Gavrilov L.R., Khokhlova V.A. Simulation of nonlinear

- trans-skull focusing and formation of shocks in brain using a fully populated ultrasound array with aberration correction // *J. Acoust. Soc. Am.* 2019. V. 146. № 3. P. 1786–1798.
13. *Росницкий П.Б., Гаврилов Л.П., Юлдашев П.В., Сапожников О.А., Хохлова В.А.* О возможности применения многоэлементных фазированных решеток для ударно-волнового воздействия на глубокие структуры мозга // *Акуст. журн.* 2017. Т. 63. № 5. С. 489–500.
 14. *Rosnitskiy P.B., Vysokanov B.A., Gavrilov L.R., Sapozhnikov O.A., Khokhlova V.A.* Method for designing multielement fully populated random phased arrays for ultrasound surgery applications // *IEEE Trans. Ultrason. Ferroelect. Freq. Contr.* 2018. V. 65. № 4. P. 630–637.
 15. *Raju B.I., Hall C.S., Seip R.* Ultrasound therapy transducers with space-filling non-periodic arrays // *IEEE Trans. Ultrason. Ferroelect. Freq. Contr.* 2011. V. 58. № 5. P. 944–954.
 16. *Ramaekers P., Ries M., Moonen C.T.W., de Greef M.* Improved intercostal HIFU ablation using a phased array transducer based on Fermat's spiral and Voronoi tessellation: A numerical evaluation // *Med. Phys.* 2017. V. 44. № 3. P. 1071–1088.
 17. *Khokhlova T.D., Canney M.S., Khokhlova V.A., Sapozhnikov O.A., Crum L.A., Bailey M.R.* Controlled tissue emulsification produced by high intensity focused ultrasound shock waves and millisecond boiling // *J. Acoust. Soc. Am.* 2011. V. 130. № 5. P. 3498–3510.
 18. *Khokhlova V.A., Fowlkes J.B., Roberts W.W., Schade G.R., Xu Z., Khokhlova T.D., Hall T.L., Maxwell A.D., Wang Y.N., Cain C.A.* Histotripsy methods in mechanical disintegration of tissue: Towards clinical applications // *Int. J. Hyperthermia.* 2015. V. 31. № 2. P. 145–162.
 19. *Maxwell A., Sapozhnikov O., Bailey M., Crum L., Xu Z., Fowlkes B., Cain C., Khokhlova V.* Disintegration of tissue using High Intensity Focused Ultrasound: two approaches that utilize shock waves // *Acoustics Today.* 2012. V. 8. P. 24–37.
 20. *Ильин С.А., Юлдашев П.В., Хохлова В.А., Гаврилов Л.П., Росницкий П.Б., Сапожников О.А.* Применение аналитического метода для оценки качества акустических полей при электронном перемещении фокуса многоэлементных терапевтических решеток // *Акуст. журн.* 2015. Т. 61. № 1. С. 57–64.
 21. *Bobkova S., Gavrilov L., Khokhlova V., Shaw A., Hand J.* Focusing of high intensity ultrasound through the rib cage using therapeutic random phased array // *Ultrasound Med. Biol.* 2010. V. 36. № 6. P. 888–906.
 22. *Treeby B.E., Cox B.T.* Modeling power law absorption and dispersion in viscoelastic solids using a split-field and the fractional Laplacian // *J. Acoust. Soc. Am.* 2014. V. 136. № 4. P. 1499–1510.
 23. *Treeby B.E., Jaros J., Rohrbach D., Cox B.T.* Modelling elastic wave propagation using the k-Wave Matlab toolbox // *IEEE Int. Ultrasonics Symp.* 2014. P. 146–149.
 24. *Duck F.A.* Physical Properties of Tissue: A Comprehensive Reference Book // Academic Press, London, 1990.
 25. *White P.J., Clement G.T., Hynynen K.* Longitudinal and shear mode ultrasound propagation in human skull bone // *Ultrasound Med. Biol.* 2006. V. 32. № 7. P. 1085–1096.
 26. *O'Neil H.T.* Theory of Focusing Radiators // *J. Acoust. Soc. Am.* 1949. V. 21. № 5. P. 516–526.
 27. *Юлдашев П.В., Хохлова В.А.* Моделирование трехмерных нелинейных полей ультразвуковых терапевтических решеток // *Акуст. журн.* 2011. Т. 57. № 3. С. 337–347.
 28. *Rosnitskiy P.B., Yuldashev P.V., Sapozhnikov O.A., Maxwell A.D., Kreider W., Bailey M.R., Khokhlova V.A.* Design of HIFU transducers for generating specified non-linear ultrasound fields // *IEEE Trans. Ultrason. Ferroelect. Freq. Contr.* 2017. V. 64. № 2. P. 374–390.

УДК 535.241.13:534

АКУСТООПТИЧЕСКИЙ РАСЩЕПИТЕЛЬ-ВРАЩАТЕЛЬ ПЛОСКОСТИ ПОЛЯРИЗАЦИИ ДВУХЦВЕТНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ

© 2022 г. В. М. Котов*

Фрязинский филиал Института радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова РАН,
пл. Введенского 1, Фрязино, Московская обл., 141190 Россия

*e-mail: vmk277@ire216.msk.su

Поступила в редакцию 20.07.2021 г.

После доработки 22.07.2021 г.

Принята к публикации 21.09.2021 г.

Предложен метод расщепления двухцветного оптического излучения на монохроматические составляющие, плоскости поляризации которых вращаются с частотой звуковой волны. Метод основан на двойном прохождении двухцветного излучения через акустооптический (АО) модулятор, изготовленный из гиротропного кристалла, а также на свойстве света изменять поляризацию на взаимортогональную в результате отражения циркулярно-поляризованного излучения от зеркальной поверхности. Эксперименты, выполненные с использованием акустооптической ячейки из TeO_2 , предназначенной для расщепления двухцветного излучения Аг лазера, подтвердили основные выводы теории: получены монохроматические составляющие Аг лазера с вращающимися плоскостями поляризации на частоте звука 61 МГц. Эффективность дифракции составила 60%.

Ключевые слова: акустооптическая дифракция, брэгговский режим, двухцветное излучение, интерференция лучей, вращающаяся плоскость поляризации

DOI: 10.31857/S0320791922010051

ВВЕДЕНИЕ

Акустооптические (АО) элементы находят широкое применение в различных устройствах, использующих оптическое излучение, поскольку позволяют достаточно просто управлять параметрами луча – его амплитудой, фазой, частотой, поляризацией и т.д. [1–3]. Наиболее широко на практике используется брэгговский режим дифракции, позволяющий отклонять излучение с эффективностью, близкой к 100%. Использование анизотропных АО кристаллов существенно расширило возможности акустооптики для управления светом, позволив создать ряд устройств с уникальными характеристиками. Например, разработаны АО дефлекторы с аномально широкой полосой акустических частот [4], способные работать при высоких уровнях акустической мощности [5]; поляризационно-нечувствительные двухкоординатные дефлекторы [6], широкоугольные поляризационно-нечувствительные модуляторы [7] и т.д. Исследования АО взаимодействия при разных конфигурациях акустического поля открыли новые возможности для управления лазерным излучением [8–10]. Достижения АО дифракции смогли далеко продвинуть и устройства, предназначенные для управляемого сдвига частоты оптического излучения, используемые, на-

пример, в лазерных доплеровских анемометрах (ЛДА) [11–13]. В двухкоординатных анемометрах, в которых источником излучения являются двухцветные лазеры, АО элементы выполняют две функции – расщепляют двухцветное излучение на монохроматические составляющие и сдвигают частоту каждой монохроматической компоненты на частоту звука. На основе таких элементов разработаны различные варианты двухцветных ЛДА, большинство из которых основано на использовании дифференциальной схемы (см. напр. [14, 15]). Такая схема позволяет измерять скорость движения частиц независимо от направления рассеянного излучения и, как следствие, измерять оптический сигнал в широкой угловой апертуре, увеличивая тем самым чувствительность ЛДА [11–13].

Разработке АО элементов, предназначенных для двухцветных ЛДА с использованием дифференциальных схем, уделено внимание во многих работах (см. напр. [14–18]). В них исследуются режимы АО дифракции, обеспечивающие разделение двухцветного излучения на монохроматические компоненты и сдвиг частоты дифрагировавших лучей на частоту звука.

В настоящей работе предлагается и исследуется режим, позволяющий не только разделять двух-

цветное излучение, но и вращать плоскость поляризации каждой монохроматической компоненты с частотой, управляемой звуковой волной. Это позволяет существенно упростить формирование зондирующего объема. Схема не требует использования сложной коллимирующей оптики, что существенно уменьшает габариты конструкции, ее вес, стоимость и т.д.

ТЕОРЕТИЧЕСКИЙ АНАЛИЗ

В схеме предполагается, что оптическое излучение дважды пересекает АО кристалл в прямом и обратном направлениях. На рис. 1 приведена векторная диаграмма, когда лучи пересекают ячейку в прямом направлении, на рис. 2 – в обратном. На рис. 1 исходное двухцветное излучение с длинами волн λ_1 и λ_2 ($\lambda_1 > \lambda_2$), представленное волновыми векторами \mathbf{K}_i и \mathbf{T}_i , соответственно, падает на оптическую грань OY одноосного гиротропного кристалла под углом α к оптической оси OZ . Внутри кристалла каждая монохроматическая компонента расщепляется на две собственные волны с волновыми векторами \mathbf{K}_{1i} , \mathbf{K}_{2i} и \mathbf{T}_{1i} , \mathbf{T}_{2i} , соответственно, принадлежащие внутренней “1” и внешней “2” волновым поверхностям. Полагаем, что преломленные волны распространяются вблизи оптической оси кристалла OZ и поэтому имеют эллиптические поляризации, близкие к круговым. Пусть падающее двухцветное излучение является линейно поляризованным, тогда каждая компонента расщепляется на собственные волны с равными амплитудами. Ортогонально оптической оси OZ распространяется акустическая волна с волновым вектором \mathbf{q} . Угол падения α выбран таким образом, что с акустической волной взаимодействуют только волны \mathbf{K}_{1i} и \mathbf{T}_{1i} , принадлежащие внутренним поверхностям “1”. Эти волны дифрагируют в направлении лучей \mathbf{K}_{2d} и \mathbf{T}_{2d} , соответственно. Происходит анизотропная дифракция света на звуке, когда излучение, принадлежащее одной волновой поверхности, дифрагирует в направлении излучения другой поверхности, т.е. лучи \mathbf{K}_{2d} и \mathbf{T}_{2d} принадлежат поверхности “2”. Лучи дифрагируют по разные стороны от падающего излучения. Этот вариант дифракции реализуется на максимально возможной частоте звука при условии $\mathbf{q} \perp OZ$ [16]. Отметим, что частоты дифрагировавших лучей \mathbf{K}_{2d} и \mathbf{T}_{2d} в результате дифракции станут равными $(\omega_1 + \Omega)$ и $(\omega_2 - \Omega)$, соответственно, где ω_1 и ω_2 – циклические частоты оптических лучей с длинами волн λ_1 и λ_2 , Ω – циклическая частота акустической волны. На выходе кристалла формируются три луча: два дифрагировавших \mathbf{K}_{2d} и \mathbf{T}_{2d} , а также недифрагировавшие лучи, “слившиеся” в одно излучение $\tilde{\mathbf{K}}_i$ и $\tilde{\mathbf{T}}_i$. В случае 100%-ной эффективности

дифракции излучение $\tilde{\mathbf{K}}_i$ и $\tilde{\mathbf{T}}_i$ представлено только излучениями \mathbf{K}_{2i} и \mathbf{T}_{2i} . На пути лучей, вышедших из АО ячейки, установлены зеркала M_1 , M_2 и M_3 , отражающие лучи в строго обратном направлении. При этом циркулярно поляризованные волны меняют свои поляризации на взаимоортогональные, т.е. право-циркулярные становятся лево-циркулярными, и наоборот [19–21]. Отраженные лучи вновь пересекают кристалл. На рис. 2 приведена векторная диаграмма лучей, распространяющихся через АО ячейку в обратном направлении. При этом луч \mathbf{K}_{2d} на рис. 1 переходит в луч \mathbf{K}_{1d} на рис. 2, а луч \mathbf{T}_{2d} – в \mathbf{T}_{1d} . Эти лучи в повторной дифракции не участвуют. Лучи же \mathbf{K}_{2i} и \mathbf{T}_{2i} , отразившись от зеркала M_2 , переходят в лучи \mathbf{K}_{1i} и \mathbf{T}_{1i} , которые участвуют в повторной дифракции. Они дифрагируют на той же акустической волне в направлениях лучей \mathbf{K}_{2d} и \mathbf{T}_{2d} на рис. 2. При этом частоты дифрагировавших лучей \mathbf{K}_{2d} и \mathbf{T}_{2d} будут равными $(\omega_1 - \Omega)$ и $(\omega_2 + \Omega)$, соответственно. Луч \mathbf{K}_{2d} на выходе кристалла сливается с лучом \mathbf{K}_{1d} , в результате формируется луч \mathbf{K}_d . Аналогично формируется выходной луч \mathbf{T}_d в результате слияния лучей \mathbf{T}_{1d} и \mathbf{T}_{2d} . Недифрагировавшие лучи, прошедшие через кристалл как в прямом, так и обратном направлении, сложатся на выходе из кристалла и будут распространяться в направлении излучения \mathbf{K}_0 , \mathbf{T}_0 . “Рабочими” лучами являются лучи \mathbf{K}_d и \mathbf{T}_d . Поскольку каждый из них образован в результате сложения двух циркулярно-поляризованных лучей с противоположно вращающимися поляризациями, поляризация суммарного луча будет линейной, а плоскость поляризации будет вращаться с частотой $0.5[(\omega_1 + \Omega) - (\omega_1 - \Omega)]$ для луча \mathbf{K}_d и $0.5[(\omega_2 + \Omega) - (\omega_2 - \Omega)]$ для \mathbf{T}_d [22], т.е. поляризации обоих лучей будут вращаться с одной и той же частотой, равной Ω .

Необходимо отметить, что кристалл парателлуриита является одноосным и гиротропным, собственные волны которого являются циркулярно-поляризованными только для оптических лучей, распространяющихся строго вдоль оптической оси кристалла. Показатели преломления собственных волн такого кристалла описываются соотношением [23]

$$n_{i,2}^2 = \frac{1 + \text{tg}^2 \varphi}{\frac{1}{n_0^2} + \frac{\text{tg}^2 \varphi}{2} \left(\frac{1}{n_0^2} + \frac{1}{n_e^2} \right) \pm \frac{1}{2} \sqrt{\text{tg}^4 \varphi \left(\frac{1}{n_0^2} - \frac{1}{n_e^2} \right) + 4G_{33}^2}}, \quad (1)$$

а эллиптичность оптических лучей равна

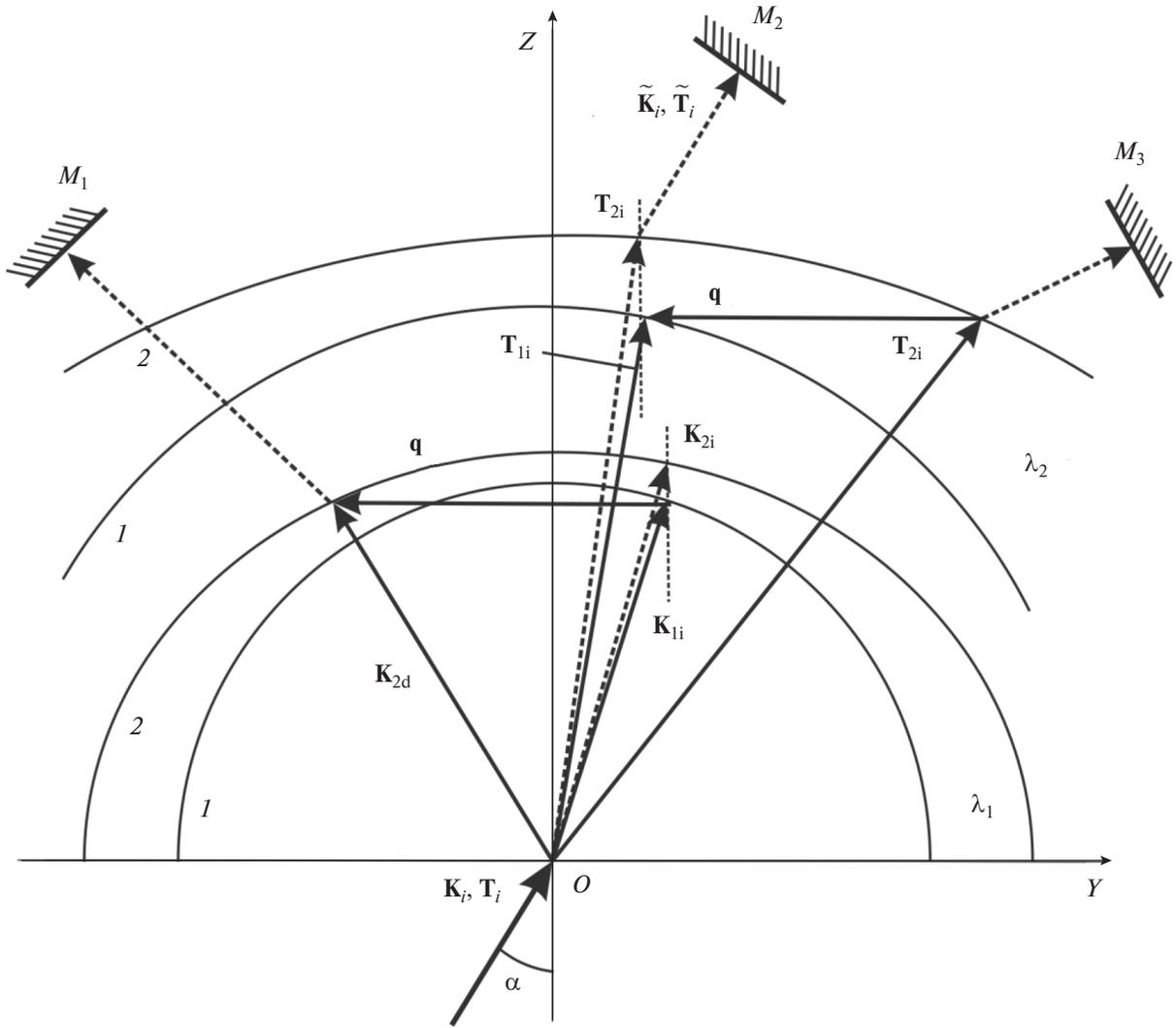


Рис. 1. Векторная диаграмма АО взаимодействия двухцветного излучения при “прямом” прохождении излучения через АО ячейку.

$$\rho = \frac{1}{2G_{33}} \times \left[\sqrt{\text{tg}^4 \varphi \left(\frac{1}{n_0^2} - \frac{1}{n_e^2} \right)^2 + 4G_{33}^2} - \text{tg}^2 \varphi \left(\frac{1}{n_0^2} - \frac{1}{n_e^2} \right) \right], \quad (2)$$

где n_0 и n_e – главные показатели преломления кристалла; φ – угол между оптической осью OZ и волновым вектором света; G_{33} – компонента псевдотензора гирации. На основе полученных выражений нетрудно получить вид поверхностей волновых векторов [24].

Вначале определим частотно-угловые характеристики АО дифракции двухцветного излучения. Исходя из закона Снеллиуса, проекции волновых векторов падающего и преломленного лучей на границу раздела двух сред равны между собой [25]. Отсюда следует соотношение $n_0 \sin \alpha = n_x$, где

n_x – проекция вектора рефракции \mathbf{n} [26] на границу раздела. Проекция \mathbf{n} на нормаль к плоскости падения, равная n_z , для одноосного гиротропного кристалла связана с n_x соотношением [23]:

$$\frac{n_z^2}{n_0^2} + \frac{n_x^2}{2} \left(\frac{1}{n_0^2} + \frac{1}{n_e^2} \right) \pm \frac{1}{2} \sqrt{n_x^4 \left(\frac{1}{n_0^2} - \frac{1}{n_e^2} \right)^2 + 4G_{33}^2 n_z^4} = 1. \quad (3)$$

Преобразовав уравнение (3), получим биквадратное уравнение относительно n_z вида

$$R_1 n_z^4 + 2P_1 n_z^2 + Q_1 = 0, \quad (4)$$

где

$$R_1 = \frac{1}{n_0^4} - G_{33}^2; \quad P_1 = \frac{1}{2n_0^2} \left[n_x^2 \left(\frac{1}{n_0^2} + \frac{1}{n_e^2} \right) - 2 \right]; \quad (5)$$

$$Q_1 = \frac{n_x^4}{n_0^2 n_e^2} - n_x^2 \left(\frac{1}{n_0^2} + \frac{1}{n_e^2} \right) + 1.$$

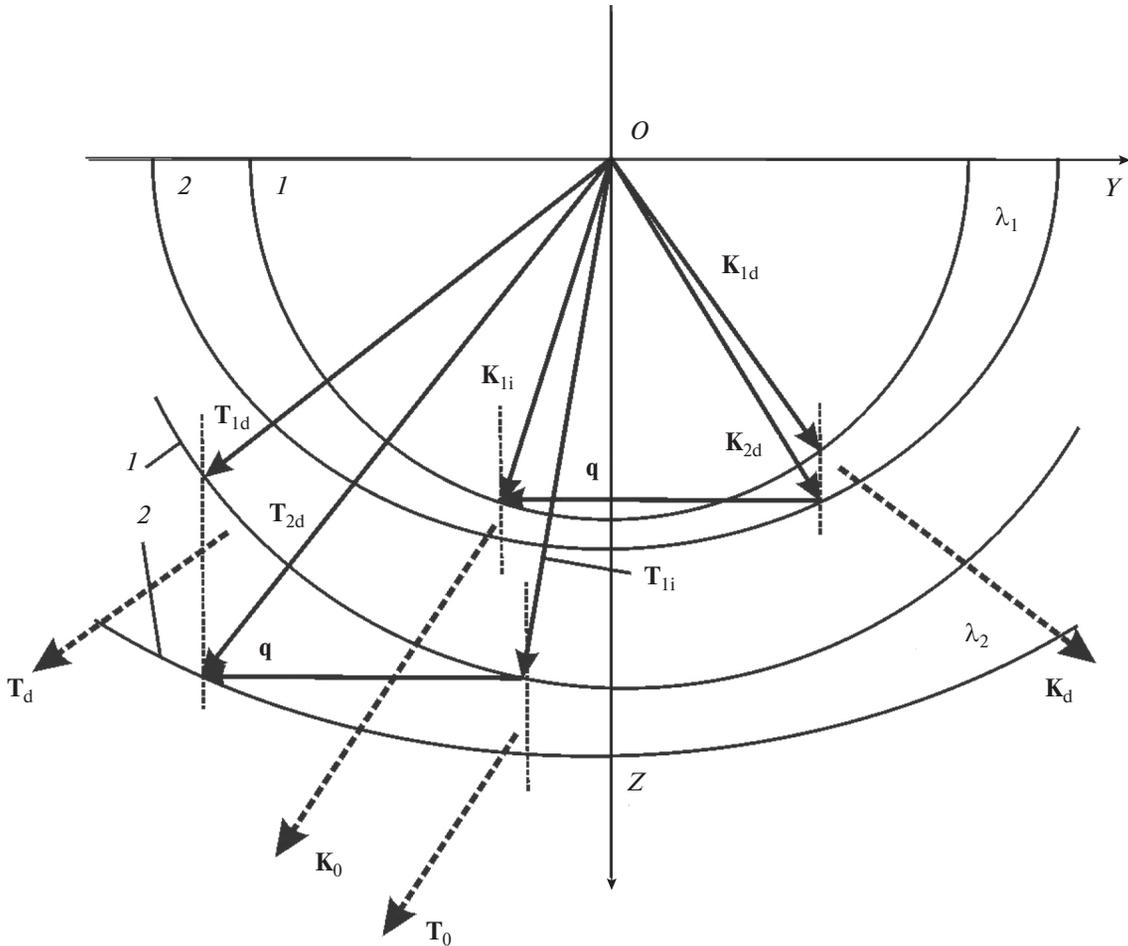


Рис. 2. Векторная диаграмма при “обратном” прохождении излучения через ячейку.

Решая (4), получим четыре значения n_z , только два из которых – положительные. Из двух положительных значений выбираем наименьшее $n_{z\min}$, именно оно соответствует дифракции, представленной на векторных диаграммах рис. 1, 2. Для нахождения частоты звука необходимо преобразовать уравнение (3) относительно неизвестной n_x . Получим биквадратное уравнение вида

$$R_2 n_x^4 + 2P_2 n_x^2 + Q_2 = 0, \tag{6}$$

где

$$R_2 = \frac{1}{n_0^2 n_e^2}; \quad P_2 = \left(\frac{1}{n_0^2} + \frac{1}{n_e^2} \right) \left(\frac{n_z^2}{n_0^2} - 1 \right); \tag{7}$$

$$Q_2 = n_z^4 \left(\frac{1}{n_0^4} - G_{33}^2 \right) - 2 \frac{n_z^2}{n_0^2} + 1.$$

Решая (6) при $n_z = n_{z\min}$, получаем четыре корня, два из которых положительны. Обозначив положительные корни x_1 и x_2 , получим значения волновых векторов звука q_1 и q_2 :

$$q_1 = \frac{2\pi}{\lambda} (x_1 + x_2), \tag{8}$$

$$q_2 = \frac{2\pi}{\lambda} (x_1 - x_2). \tag{9}$$

Уравнения (1)–(7) решаются для каждой из длин волн λ_1 и λ_2 в отдельности. Далее, поскольку $\lambda_1 > \lambda_2$, то в уравнении (8) используются значения для λ_1 , а в (9) – для λ_2 . В конечном итоге находим значение угла α , при котором $q_1 = q_2$. Это и будет условие одновременной дифракции двухцветного излучения на одной акустической волне. Численные расчеты сделаны для двухцветного излучения, генерируемого Аг лазером (длины волн излучения – 0.514×10^{-4} и 0.488×10^{-4} см). Параметры TeO_2 , соответствующие этим длинам волн и входящие в выражения (1)–(9), следующие [27, 28].

Для $\lambda_1 = 0.514 \times 10^{-4}$ см: $n_0 = 2.3115$; $n_e = 2.4735$; $G_{33} = 3.69 \times 10^{-5}$.

Для $\lambda_2 = 0.488 \times 10^{-4}$ см: $n_0 = 2.303$; $n_e = 2.494$; $G_{33} = 3.93 \times 10^{-5}$.

Скорость звука в TeO_2 равна 0.617×10^5 см/с.

Расчеты показывают, что двухцветное излучение Ag лазера одновременно дифрагирует на одной акустической волне, когда угол падения $\alpha = 0.115^\circ$, при этом частота звука равна $f \sim 61.5$ МГц. Углы, на которые отклоняются дифрагировавшие лучи (на воздухе), равны 2.84° и 2.75° для λ_1 и λ_2 , соответственно.

Выходные лучи \mathbf{K}_d и \mathbf{T}_d , как видно из рис. 2, образуются в результате слияния лучей \mathbf{K}_{1d} с \mathbf{K}_{2d} и \mathbf{T}_{1d} с \mathbf{T}_{2d} , соответственно. Найдем поляризации суммарных лучей \mathbf{K}_d и \mathbf{T}_d , учитывая, что поляризации лучей \mathbf{K}_{1d} , \mathbf{K}_{2d} , \mathbf{T}_{1d} и \mathbf{T}_{2d} — эллиптические. Рассмотрим вначале сложение лучей \mathbf{K}_{1d} с \mathbf{K}_{2d} . Поскольку при отражении от зеркала направление вращения вектора поляризации эллиптически поляризованной волны меняется на противоположное, но ориентация осей эллипса поляризации не меняется, то полуоси эллипсов поляризации волн \mathbf{K}_{1d} и \mathbf{K}_{2d} равны друг другу. Обозначим полуоси поляризаций вдоль OX и OY как a_1 и b_1 . Проекции электрических полей на направления OX и OY в зависимости от времени t с учетом того, что лучи распространяются вблизи оси OZ , можно записать как

$$\begin{aligned} X_{K_{1d}} &= a_1 \cos[(\omega_1 + \Omega)t]; \\ Y_{K_{1d}} &= b_1 \sin[(\omega_1 + \Omega)t] \quad \text{для луча } \mathbf{K}_{1d}, \\ X_{K_{2d}} &= a_1 \sin[(\omega_1 - \Omega)t]; \\ Y_{K_{2d}} &= b_1 \cos[(\omega_1 - \Omega)t] \quad \text{для луча } \mathbf{K}_{2d}. \end{aligned} \quad (10)$$

Тогда суммарные поля вдоль направлений OX и OY будут

$$\begin{aligned} X_{K_{1d}} + X_{K_{2d}} &= a_1 \{\cos[(\omega_1 + \Omega)t] + \sin[(\omega_1 - \Omega)t]\}; \\ Y_{K_{1d}} + Y_{K_{2d}} &= b_1 \{\sin[(\omega_1 + \Omega)t] + \cos[(\omega_1 - \Omega)t]\}. \end{aligned} \quad (11)$$

После несложных преобразований получим

$$\begin{aligned} X_{K_{1d}} + X_{K_{2d}} &= 2a_1 \cos(\Omega t - \pi/4) \cos(\omega_1 t - \pi/4); \\ Y_{K_{1d}} + Y_{K_{2d}} &= 2b_1 \sin(\Omega t - \pi/4) \cos(\omega_1 t - \pi/4). \end{aligned} \quad (12)$$

Отсюда видно, что фазы колебаний полей по направлениям OX и OY равны друг другу и равны $(\omega_1 t - \pi/4)$, а амплитуды полей равны $2a_1 \cos(\Omega t - \pi/4)$ по направлению OX и $2b_1 \sin(\Omega t - \pi/4)$ по направлению OY . В результате сложения амплитуд образуется линейно-поляризованная волна, вектор которой вращается с частотой Ω . Максимальные значения суммарной амплитуды по осям OX и OY разные, они равны $2a_1$ и $2b_1$. Такие же вычисления, сделанные для лучей \mathbf{T}_{1d} и \mathbf{T}_{2d} , формирующих выходной луч \mathbf{T}_d , приводят к аналогичному результату. Численное значение эллиптичности суммарного луча \mathbf{K}_d на основании выражения (2) при значении угла $\varphi = 1.229^\circ$, отсчитываемого внутри кристалла, равно 0.86. Аналогично эллиптичность луча \mathbf{T}_d определяется из (2) при $\varphi = 1.194^\circ$ внутри кристалла, она равна

0.88. Отметим, забегая вперед, что полученные значения эллиптичностей достаточно близки к единице и в наших экспериментах не проявлялись.

ЭКСПЕРИМЕНТ И ОБСУЖДЕНИЕ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫХ РЕЗУЛЬТАТОВ

Для проверки работоспособности предложенной схемы был выполнен эксперимент. Экспериментальная установка приведена на рис. 3. Здесь источник двухцветного излучения 1, генерирующий два линейно поляризованных луча с длинами волн λ_1 и λ_2 , направляется на АО ячейку 2, на пьезопреобразователь 3 которой подается электрический сигнал частотой f . В результате АО взаимодействия в кристалле на выходе ячейки образуются три луча — непродифрагировавший 4 и продифрагировавшие 5 и 6, длины волн которых — λ_1 и λ_2 . На пути лучей установлены зеркала 7, 8 и 9, отражающие лучи под небольшими углами, немного большими угла расходимости лазерного излучения (4–5 угл. мин). Наклон на небольшой угол необходим для предотвращения попадания отраженного луча 4 в лазерный источник. Падающий и отраженный лучи 4 лежат в плоскости АО взаимодействия, что обеспечивает эффективную дифракцию луча в процессе его распространения в “прямом” и “обратном” направлениях. Отраженный от зеркала 8 луч 4 после АО дифракции расщепляется на монохроматические компоненты, которые распространяются в направлениях лучей 10 и 11. Лучи 5 и 6 отражаются зеркалами 7 и 9 и направляются коллинеарно лучам 10 и 11, при этом эти лучи не дифрагируют в АО ячейке. В результате сложения пар лучей на выходе из АО ячейки формируются выходные излучения 10 и 11 с вращающимися векторами поляризаций согласно векторным диаграммам рис. 1 и 2. Задачей эксперимента было, во-первых, показать высокую степень фильтрации предложенной схемы для выделения монохроматических компонент, а во-вторых — убедиться, что поляризации выходных лучей вращаются с частотой звуковой волны.

АО ячейка была выполнена из кристалла TeO_2 , размеры кристалла — $8 \times 8 \times 10$ мм вдоль направлений $[110]$, $[1\bar{1}0]$ и $[001]$, соответственно. Эти направления соответствуют направлениям OY , OX и OZ на векторных диаграммах рис. 1 и 2. К грани (110) приварен пьезопреобразователь из LiNbO_3 , который генерировал поперечную волну с направлением сдвига вдоль $[1\bar{1}0]$ на центральной частоте звука 60 МГц с частотной полосой 5 МГц. Оптические грани (001) кристалла были “просветлены” на длину волны 0.5×10^{-4} см. В качестве источника двухцветного излучения использовался Ag лазер, генерировавший две наиболее яркие линии с длинами волн $\lambda_1 = 0.514 \times 10^{-4}$ см и $\lambda_2 = 0.488 \times 10^{-4}$ см. Суммарная мощность лазера

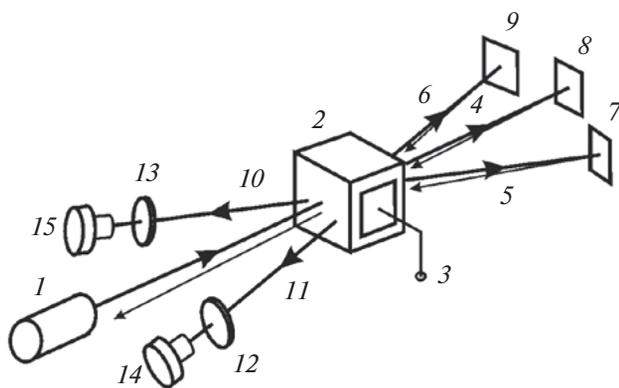


Рис. 3. Оптическая схема экспериментальной установки.

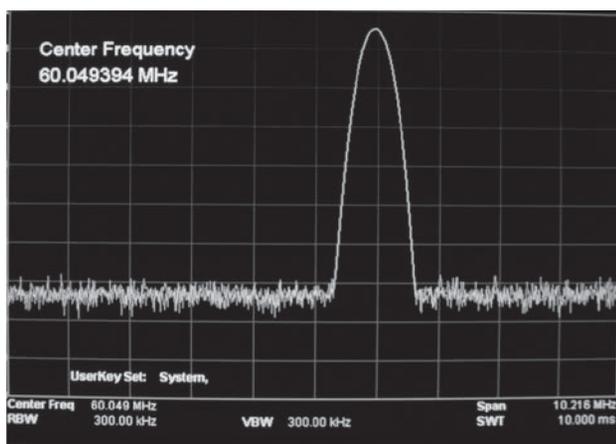


Рис. 4. Фотография сигнала генератора, питающего АО ячейку, с экрана частотомера.

составила ~1 Вт. Интенсивности выбранных линий в процентном отношении к суммарной мощности лазерного излучения составили 40 и 24%, соответственно. Остальная мощность излучения приходилась на другие линии генерации. Дифракция реализовывалась на частоте звука 61 МГц. При напряжении на преобразователе 4.5 В эффективность дифракции выходных лучей 10 и 11 составила ~60%. Для проверки степени фильтрации выходных лучей использовались призмы, которые надежно разделяли указанные длины волн. Оказалось, что присутствие побочных лучей в каждом канале не превышало ~3% по интенсивности, что, по нашему мнению, указывает на высокую степень фильтрации каждого из выходных излучений.

Для проверки вращения плоскости поляризации выходных лучей 10 и 11 эти излучения пропускались через поляризаторы 12 и 13, после чего ослаблялись нейтральными ослабителями (на рисунке не показаны) и направлялись на фотопри-

емники 14 и 15. Сигнал с фотоприемников поступал на осциллограф. На осциллографе наблюдался шумоподобный сигнал в виде синусоиды с достаточно большой долей постоянной составляющей. Как известно [13], спектр тока фотоприемника состоит из трех составляющих: равномерного спектра дробовых шумов, спектра постоянной составляющей и спектра сигнала. В нашем случае спектр сигнала составил ~15%. Такой достаточно низкий уровень сигнала можно объяснить неоднородностью интерферирующих полей, а так же их неполным перекрытием. Частота модуляции сигналов в обоих выходных каналах оказалась равной удвоенной частоте звука, что связано с квадратичным режимом работы фотодетектора. При вращении поляризаторов синусоидальный сигнал смещается синхронно с изменением положения поляризаторов, что указывает на вращение плоскости поляризации оптического излучения. При этом глубина модуляции в пределах шумовой составляющей не менялась. Другими словами, эллиптичность выходных лучей в экспериментах не проявлялась.

На рис. 4 приведена фотография с экрана частотомера, измеряющего частоту сигнала непосредственно с генератора. Частотные характеристики сигналов, снимаемых с фотоприемников 14 и 15, оказались одинаковыми, они приведены на рис. 5. На фотографиях рис. 4 и 5 цена деления по горизонтали равна 1 МГц, центры сигналов смещены вправо относительно центров экрана, частота сигнала генератора равна ~61 МГц, частота сигнала, снимаемого с фотоприемников ~122 МГц. Полосы частот обоих сигналов практически одинаковы и равны ~1 МГц, что характерно при фотосмещении двух оптических лучей с гауссовым распределением [13]. Видно, что существует хорошая корреляция сигналов, “одинаковость” их частотных распределений. Это свойство очень важно для анемометрии, где сигнал оптического излучения, получаемый в результате отражения от движущегося объекта, всегда соизмеряется с опорным сигналом генератора. “Одинаковость” частотных распределений существенно увеличивает точность измерений скорости движения объекта.

Таким образом, описан метод формирования двух монохроматических лучей с вращающимися плоскостями поляризации посредством двойного пропускания двухцветного оптического излучения через АО ячейку из гиротропного материала. Приведена методика расчета параметров дифракции, основные теоретические выводы подтверждены экспериментально.

Полученные результаты существенно расширяют возможности использования АО элементов для управления двухцветным оптическим излучением.

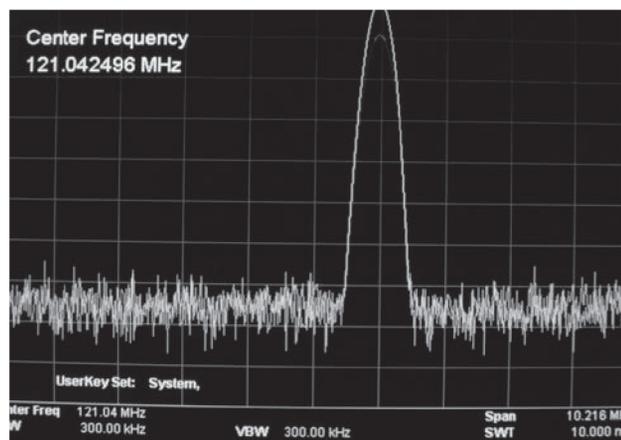


Рис. 5. Фотография сигнала, снимаемого с фотоприемников, с экрана частотомера.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

На основе изложенного можно сделать следующие выводы:

1. Разработана методика расчета параметров АО модулятора-вращателя плоскости поляризации двухцветного оптического излучения. В основе методики лежит использование анизотропной дифракции в одноосном гиротропном кристалле в сочетании со свойствами зеркальных поверхностей менять в процессе отражения поляризацию циркулярно-поляризованного излучения на противоположную.

2. Показано, что в результате двойного прохождения линейно поляризованного двухцветного излучения через АО ячейку из гиротропного кристалла на выходе кристалла формируются два монохроматических линейно поляризованных луча, плоскость поляризации которых вращается с частотой звуковой волны.

3. Методика продемонстрирована на примере расчета параметров модулятора из TeO_2 , предназначенного для расщепления двухцветного излучения Аг-лазера на монохроматические составляющие с вращающимися плоскостями поляризации.

4. Изготовлен макет АО модулятора из TeO_2 , с помощью которого получено расщепление двухцветного излучения Аг-лазера с длинами волн 0.514×10^{-4} и 0.488×10^{-4} см на частоте звука 61 МГц. Эффективность дифракции составила 60% при напряжении на преобразователе 4.5 В. Подтверждено вращение плоскости поляризации с частотой, равной частоте звуковой волны.

Работа выполнена за счет бюджетного финансирования в рамках государственного задания по теме № 0030-2019-0014, а так же при частичной финансовой поддержке РФФИ (грант № 19-07-00071).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Магдич Л.Н., Молчанов В.Я. Акустооптические устройства и их применение. М.: Сов. Радио, 1978. 111 с.
2. Балакишиев В.И., Парыгин В.Н., Чирков Л.Е. Физические основы акустооптики. М.: Радио и Связь, 1985. 280 с.
3. Xu J., Stroud R. Acousto-optic Devices: Principles, Design and Applications. New York: John Wiley and Sons, Inc., 1992. 652 p.
4. Антонов С.Н. Акустооптический дефлектор с высокой дифракционной эффективностью и широким угловым диапазоном сканирования // Акуст. журн. 2018. Т. 64. № 4. С. 432–436.
5. Антонов С.Н. Акустооптический дефлектор с отводом тепла от пьезопреобразователя при акустической изоляции тепловода // Акуст. журн. 2019. Т. 65. № 5. С. 588–595.
6. Антонов С.Н., Резвов Ю.Г. Акустооптический поляризационно-нечувствительный двухкоординатный дефлектор // Акуст. журн. 2021. Т. 67. № 2. С. 138–144.
7. Антонов С.Н. Широкоугольный поляризационно-независимый акустооптический модулятор лазерного излучения на основе парателлуриата // Акуст. журн. 2020. Т.66. № 1. С. 8–15.
8. Проклов В.В., Резвов Ю.Г., Подольский В.А. Теория акустооптической фильтрации излучения в многочастотном акустическом поле в ближней зоне плоского пьезоэлектрического преобразователя // Акуст. журн. 2018. Т. 64. № 6. С. 669–675.
9. Проклов В.В., Резвов Ю.Г., Подольский В.А., Сивкова О.Д. Инвариантность функции пропускания акустооптического устройства при изменении угла сноса акустического пучка // Акуст. журн. 2019. Т.65. № 4. С. 484–489.
10. Поликарпова Н.В., Волошинов В.Б., Иванова П.А. Отражение плоских акустических волн при наклонном падении на грань кристалла диоксида теллура // Акуст. журн. 2019. Т.65. № 6. С. 740–750.
11. Лазерная анемометрия, дистанционная спектроскопия и интерферометрия / Под ред. Соскина М.С. Киев: Наукова думка, 1985. 760 с.
12. Дубнищев Ю.Н., Арбузов В.А., Белоусов П.П., Белоусов П.Я. Оптические методы исследования потоков. Новосибирск, Сибирское Университетское Изд-во, 2003. 418 с.
13. Ринкевичус Б.С. Лазерная анемометрия. М.: Энергия, 1978. 160 с.
14. Антонов С.Н., Котов В.М., Сотников В.Н. Брэгговские поляризационные расщепители света на основе кристалла TeO_2 // ЖТФ. 1991. Т. 61. В. 1. С. 168–173.
15. Котов В.М., Шкердин Г.Н. Акустооптические расщепители-сдвигатели частоты для двухкоординатных лазерных анемометров // Акуст. журн. 1994. Т. 40. № 2. С. 309–310.
16. Котов В.М. Высокочастотное двухцветное расщепление лазерного излучения // Оптика и Спектроскопия. 1994. Т. 77. № 3. С. 493–497.

17. *Котов В.М., Шкердин Г.Н.* Поляризационные особенности акустооптической дифракции двухцветного излучения в гиротропных кристаллах // Акуст. журн. 1996. Т. 42. № 5. С. 726–727.
18. *Котов В.М.* Устройство для расщепления и сдвига частот для лазерной анемометрии // Оптический журнал. 2001. Т. 68. № 11. С. 47–51.
19. *Борн М., Вольф Э.* Основы оптики. М.: Наука, 1973. 719 с.
20. *Котов В.М.* Широкополосная акустооптическая модуляция оптического излучения // Акуст. журн. 2019. Т. 65. № 4. С. 471–476.
21. *Kotov V.M.* Formation of light with controlled rotation of the polarization plane by superposing linearly polarized waves // Quantum Electronics. 2019. V. 49. № 11. P. 1032–1035.
22. *Най Дж.* Физические свойства кристаллов. М.: Мир, 1967. 385 с.
23. *Котов В.М.* Акустооптика. Брэгговская дифракция многоцветного излучения. М.: Янус-К, 2016. 286 с.
24. *Котов В.М.* Брэгговская дифракция трехцветного излучения в кристалле парателлуриата // Акуст. журн. 2015. Т. 61. № 6. С. 701–704.
25. *Никольский В.В., Никольская Т.И.* Электродинамика и распространение радиоволн. М.: Наука, 1989. 544 с.
26. *Федоров Ф.И.* Оптика анизотропных сред. М.: УРСС, 2004. 380 с.
27. Акустические кристаллы / Под ред. Шаскольской М.П. М.: Наука, 1982. 632 с.
28. *Кизель В.А., Бурков В.И.* Гиротропия кристаллов. М.: Наука, 1980. 304 с.

УДК 537.634.2

СОВРЕМЕННЫЕ ПРОБЛЕМЫ СВЕРХБЫСТРОЙ МАГНИТОАКУСТИКИ (ОБЗОР)

© 2022 г. В. С. Власов^{а, *}, А. В. Голов^{а, **}, Л. Н. Котов^а, В. И. Щеглов^б,
А. М. Ломоносов^с, В. В. Темнов^{д, е}

^аСыктывкарский государственный университет имени Питирима Сорокина,
Октябрьский пр. 55, Сыктывкар, 167001 Россия

^бИнститут радиотехники и электроники Российской академии наук,
ул. Моховая 11, корп. 7, Москва, 125009 Россия

^сНаучно-технологический центр уникального приборостроения Российской академии наук,
ул. Бутлерова 15, Москва, 117342 Россия

^дInstitut des Molécules et Matériaux du Mans, UMR CNRS 6283,
Le Mans Université, 72085 Le Mans, France

^еLSI, Ecole Polytechnique, CEA/DRF/IRAMIS, CNRS, Institut Polytechnique de Paris,
F-91128, Palaiseau, France

*e-mail: vlasovvs@syktsu.ru

**e-mail: antongolov@mail.ru

Поступила в редакцию 09.06.2021 г.

После доработки 09.06.2021 г.

Принята к публикации 22.09.2021 г.

Приведен обзор актуальных направлений исследований в области сверхбыстрой магнитоакустики. Рассмотрены эффекты взаимодействия сверхкоротких (пикосекундных) акустических импульсов с магнитной подсистемой магнитных пленок и частиц, взаимодействие поверхностных акустических волн, возбужденных фемтосекундными лазерными импульсами с магнитными наноструктурами. Отдельным направлением современной сверхбыстрой магнитоакустики является взаимодействие поверхностных акустических волн с магнитной подсистемой в планарных наноструктурах. На данный момент недостаточно выявлены условия этого взаимодействия для неоднородных типов колебаний намагниченности и недостаточно изучены также эффекты взаимодействия поверхностных акустических волн с метаповерхностями. Одним из перспективных способов возбуждения и детектирования поверхностных магнитоупругих волн в металлических пленках и планарных наноструктурах является использование техники “transient grating”, которая позволяет использовать современные фемтосекундные лазеры и имеет очень хорошее временное разрешение. Проанализированы основные результаты экспериментов по возбуждению магнитоупругих колебаний в пленках и планарных периодических наноструктурах при сверхбыстром лазерном возбуждении, а также проводится анализ моделей магнитоупругой нелинейной динамики, полученных за последнее десятилетие исследователями по всему миру.

Ключевые слова: магнитоакустика, сверхбыстрые явления, акустические волны, нелинейные колебания и волны, спиновые волны, магнитные наноструктуры

DOI: 10.31857/S0320791922010075

ВВЕДЕНИЕ

Управление магнитным состоянием наносистем имеет большую важность, как в плане фундаментальной физики, так и в приложениях. Особенно это актуально для реализации сверхбыстродействующих компактных и энергоэффективных устройств электроники и спинтроники. Среди явлений и устройств магнитоэлектроники можно выделить магнитоупругие явления и устройства стрейнтроники, в которых магнитным состоянием наносистем управляют с помощью воздей-

ствия упругими импульсами. Такие устройства отличаются высокими энергоэффективностью и скоростью [1, 2]. В последние десятилетия возникла новая область магнитоакустики – сверхбыстрая магнитоакустика, связанная с взаимодействием сверхкоротких (пикосекундных) акустических импульсов с магнитными структурами [3]. Создание таких коротких акустических импульсов стало возможным благодаря применению фемтосекундных лазеров для генерации этих импульсов структурами [4]. Импульсы, за счет

сжатия во времени энергии лазера, получаются достаточно большой амплитуды. Амплитуда деформации в импульсе доходит до единиц процентов и близка к пределу пластической деформации твердого тела [4]. Такими импульсами можно значительно изменять магнитные свойства вещества, воздействуя на магнитную подсистему наноструктур. Обзору процессов взаимодействия мощных упругих импульсов с магнитной подсистемой магнитных многослойных наноструктур и наночастиц посвящена данная статья.

Обзор организован следующим образом. В начале мы рассмотрим механизмы магнитоупругого взаимодействия в магнитных структурах и основные уравнения сверхбыстрой магнитоакустики. Затем коснемся конкретных работ по взаимодействию сверхкоротких акустических импульсов с многослойными магнитными наноструктурами. В третьей части обзора мы опишем работы, связанные со сверхбыстрым возбуждением связанных магнотон-фононных мод в частицах и со сверхбыстрым магнитоупругим перемагничиванием наночастиц и наноструктур. В четвертой части обзора будут рассмотрены работы по возбуждению очень коротких спиновых волн в магнитных тонких пленках сверхкороткими упругими импульсами. В пятой части обзора мы коснемся взаимодействия поверхностных акустических волн (ПАВ), возбужденных с помощью ультракоротких лазерных импульсов с магнитной системой планарных структур. В шестой части обзора мы разберем в целом нерешенные проблемы и осветим перспективы развития сверхбыстрой магнитоакустики.

МЕХАНИЗМЫ МАГНИТОУПРУГОГО ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ В МАГНИТНЫХ СТРУКТУРАХ И ОСНОВНЫЕ УРАВНЕНИЯ СВЕРХБЫСТРОЙ МАГНИТОАКУСТИКИ

Сверхбыстрая магнитоакустика основывается на явлении магнитострикции, связанном с взаимодействием магнитной и упругой подсистем магнитной среды [5]. Различают прямую и обратную магнитострикцию. При прямой магнитострикции изменение намагниченности ведет к изменению геометрических размеров образца. При обратной магнитострикции, напротив, изменение размеров или акустические колебания приводят к колебаниям намагниченности. Оба эффекта могут быть описаны в рамках феноменологической теории магнитоупругости. При этом мы рассматриваем плотность энергии магнитного образца в виде [6]:

$$F = F_Z + F_k + F_{ex} + F_d + F_{me}, \quad (1)$$

$$F_{me} = \frac{B_1}{M^2} \sum_i M_i^2 \varepsilon_{ii} + \frac{B_2}{M^2} \sum_i \sum_{i \neq j} M_i M_j \varepsilon_{ij}, \quad (2)$$

где F_Z – плотность Зеемановской энергии, F_k – плотность энергии магнито-кристаллографической анизотропии, F_{ex} – плотность обменной энергии, F_d – плотность энергии диполь-дипольного взаимодействия, F_{me} – плотность магнитоупругой энергии, B_1 и B_2 – первая и вторая константы магнитоупругости, ε_{ij} – тензор упругой деформации. Для описания магнитной динамики используется уравнение Ландау–Лифшица–Гильберта:

$$\frac{d\mathbf{M}}{dt} = -\gamma \mu_0 [\mathbf{M} \times \mathbf{H}_{\text{eff}}] + \frac{\alpha}{M} \left[\mathbf{M} \times \frac{\partial \mathbf{M}}{\partial t} \right], \quad (3)$$

$$\mathbf{H}_{\text{eff}} = -\frac{1}{\mu_0} \left(\frac{\delta F}{\delta \mathbf{M}} \right), \quad (4)$$

где \mathbf{M} – вектор намагниченности, γ – гиромагнитное отношение, μ_0 – абсолютная магнитная проницаемость вакуума, α – параметр магнитной диссипации, \mathbf{H}_{eff} – эффективное магнитное поле. При неоднородных колебаниях намагниченности (спиновых волнах) уравнение (3) должно быть дополнено граничными условиями для намагниченности.

Для описания упругой динамики используется уравнение для упругих смещений:

$$\rho \frac{\partial^2 u_i}{\partial t^2} = \sum_{j=1}^3 \frac{\partial \sigma_{ji}}{\partial x_j}, \quad (5)$$

где u_i – компоненты вектора упругих смещений, ρ – плотность, σ_{ji} – тензор напряжений, определяемый линейным законом Гука: $\sigma_{ij} = C_{ijkl} \varepsilon_{kl}$, где C_{ijkl} – тензор упругости и тензор упругой деформации линеаризован:

$$\varepsilon_{ij} = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right). \quad (6)$$

Уравнение (5) должно быть дополнено граничными условиями равенства нулю нормальных компонент тензора напряжений на свободных границах, а в слоистых структурах также непрерывности всех компонент смещения и нормальных компонент тензора напряжений на границах раздела. В результате получается связанная система уравнений в частных производных, описывающая взаимодействие упругой и магнитной подсистем [7]. Она может быть решена, например, численными методами микромагнитного моделирования. В некоторых работах, для несложных граничных задач, решение находится аналитическим методом разложения решения по собственным функциям [8, 6, 7]. Для случая однородных колебаний намагниченности система (3)–(5) сводится к системе из 7 дифференциальных уравнений для одного слоя и 30 уравнений для 2-х слойной структуры [6, 7].

Впервые динамику намагниченности при сверхбыстром лазерном возбуждении (метод “накачки-зонда”) в никеле наблюдал Биго в работе 1996 г. [9]. Было обнаружено сверхбыстрое размагничивание образца за характерное время порядка 100 фемтосекунд, т.е. намного быстрее времени электрон-фононной релаксации в металлах (~1 пикосекунды). Для описания этого явления была использована трехтемпературная модель, которая позволяет описать динамику взаимодействия электронной, фононной и магнитной подсистем. Трехтемпературная модель для электронной (e), спиновой (s) систем и решетки (l) описывается следующими уравнениями [9]:

$$C_e(T_e) \frac{\partial T_e}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial z} \left(\kappa \frac{\partial T_e}{\partial z} \right) + \frac{1}{\xi} S(t) \exp\left(-\frac{z}{\xi}\right) - g_{el}(T_e - T_l) - g_{es}(T_e - T_s), \quad (7)$$

$$C_l(T_l) \frac{\partial T_l}{\partial t} = -g_{el}(T_l - T_e) - g_{ls}(T_l - T_s), \quad (8)$$

$$C_s(T_s) \frac{\partial T_s}{\partial t} = -g_{es}(T_s - T_e) - g_{ls}(T_s - T_l), \quad (9)$$

где C_i и T_i – теплоемкость единицы объема и температура каждой системы, ось z – внутренняя нормаль к поверхности магнитной структуры, g_{ij} – коэффициент связи между двумя системами, κ – электронная теплопроводность, ξ – глубина проникновения оптического излучения, $S(t)$ – поглощенная мощность лазерного излучения на единицу поверхности.

Так как теплоемкость электронов гораздо ниже, чем решетки, то поглощение энергии лазерного излучения вызывает быстрый рост именно температуры электронов T_e , а температура решетки T_l остается низкой. В ферромагнитных металлах после процесса термолизаии электронов (установления теплового равновесия между электронами и спинами), длящегося несколько сотен фс, температура электронов T_e практически равна спиновой температуре T_s , и может быть применена более простая двухтемпературная модель:

$$C_e(T_e) \frac{\partial T_e}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial z} \left(\kappa \frac{\partial T_e}{\partial z} \right) + \frac{1}{\xi} S(t) \exp\left(-\frac{z}{\xi}\right) - g_{el}(T_e - T_l), \quad (10)$$

$$C_l(T_l) \frac{\partial T_l}{\partial t} = -g_{el}(T_l - T_e). \quad (11)$$

В результате поглощения короткого светового импульса и его быстрой термолизаии происходит повышение температуры материала, экспоненциально затухающее по глубине как $T \sim \exp(-z/\xi)$ [10, 11]. В начальный момент времени смещения

и деформации равны нулю, и упругое напряжение определяется исключительно температурой [10]:

$$\sigma_{ij} = -\beta TC_{ijkl} \delta_{ij} \delta_{jk} \delta_{kl}, \quad (12)$$

где β – линейный коэффициент теплового расширения, δ_{ij} – символ Кронекера. Заметим, что в начальный момент распределение напряжения по глубине повторяет экспоненциальное распределение температуры (рис. 1а). Быстрое возникновение термоупругого напряжения у поверхности генерирует импульсы упругой деформации, распространяющиеся в обоих направлениях вдоль максимального градиента напряжения, т.е. от и к поверхности в случае сильного поглощения света, как показано на рис. 1б.

Если поверхность образца свободная, то импульс, бегущий к поверхности, отражается от нее с инвертированием, формируя антисимметричный импульс упругой деформации, как показано на рис. 1в. В другом предельном случае жесткой поверхности инвертирования не происходит, и результирующий импульс остается однополярным с удвоенной амплитудой [10].

Все эксперименты по сверхбыстрому лазерному возбуждению можно разделить на два вида схем: 1) лазерные импульсы накачки и зонда падают на одну среду, обычно магнитную пленку на подложке, магнитную частицу или наноструктуру; 2) используется многослойная структура, импульс накачки падает на один слой, который играет роль термоупругого преобразователя и разделен достаточно толстой прослойкой от магнитного слоя, на который падает зондирующий импульс. При этом температура второго слоя не меняется, так что величина намагниченности сохраняется постоянной, меняется лишь ее ориентация при воздействии упругого импульса, прошедшего от первого слоя. Схема первого вида использовалась в пионерской работе Биго [9] и многих следующих работах [12, 3]. Схема второго вида используется, например, в работах [13–16]. Ко второму виду можно также отнести случай возбуждения лазером упругой волны в одном месте диэлектрической подложки термоупругим преобразователем и частицы или наноструктуры, находящихся на той же подложке на достаточно большом расстоянии от преобразователя, чтобы не происходило нагрева частицы. Подобная схема реализуется в работах [2, 17, 18].

Таким образом, в случае сверхбыстрого лазерного возбуждения возмущающей силой магнитоупругих колебаний будет акустическая волна, описываемая уравнением (5). Действие упругого импульса на магнитный образец сводится к учету в уравнении (2) первого слагаемого (продольная деформация) и дальнейшего учета в уравнении

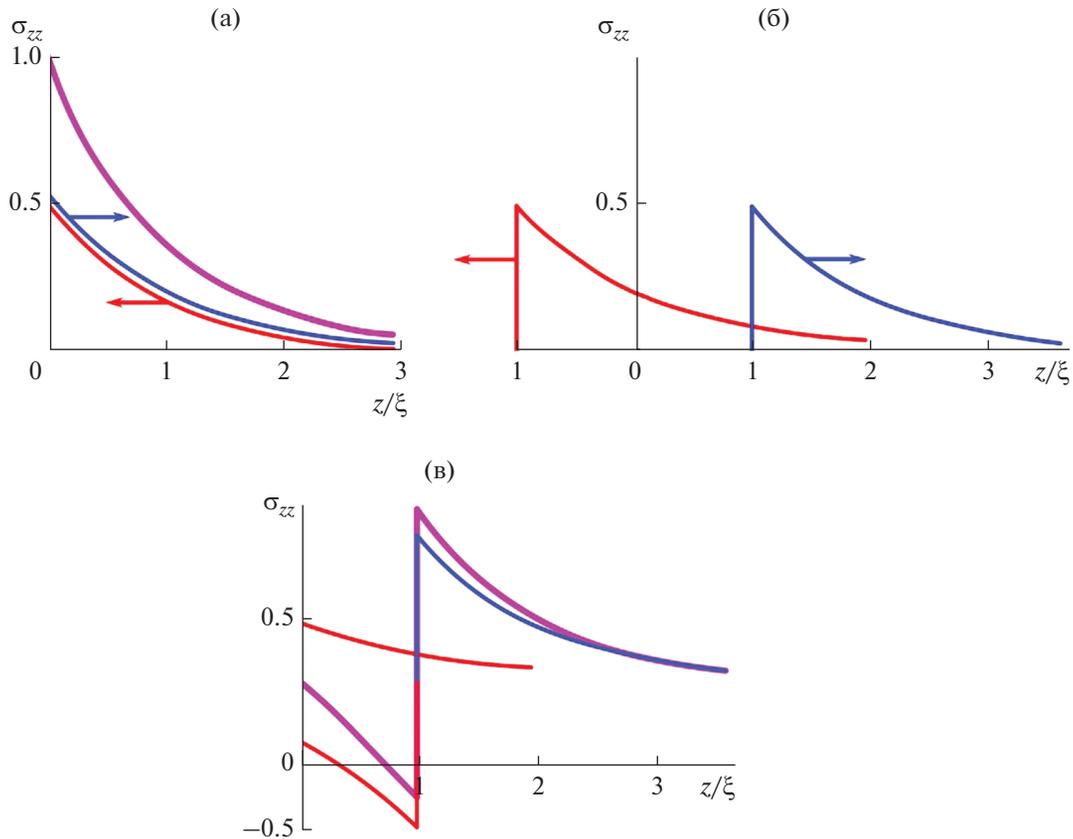


Рис. 1. Формирование термоупругого импульса при сильном поглощении короткого лазерного импульса. Рисунок адаптирован из работы [10].

(3) магнитоупругого вклада, путем подстановки уравнения (2) в уравнение (4), а затем в (3). Сверхбыстрое изменение намагниченности в случае схемы 1, при нагреве магнитного образца также приводит к генерации магнитных и электромагнитных колебаний, в том числе в терагерцовом диапазоне частот [19, 20]. Но эти эффекты мы оставим в основном за рамками нашей статьи, так как они касаются чисто магнитных колебаний. Можно учесть изменение намагниченности при скачке температуры и последующем ее уменьшении в магнитном слое, используя закон Кюри–Вейсса, как это сделано, например, в работе Биго [21]. При этом модуль намагниченности будет зависеть от времени по следующему закону:

$$M(T_e(t)) = M_s \sqrt{1 - \left(\frac{T_e}{T_c}\right)^2} \quad \text{при } T_e \leq T_c \quad (13)$$

и

$$M = 0 \quad \text{при } T_e > T_c, \quad (14)$$

где T_c – температура Кюри ферромагнитного материала, M_s – намагниченность насыщения при $T_e = 0$. Магнитные колебания могут в этом случае рассчитываться из уравнения Ландау–Лифшица–Гильберта (3) с учетом меняющегося со временем модуля намагниченности. Такая модель применяется в некоторых работах [22].

В ряде работ рассматривается динамика магнитной подсистемы на основе уравнения Ландау–Лифшица–Гильберта (3) с учетом того, что упругое воздействие задано [2, 23, 24]. Тем самым вместо системы уравнений магнитоупругости берется лишь одно векторное уравнение Ландау–Лифшица–Гильберта (3) с учетом заданного упругого импульса в соответствии с двухтемпературной моделью. Но в некоторых работах [17, 25] рассматривается связанная магнитоупругая динамика с использованием полной модели, т.е. кроме уравнений двухтемпературной модели также учитываются уравнения (3), (5).

Далее рассмотрим последовательно разные задачи и эксперименты по сверхбыстрой магнитоакустике.

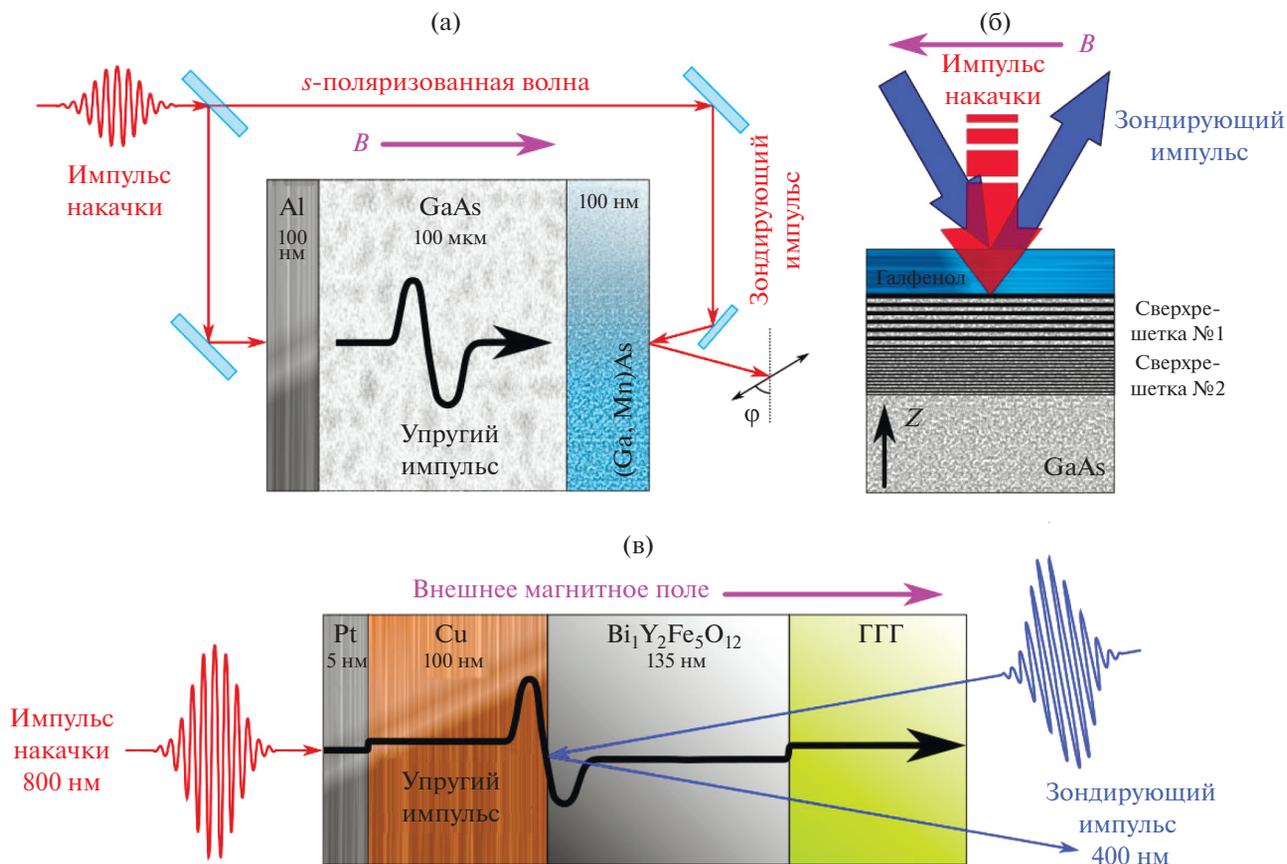


Рис. 2. Геометрии задач в работах с возбуждением магнитных колебаний в многослойных структурах сверхкороткими упругими импульсами. Рисунки адаптированы из следующих работ: (а) – из работы [13], (б) – из работы [27], (в) – из работы [16].

ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ СВЕРХКОРОТКИХ АКУСТИЧЕСКИХ ИМПУЛЬСОВ С МАГНИТНЫМИ МНОГОСЛОЙНЫМИ НАНОСТРУКТУРАМИ

Сгенерированные сверхкороткие упругие импульсы могут возбуждать магнитные и магнитоупругие колебания в различных наноструктурах.

В работе Щербакова и др. [13] изучается взаимодействие таких коротких импульсов с полупроводниковой трехслойной структурой на основе GaAs (арсенида галлия), с включением в нее магнитного слоя (GaMn)As. Как утверждается в работе, эффекты магнитоупругого взаимодействия связаны с высокой чувствительностью анизотропии в магнитных полупроводниках к воздействию коротких упругих импульсов [13]. Геометрия экспериментов показана на рис. 2а. Эксперимент проводится с использованием трехслойной структуры. На слой немагнитного полупроводника (арсенида галлия) помещается тонкий слой металла, за слоем арсенида галлия находится слой (GaMn)As – магнитного полупроводника. Мощный короткий импульс фемтосекундного лазера поглощается металлической пленкой, в которой

формируется сверхкороткий (пикосекундный) импульс акустической волны (рис. 2а). Двигаясь далее через слой арсенида галлия, импульс попадает в слой (GaMn)As. При этом зондирующий импульс лазера фокусируется на слое (GaMn)As и отраженный лазерный импульс попадает в детектор, где анализируется сигнал Керра [13]. Толщина слоя (GaMn)As была 200 нм. Постоянное магнитное поле в эксперименте было направлено перпендикулярно плоскости структуры. При этом вектор намагниченности выходит из плоскости. И это приводит к увеличению эффективности магнитоупругого взаимодействия [13].

Во время и после прохождения упругим импульсом слоя (GaMn)As, в нем наблюдаются магнитные колебания, зафиксированные по сигналу Керра. Амплитуда магнитных колебаний с частотой примерно 10 ГГц, наблюдающихся после прохождения упругим импульсом слоя (GaMn)As, сильно зависит от напряженности постоянного магнитного поля. Авторы работы [13] предполагают, что возбуждаемые магнитные колебания являются однородной модой прецес-

сии намагниченности – ферромагнитным резонансом (ФМР).

В работе [26] в той же геометрии авторы наблюдают уже возбуждение неоднородных колебаний намагниченности. Но в отличие от предыдущей работы, постоянное магнитное поле было направлено по касательной к поверхности слоя (GaMn)As.

В следующей работе [22] упомянутой экспериментальной группы рассматривается возбуждение магнитных колебаний с помощью воздействия 2 пикосекундных упругих импульсов, представляющих собой импульсы продольной и сдвиговой волн, возбуждаемые при попадании упругого импульса продольной волны в слой кристалла арсенида галлия ориентации (311). Слой арсенида галлия находится между термоупругим преобразователем в виде тонкого слоя алюминия и магнитоупругим слоем (GaMn)As.

В последующих двух работах [28, 27] рассматривается уже воздействие упругих волн на слой магнитного полупроводника галфенола. Принципиальным отличием геометрии эксперимента в работе [27] является то, что лазерный импульс накачки поглощается непосредственно слоем галфенола, в отличие от работы [28], где используется геометрия, подобная ранее упомянутым работам [13, 26]. Геометрия эксперимента в работе [27] показана на рис. 2б. Еще одним отличием работы [27] является использование в многослойной структуре акустических брэгговских зеркал (сверхрешетка № 1, сверхрешетка № 2), выращенных из чередующихся слоев GaAs/AlAs, для формирования гармонического акустического сигнала. С помощью постоянного магнитного поля, направленного в плоскости слоя галфенола, подстраивается частота магнитного резонанса под частоту акустического резонанса (рис. 2б). От брэгговских зеркал резонансно отражаются акустические волны с двумя частотами, соответствующими периодам зеркал. Отраженный зондирующий импульс лазера попадает на детектор, в котором анализируется сигнал Керра и определяется магнитная динамика.

В работах [15, 16] были проведены эксперименты по возбуждению колебаний намагниченности сверхкороткими упругими импульсами в структуре Pt/Cu/Bi₁Y₂Fe₅O₁₂/ГГГ, где Bi₁Y₂Fe₅O₁₂ – железо-иттриевый гранат (ЖИГ) с примесью висмута, ГГГ – подложка из гадолиний-галлиевого граната. Геометрия эксперимента изображена на рис. 2в. В качестве активного магнитоупругого слоя использовался слой ЖИГ с примесью висмута. Лазерный импульс накачки с длиной волны 800 нм фокусируется на тонком слое Pt толщиной 5 нм и в слоях Pt/Cu формируются импульсы горячих электронов и упругий импульс, которые двигаются на слой Bi₁Y₂Fe₅O₁₂. Зондиру-

ющий импульс с длиной волны 400 нм фокусируется с противоположной стороны многослойной структуры через подложку ГГГ (рис. 2в). Постоянное магнитное поле направлено перпендикулярно слоям. В результате, в слое Bi₁Y₂Fe₅O₁₂ возбуждаются стоячие обменные волны (магноны), вплоть до пятой собственной моды, с частотой 15 ГГц [16]. Акустический механизм возбуждения магнонов в работе [16] остается под большим вопросом, так как нельзя исключить термический механизм их возбуждения [29]. Экспериментальные данные в работе [16] (см. рис. 3а из работы [16]) показывают, что термически индуцированная динамика намагниченности на самом деле доминирует и ее амплитуда намного превышает амплитуду когерентных магнонов. Поэтому механизм возбуждения магнонов в работе [16], скорее всего, будет термическим, подобным работам [30, 31]. Действительно, диффузия горячих электронов, возбужденных фемтосекундным лазерным импульсом, приводит к сверхбыстрому нагреву всего слоя меди на временах, не превышающих несколько пикосекунд [29]. Таким образом, температурная динамика в слое Bi₁Y₂Fe₅O₁₂ будет определяться пространственно неоднородным нагревом ЖИГ благодаря практически мгновенно нагретому слою меди. Возбуждение магнонов будет определяться изменением константы анизотропии при изменении температуры. Такой механизм возбуждения обменных магнонов подробно описан в работе [30].

В работе [25] рассмотрено теоретическое описание задачи о возбуждении прецессии намагниченности мощными акустическими импульсами в схеме “накачки–зонда” для нормально намагниченной пластины, обладающей магнитоупругими свойствами. Трехслойная структура представляла собой подложку (буферный слой), на обеих поверхностях которой нанесены две пленки, одна из которых играет роль термоупругого преобразователя, а вторая – магнитоупругую среду, на которую действуют упругие импульсы, приходящие от термоупругого преобразователя через подложку. Упругий импульс, попадая на вторую пленку, возбуждает в ней за счет магнитострикции интенсивные колебания намагниченности [25]. Рассмотрена магнитная часть задачи, состоящая в возбуждении прецессии намагниченности интенсивными упругими импульсами. Получены связанные нелинейные уравнения движения намагниченности и упругого смещения. Решение этих уравнений в предположении равенства резонансных частот магнитных и упругих колебаний позволило исследовать развитие магнитных колебаний во времени. Задача решена в предположении, что основную роль в возбуждении магнитных колебаний играет ширина фронта импульса упругой деформации. При этом начальный фронт предполагается имеющим прямоугольный харак-

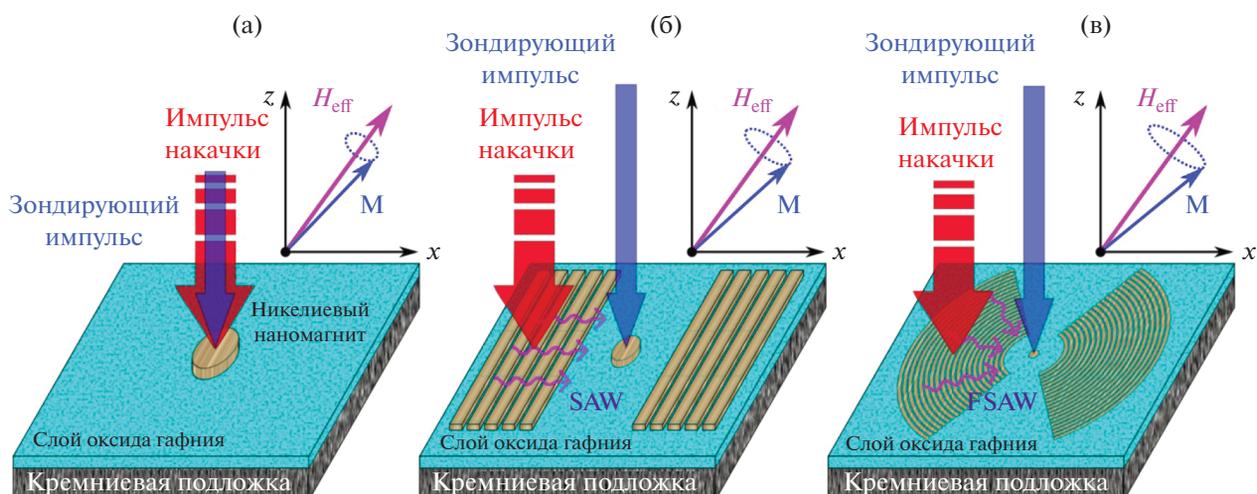


Рис. 3. Иллюстрация экспериментов, которые позволяют возбуждать и считывать магнитные колебания в наномagnитах: (а) — для изолированного наномagnита Ni без окружающих решеток и наномagnита Ni, окруженных (б) — прямыми и (в) — дугообразными решетками. Выше рисунков показана магнитная прецессия с различными амплитудами вокруг эффективного поля для трех различных конфигураций в приложенном поле ~ 2.6 кЭ, соответственно. Рисунок адаптирован из работы [40].

тер, время установления которого значительно меньше времени периода свободных упругих и магнитных колебаний [25].

Рассмотрены три возможных варианта формирования конечного фронта импульса упругого смещения: режимы малого, среднего и большого затухания. Показано, что в режиме малого затухания на фронте импульса формируются интенсивные осцилляции, частота которых равна резонансной, а амплитуда в несколько раз может превышать амплитуду исходного импульса. В режиме среднего упругого затухания на фронте импульса формируется быстрый спад, сопровождающийся одним-двумя периодами свободных колебаний, после чего упругие колебания затухают. При этом в момент начала действия упругого импульса возбуждаются сильные магнитные колебания, подобные предыдущему случаю. После окончания упругого импульса магнитные колебания освобождаются от воздействия упругого смещения и релаксируют на собственной частоте в соответствии со своим временем релаксации.

В режиме сильного затухания за фронтом упругого импульса формируется спад аperiodического характера. При этом в момент начала действия упругого импульса возбуждаются сильные магнитные колебания. Рассмотрено воздействие на магнитную пластину конечной серии последовательно следующих друг за другом упругих импульсов, промежутки между которыми равны длительности самих импульсов. Рассмотрение проведено для тех же трех значений упругого затухания — малого, среднего и большого.

Показано, что в случае малого затухания каждый вновь приходящий упругий импульс навязывает свою амплитуду упругим колебаниям, возбужденным предыдущим импульсом. При этом магнитные колебания периодически следуют той же последовательности развития, что и для одиночного импульса. В случае среднего затухания следующие друг за другом упругие импульсы являются независимыми, так что действие упругого смещения периодически повторяется. Магнитные колебания также повторяют свое развитие периодически в соответствии с колебаниями, возбуждаемыми одиночным импульсом. Таким образом, в течение действия каждого упругого импульса частота магнитных колебаний резко возрастает, а между упругими импульсами стремится к собственной [25].

СВЕРХБЫСТРОЕ ВОЗБУЖДЕНИЕ СВЯЗАННЫХ МАГНОН-ФОННОНЫХ МОД В НАНОЧАСТИЦАХ И СВЕРХБЫСТРОЕ МАГНИТОУПРУГОЕ ПЕРЕМАГНИЧИВАНИЕ

В работах группы из университета Калифорнии Санта-Круз (США) проводились эксперименты по возбуждению ПАВ и магнитоупругих волн (МУВ) в системе магнитных частиц и нанополосок из немагнитного металла [32]. Для случая возбуждения динамики намагниченности переменным ВЧ или СВЧ магнитным полем электромагнитной волны (ЭМВ), переменное магнитное поле обычно перпендикулярно постоянному и не зависит от ориентации намагниченности [8, 6, 33]. Напротив, магнитоупругая

энергия и, соответственно, магнитоупругое поле сильно зависят от составляющих намагниченности и деформации в уравнении (2), что обеспечивает характерные отклики для магнитной динамики, вызванной ПАВ [24, 34–36]. Например, по сравнению с динамикой намагниченности, вызванной тепловым импульсом из-за сверхбыстрого размагничивания, были получены отличные результаты при использовании возбуждения динамики намагниченности в наночастицах с помощью ПАВ [32]. В работе [37] рассматривается два разных способа возбуждения магнитоупругих колебаний в наночастице никеля: прямое воздействие сфокусированного лазерного импульса на частицу и воздействие ПАВ, создаваемой действием лазера на решетку из немагнитных полосок. При воздействии теплового импульса фемтосекундного лазера происходит квази-мгновенное размагничивание никелевой наночастицы. Затем, в течение нескольких пикосекунд намагниченность восстанавливается и затем следует закону затухающих колебаний [32], в то время как динамика намагниченности, управляемая акустическими волнами, показывает увеличение амплитуды магнитных колебаний в течение первой наносекунды, поскольку требуется время для прохождения акустической волны к наномagnиту [37].

В работах упомянутой выше группы также определялось затухание магнитных колебаний в частицах, возбужденных ПАВ. Рассматривались периодические массивы наномagnитов из трех различных материалов (Ni, Co и TbFe) [38]. Эффективная константа магнитного затухания этих материалов была успешно определена, и по величине она сравнивалась с собственным затуханием при больших приложенных полях. Однако при слабых полях внутренние свойства материалов маскировались из-за сигналов от нескольких элементов наноструктуры. Совсем недавно ФМР, управляемый ПАВ, был обнаружен для одного наномagnита [37], что позволяет определить внутреннее затухание магнитных материалов. В частности, в эксперименте были определены комплексные Фурье-амплитуды ФМР, возбуждаемые ПАВ, на частоте ПАВ при приложенных постоянных полях, по значению близких к резонансному полю. Зависимые от поля, нормированные действительные и мнимые части амплитуд Фурье были подобраны с использованием функций Лоренца [37]. Из аппроксимации функций Лоренца был определен эффективный коэффициент магнитного затухания. Этот коэффициент был также определен при анализе сигнала Керра.

Авторы работы [37] обнаружили, что для ФМР, возбуждаемой ПАВ, когда для возбуждения наномagnита по отдельности используются четыре различные частоты ПАВ, неожиданно получается почти одинаковое значение коэффици-

ента магнитного затухания и близкое к собственному значению, определяемому по аппроксимации [37] к данным сплошной пленки. Однако, извлеченный по сигналу Керра коэффициент магнитного затухания зависит от поля и сходится только к собственному затуханию при больших полях [37]. Резкий контраст указывает на то, что чистое акустическое возбуждение без нагрева наномagnита может быть использовано для непосредственного определения собственного затухания одной наноструктуры на основе одного резонанса. Позже было систематически изучено влияние размера и формы наномagnита на магнитное затухание [39, 18]. Когда размер наномagnита близок или больше длины волны ПАВ, измеренное затухание начинает отклоняться от собственного значения, и показывает большее значение. Это связывается с неоднородным магнитоупругим возбуждением, что подтверждается результатами микромагнитного моделирования в работе [39]. Аналогично, для эллиптического наномagnита значение коэффициента затухания, измеренное с помощью метода ФМР-ПАВ, также намного больше собственного значения. Это не может быть объяснено эффектом анизотропии формы, который приводит лишь к незначительному увеличению затухания. В микромагнитном моделировании затухания магнитных колебаний [18] предполагалось, что пространственное рассогласование между естественными магнитными модами и модами, управляемыми ПАВ в ограниченной наноструктуре, играет большую роль в увеличении затухания. Эти результаты зависимости коэффициента затухания от размера и формы дают важные рекомендации для будущих устройств стрейнтроники [37].

Авторы статьи [39] рассматривают еще и влияние размеров наномagnита на амплитуду ФМР. Наномagnиты диаметром от 730 до 150 нм возбуждались ПАВ с различными длинами волн. Амплитуда ФМР, управляемого ПАВ, увеличивается более чем на порядок по мере уменьшения размера наномagnита с 730 до 150 нм [39]. Кроме того, амплитуда колебаний увеличивается с частотой ПАВ, когда размер находится ниже критического значения. Полученные результаты показывают, что эффективность ВЧ акустически управляемых магнитоупругих устройств хорошо масштабируется при миниатюризации устройств [39]. Пространственный характер магнитного резонанса, возбуждаемого ПАВ в частицах, сильно неоднороден в большом наномagnите по сравнению с малым, что может объяснять уменьшенную амплитуду магнитных колебаний и низкую эффективность их возбуждения в больших частицах [39]. Помимо уменьшения размера наномagnита, эффективность возбуждения ПАВ также повышается за счет фокусировки ПАВ. На рис. 3 показаны структуры и схемы экспериментов по воз-

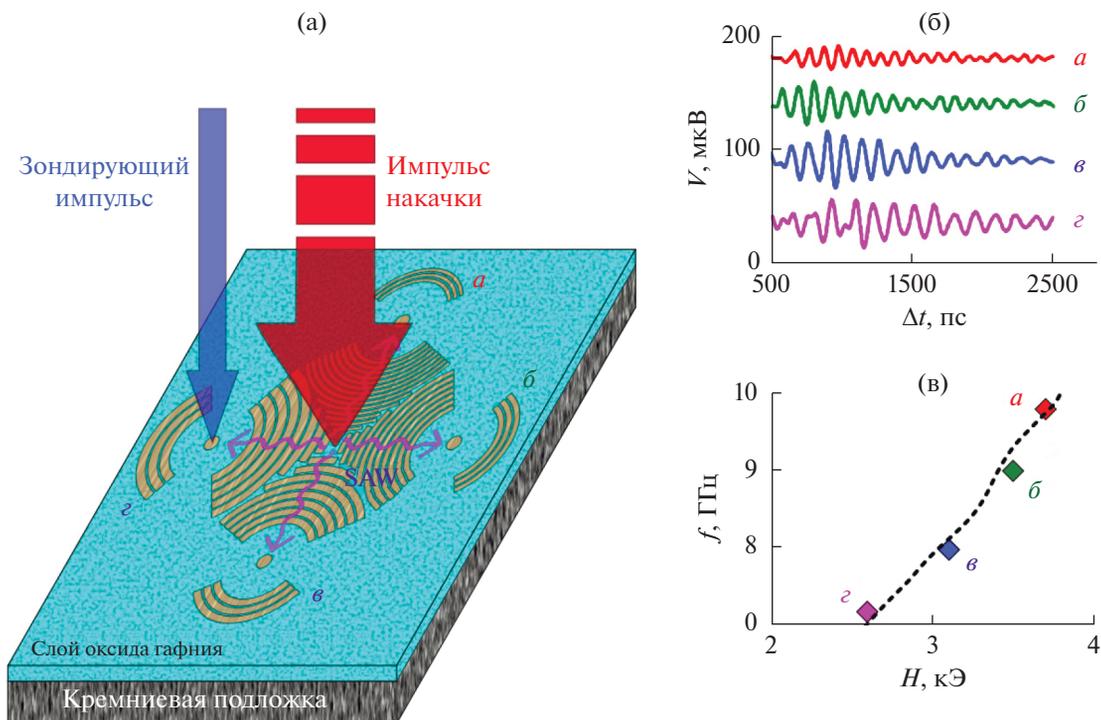


Рис. 4. Схема и результаты магнитоупругого возбуждения четырех одиночных наномангнитов (*а, б, в, з*) с фокусировкой ПАВ с помощью устройства из четырех наборов нанополосок с различными пространственными периодами (250, 300, 350, 400 нм соответственно). (*а*) – Иллюстрация эксперимента, который позволяет возбуждать четыре идентичных наномангнита на разных частотах; (*б*) – временные зависимости колебаний намагниченности (сигнала Керра) для четырех наномангнитов; (*в*) – частоты ФМР частиц при различных прикладываемых постоянных полях. Пунктирная линия – частота наномангнита, измеренная с помощью эффекта Керра. Рисунок адаптирован из работы [40].

буждению магнитных колебаний с помощью лазерного импульса накачки и ПАВ в упомянутых выше работах группы из университета Санта-Круз (США). На рис. 3в изолированный наномангнит Ni окружен двумя наборами дугообразных нанополосок, которые могут фокусировать ПАВ на наномангните. При этом амплитуда колебаний намагниченности увеличивается в десять раз по сравнению с амплитудой, генерируемой тепловым импульсом при фокусировке лазерного импульса накачки непосредственно на наночастице (рис. 3а). По сравнению с обычным ПАВ-ФМР взаимодействием в частице, сфокусированное возбуждение, соответствующее рис. 3в, повышает КПД в четыре раза за счет сфокусированной энергии упругих колебаний [40]. На рис. 4а изображена схема структуры, которая позволяет избирательно возбуждать колебания в выбранной частице (одной из четырех) путем простой настройки поля [40], интегрируя несколько наборов нанополосок с различными пространственными периодами. ПАВ с четырьмя различными частотами могут запускаться одним лазерным импульсом накачки, и можно отдельно управлять динамикой намагниченности четырех идентичных наномангнитов при различных прикладываемых к частицам полях.

В одной из недавних работ обсуждались связанные магнотон-фононные моды колебаний в ферромагнитной частице [17]. Учет магнотон-фононной связи привел к недавним достижениям в новых областях, таких как спинтроника и спиновая калориметрия, и продолжающемуся появлению новых явлений, включая спиновый эффект Зеебека, спиновую накачку, магнотон-фононное преобразование и тепловой эффект Холла. Фундаментальный вопрос заключается в том, насколько сильным может быть это взаимодействие и, в частности, можно ли перевести магнотон-фононную связь в режим сильной связи (СС) [17]. СС обычно наблюдается в фотонных системах, когда сила связи между двумя фундаментальными возбуждениями (например, экситоном и фотоном) превышает скорость распада отдельных возбуждений. Недавно в нескольких магнитных системах наблюдалась сильная магнотон-фононная связь [6, 41–43]. В отличие от случая взаимодействия ПАВ-ФМР (обсуждается в одном из следующих параграфов), которое возбуждается ПАВ, распространяющейся в подложке, сильное магнотон-фононное взаимодействие представляет собой прямую связь между прецессией намагниченности и собственными упругими колебаниями самой частицы, в которой происходит генерация

гибридизованных магنون-фононных мод [17]. Здесь необходимо учитывать обратное воздействие магнитного резонанса на фононную систему. Частота акустических колебаний зависит от размера, формы и материальных параметров элемента в соответствии с соотношением:

$$\omega_{\text{ph}}^2 = \frac{(2\lambda + 3\mu)k^2}{2\rho}, \quad (15)$$

где λ , μ – постоянные Ламе, k – волновое число акустической волны, ρ – плотность материала частицы.

Частота ФМР в частице может быть определена по формуле Киттеля:

$$\omega_M^2 = \omega_1\omega_2, \quad (16)$$

$$\omega_1 = \gamma(H \cos(\theta_H - \theta_M) - 4\pi M_S \cos^2\theta_M), \quad (17)$$

$$\omega_2 = \gamma(H \cos(\theta_H - \theta_M) - 4\pi M_S \cos(2\theta_M)), \quad (18)$$

где γ – гиромангнитное отношение, H – внешнее поле, M_S – намагниченность насыщения. Углы θ_H, θ_M показаны на рис. 5а.

Гибридизация магنون-фононных мод может быть описана следующим уравнением:

$$(\omega^2 - \omega_M^2)(\omega^2 - \omega_{\text{ph}}^2) - \omega_c^4 = 0. \quad (19)$$

При $\omega_c \neq 0$ происходит образование магнитоупругой щели или расталкивания ветвей в точке их пересечения в спектре магнитоупругих волн, показанной на рис. 5б.

Для определения степени магنون-фононного взаимодействия в работе [17] безразмерный параметр взаимодействия определяется соотношением:

$$C = \frac{\Gamma_C^2}{(\kappa_M \kappa_P)}, \quad (20)$$

где Γ_C – полуширина расщепления мод по частоте; κ_M и κ_P – частоты диссипации магнитной и упругой подсистем соответственно. Когда коэффициент C больше 1, система находится в режиме сильной связи. Коэффициент C сильно зависит от ориентации вектора намагниченности в плоскости по отношению к волновому вектору упругой волны. Как показано на рис. 5г, сила связи изменяется по мере вращения наномангнетика в плоскости и достигает максимума под углом $\varphi_{\text{мф}} = 45^\circ$, что соответствует $C \sim 1.65$. В недавней работе интенсивность связи была значительно повышена и достигла значения $C \sim 8$ в нанорешетке из галфенола и никелевых полосок [44]. Было обнаружено, что подстройка по частоте магنونной моды на квази-поперечную фононную моду приводит к четкому расщеплению полосы, предполагающему сильную гибридизацию, в то время как настройка частоты магнона на ква-

зи-продольную фононную моду не приводит к наблюдаемой гибридизации. Численное моделирование показало, что наиболее сильная гибридизация происходит при наложении пространственных распределений магنونной и фононной мод [44].

Таким образом, такие сильно связанные магнитоупругие системы могут обеспечить возможность разработки более эффективных преобразователей передачи энергии между магнитной и упругой подсистемами [6, 17, 45].

В последнее время большое внимание уделяется процессам перемагничивания наноструктур с помощью упругих волн [46–55]. Часть экспериментов по перемагничиванию ферромагнитных частиц проводится на структурах, включающих в себя пьезоэлектрическую подложку, и с генерацией пакетов упругих волн с помощью встречно-штыревых преобразователей [34, 46, 47, 51, 56, 57]. Например, нерезонансное магнитоупругое переключение в кобальтовых стержнях микрометрового размера с использованием ПАВ в ВЧ диапазоне было продемонстрировано Дэвисом и др. [53]. Но можно выделить работы, где перемагничивание или возбуждение колебаний намагниченности в частицах происходит с помощью сверхкоротких упругих импульсов [1, 17, 58].

Концепция сверхбыстрого перемагничивания с помощью сверхкоротких упругих импульсов была предложена в работе Коваленко и соавторов [1], в которой предлагалось использовать в качестве материала активного слоя кристалл Терфенола с гигантской магнитострикцией. Для моделирования магнитоупругого перемагничивания в работе [1] использовалось уравнение Ландау–Лифшица–Гильберта (3). Действие упругого импульса на пластину Терфенола сводится к учету в уравнении (2) первого слагаемого (продольная деформация) и дальнейшего учета в уравнении (4) магнитоупругого вклада, путем подстановки уравнения (2) в уравнение (4), а затем в (3).

В моделировании получались чрезвычайно малые времена переключения порядка единиц-десятков пс. Однако, для этого требовались большие амплитуды деформации порядка одного процента [1]. Хотя акустические импульсы такой амплитуды могут генерироваться в условиях сильного возбуждения [4], энергетический барьер между метастабильными состояниями в Терфеноле нелегко регулировать. В работе [2] рассмотрен альтернативный способ магнитоупругого переключения с использованием одиночных широкополосных акустических импульсов на ПАВ пикосекундной длительности. Таким образом, была предложена схема перемагничивания с использованием эллиптического наномангнита и импульсов ПАВ [2]. Такая схема позволила снизить амплитуды импульсов для перемагничи-

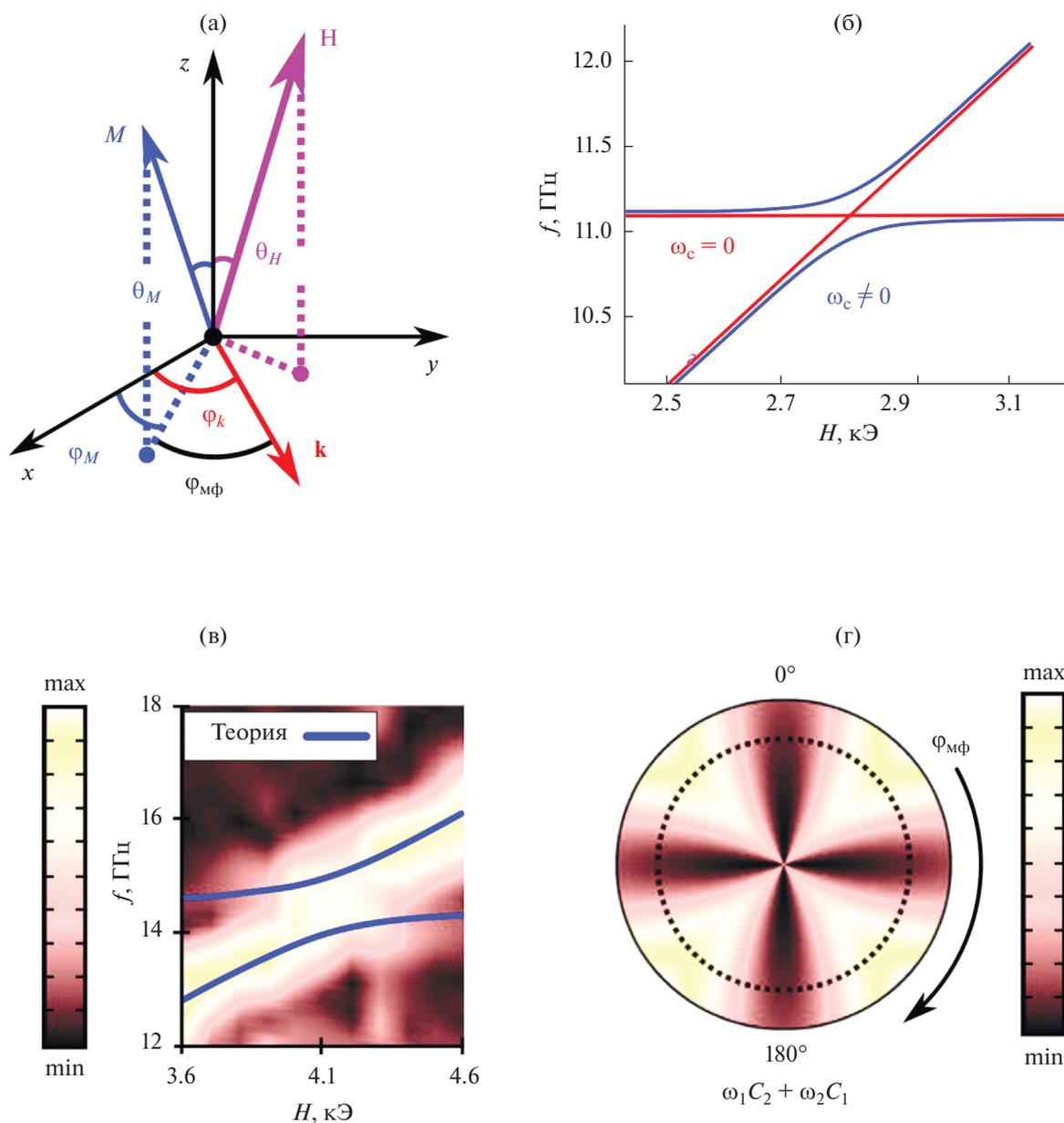


Рис. 5. Сильно связанная магнон-фононная динамика в одиночных наномagnитах Ni. (а) – Экспериментальная геометрия, описывающая направления внешнего поля \mathbf{H} , намагниченности \mathbf{M} и волнового вектора \mathbf{k} акустических мод. (б) – Пример решения магнон-фононной части уравнения (19). (в) – Полевые Фурье-спектры с подгонкой к уравнению (19). (г) – Угловая зависимость члена связи в режиме сильной связи при изменении угла $\varphi_{M\phi}$ плоскости между \mathbf{M} и \mathbf{k} . Рисунок адаптирован из работы [17].

вания и регулировать их с помощью приложения слабого постоянного поля в плоскости наномagnита. Коснемся более подробно схемы эксперимента, предложенного в работе [2], и полученные при моделировании перемагничивания частицы результаты.

Авторы работы [2] рассматривают поликристаллическую наночастицу Ni в форме эллипсоидального диска с длинной осью a , короткой осью b и толщиной c . Такие структуры обычно можно

изготавливать из тонких пленок никеля с помощью электронной или ионно-лучевой литографии. Важно отметить, что такие наночастицы, полученные методом литографии, прикрепляются к поверхности и их механическая адгезия такая же, как у сплошной тонкой пленки. Вводя декартовы координаты, мы можем установить ось y , параллельную длинной оси эллипса. Частица помещается в постоянное магнитное поле \mathbf{H} , которое направлено в положительном направлении оси x .

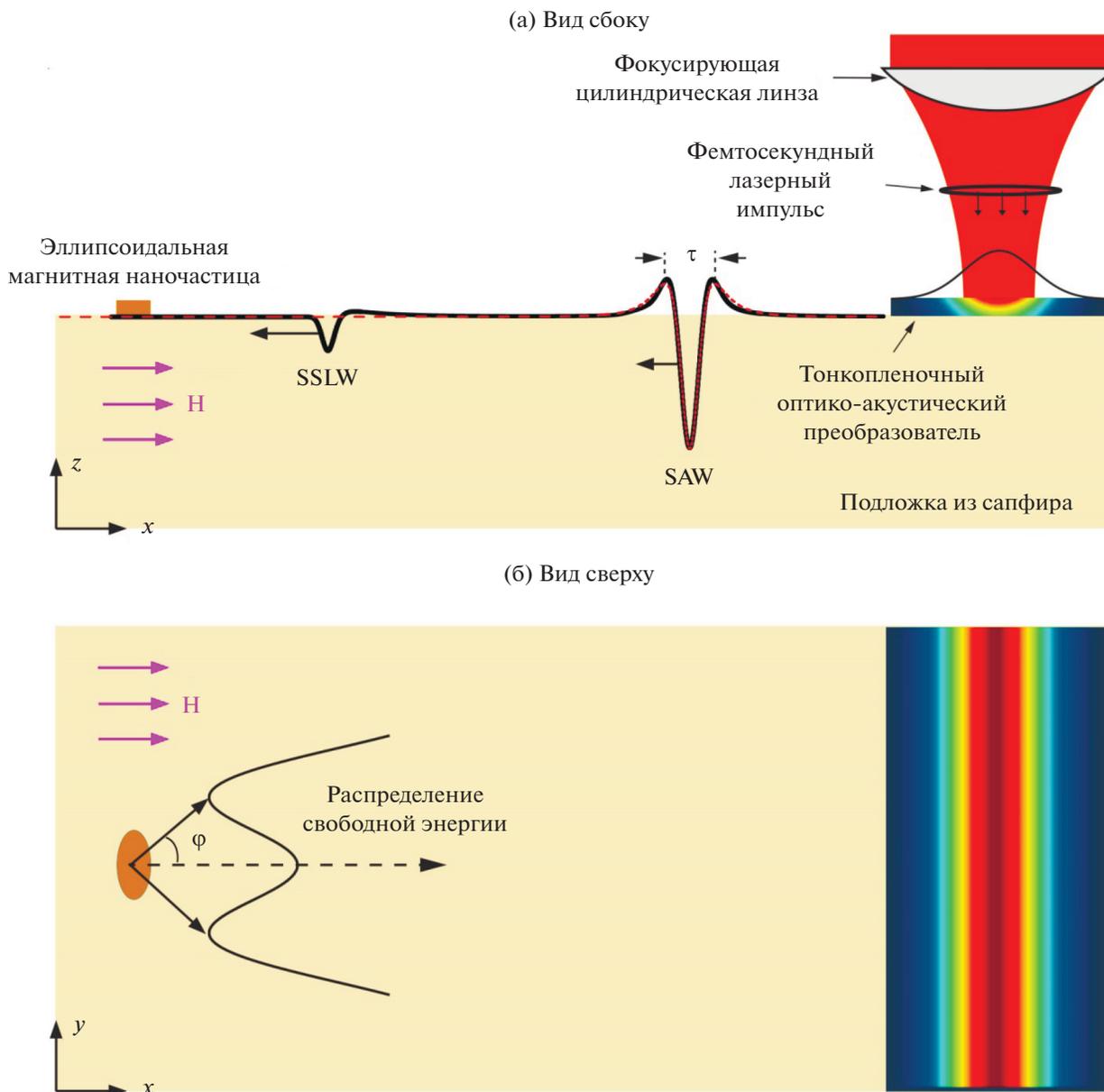


Рис. 6. Геометрия задачи по перемагничиванию вектора намагниченности в никелевой наночастице сверхкороткими импульсами ПАВ. Рисунок адаптирован из работы [2].

Короткий акустический импульс распространяется вдоль оси x (см. рис. 6).

Теперь рассмотрим основные уравнения, использованные для моделирования перемагничивания частицы в работе [2]. Плотность свободной энергии состоит из Зеемановского члена, энергии размагничивания и магнитоупругой энергии:

$$F = F_Z + F_d + F_{me}(t). \tag{21}$$

Зеемановскую составляющую можно записать как:

$$F_Z = -\mu_0 M_0 \mathbf{m} \mathbf{H}, \tag{22}$$

где μ_0 – магнитная проницаемость вакуума, M_0 – намагниченность насыщения Ni, а \mathbf{m} – единичный вектор намагниченности. Энергия размагничивания имеет вид:

$$F_d = \frac{1}{2} \mu_0 M_0^2 \mathbf{m} \mathbf{N} \mathbf{m}, \tag{23}$$

и зависит от тензора размагничивания \mathbf{N} и магнитоупругой энергии, индуцированной ПАВ, распространяющейся вдоль оси x :

$$F_{me}(t) = b_1 m_x^2 e_{xx}(t). \tag{24}$$

Магнитоупругая энергия зависит от магнитоупругой постоянной $b_1 = 10^7 \left[\frac{\text{Дж}}{\text{М}^3} \right]$ (для никеля) и зависящей от времени упругой деформации $e_{xx}(t)$. Вкладом другой составляющей деформации $e_{zz}(t)$ можно пренебречь в случае $e_{zz}(t)m_z \ll e_{xx}(t)m_x$, что выполняется в расчетах статьи [2].

Тензор размагничивания N эллиптической ферромагнитной наночастицы имеет следующий вид:

$$N = \begin{pmatrix} N_x & 0 & 0 \\ 0 & N_y & 0 \\ 0 & 0 & N_z \end{pmatrix}, \quad (25)$$

где размагничивающие факторы частицы определяются размерами частицы a , b , c через эллиптические интегралы первого и второго рода [2]. Чтобы рассчитать динамику упругого перемагничивания наночастиц никеля, в работе [2] решается уравнение Ландау–Лифшица–Гильберта (3).

Проекция эффективного зависящего от времени магнитного поля $\mathbf{H}_{\text{eff}}(t) = -\frac{1}{\mu_0 M_0} \frac{\partial F}{\partial \mathbf{m}}$ находятся как:

$$H_{\text{eff},x} = -\left(N_x M_0 + \frac{2b_1 e_{xx}}{\mu_0 M_0} \right) m_x + H, \quad (26)$$

$$H_{\text{eff},y} = -N_y M_0 m_y, \quad (27)$$

$$H_{\text{eff},z} = -N_z M_0 m_z. \quad (28)$$

Векторное уравнение Ландау–Лифшица–Гильберта (3) можно переписать в виде нелинейной системы уравнений для трех составляющих намагниченности:

$$\frac{dm_x}{dt} = -\frac{\gamma \mu_0}{1 + \alpha^2} \left[(m_y + \alpha m_x m_z) H_{\text{eff},z} - (m_z - \alpha m_y m_x) H_{\text{eff},y} - \alpha (m_y^2 + m_z^2) H_{\text{eff},x} \right], \quad (29)$$

$$\frac{dm_y}{dt} = -\frac{\gamma \mu_0}{1 + \alpha^2} \left[(m_z + \alpha m_y m_x) H_{\text{eff},x} - (m_x - \alpha m_z m_y) H_{\text{eff},z} - \alpha (m_z^2 + m_x^2) H_{\text{eff},y} \right], \quad (30)$$

$$\frac{dm_z}{dt} = -\frac{\gamma \mu_0}{1 + \alpha^2} \left[(m_x + \alpha m_z m_y) H_{\text{eff},y} - (m_y - \alpha m_x m_z) H_{\text{eff},x} - \alpha (m_x^2 + m_y^2) H_{\text{eff},z} \right]. \quad (31)$$

Авторы работы [2] использовали следующие размеры частицы: $a = 150$ нм, $b = 100$ нм, $c = 20$ нм. Выбор этих размеров произвольный, но он отвечает определенным требованиям. Во-первых, такие размеры гарантируют, что намагниченность находится в однодоменном состоя-

нии, и обеспечивают объем наночастицы для получения энергетического барьера между метастабильными состояниями примерно на порядок больше чем предел Ландауэра (порядка тепловой энергии) [2]. Во-вторых, малая ось эллипса остается намного меньше пространственного размера импульса ПАВ. Действие деформации в ПАВ на наночастицу будет пространственно однородным и возбуждением обменных магновов можно пренебречь.

Изменение внешнего магнитного поля позволяет менять угловое распределение плотности свободной энергии. В отсутствие внешнего магнитного поля или при малых H свободная энергия F имеет два минимума, соответствующих двум метастабильным состояниям определенного направления намагниченности. При увеличении H эти минимумы сливаются в единый минимум, соответствующий выравниванию намагниченности вдоль внешнего магнитного поля.

Изменяя амплитуду H статического магнитного поля, мы можем достичь двух различных ситуаций: либо два минимума энергии при $\pm \phi_{eq} \neq 0$, которые могут быть найдены из уравнения:

$$\cos \phi_{eq} = \frac{H}{M_0 (N_x - N_y)}, \quad (32)$$

для $H < H_{cr}$, или один энергетический минимум при $\phi_{eq} = 0$, для $H > H_{cr}$. Критическое значение магнитного поля (в Теслах), при котором два минимума энергии сливаются в один, составляет:

$$B_{cr} = \mu_0 H_{cr} = \mu_0 M_0 (N_x - N_y). \quad (33)$$

Для размеров частицы, использованных в работе [2], значения размагничивающих факторов будут составлять: $N_x = 0.1385$, $N_y = 0.0781$, $N_z = 0.07835$, $\mu_0 M_0 = 0.6$ Тл для никеля и критическое магнитное поле будет равно $B_{cr} \approx 37$ мТл, которое можно легко создать с помощью обычного электромагнита. Изменение внешнего магнитного поля можно использовать для непрерывной настройки высоты барьера свободной энергии между двумя метастабильными состояниями намагниченности, что представляет собой преимущество предложенной геометрии.

В работе [2] также было получено аналитическое выражение для частоты ФМР частицы:

$$f = \frac{\gamma \mu_0}{2\pi} \left[M_0^2 (N_x - N_y) (N_z - N_y) \sin^2 \phi - (M_0 (N_z - N_x) \cos \phi + H) \times (M_0 (N_x - N_y) \cos \phi - H) \right]^{1/2}. \quad (34)$$

Это уравнение было получено линеаризацией уравнений (29)–(31) в окрестности положения равновесной намагниченности ϕ_{eq} . Анализ

асимптотики уравнения (34) упрощает понимание того, как происходит переход между двумя характерными случаями (один минимум или два). При нулевом магнитном поле $H = 0$ равновесная намагниченность направлена вдоль длинной оси эллипса ($\phi_{eq} = \pm \frac{\pi}{2}$), т.е. оси y , а частота ФМР зависит исключительно от размагничивающих факторов N_i и намагниченности насыщения M_0 :

$$f = \frac{\gamma\mu_0}{2\pi} M_0 [(N_x - N_y)(N_z - N_y)]^{1/2}. \quad (35)$$

При $H > H_{cr}$ прецессия намагниченности вокруг одноэнергетического минимума $\phi_{eq} = 0$ происходит на частоте:

$$f = \frac{\gamma\mu_0}{2\pi} \times [(M_0(N_z - N_x) + H)(H - M_0(N_x - N_y))]^{1/2}. \quad (36)$$

Чтобы понять поведение вектора намагниченности под действием упругого импульса, авторы работы [2] показывают, что растяжение (положительная деформация $e_{xx} = 5 \times 10^{-4}$) имеет тенденцию сдвигать минимумы энергии дальше друг от друга на большие углы и увеличивать высоту потенциального барьера между ними, а сжатие (отрицательная деформация $e_{xx} = -5 \times 10^{-4}$) приводит к исчезновению потенциального барьера. Следует отметить, что для данного значения магнитного поля $B = 30$ мТл высота потенциального барьера $11.3kT$ ($kT = 25$ мэВ соответствует тепловой энергии при комнатной температуре) очень мала. Следовательно, ожидается, что энергии, необходимые для переключения намагниченности, будут приближаться к фундаментальному пределу Ландауэра $kT \ln 2 = 17$ мэВ, то есть минимальной энергии, необходимой для записи одного бита информации при $T = 300$ К [2]. Принимая во внимание этот факт, неудивительно, что относительно слабая статическая деформация с амплитудой $e_{xx} = -5 \times 10^{-4}$ может резко изменить плотность свободной энергии.

Как уже упоминалось ранее, источником коротких акустических импульсов, которые могут распространяться на поверхности твердого тела, могут быть короткие лазерные импульсы [3]. Акустические импульсы при этом могут генерироваться путем поглощения лазерных импульсов в тонком приповерхностном слое термоупругого преобразователя, например в виде металлической полоски, как показано на рис. 6. Поглощение лазерных импульсов приводит к пространственно неоднородному профилю нагрева и последующему возникновению термоупругих напряжений, что возбуждает различные акустические моды в твер-

дом теле, две из которых распространяются вдоль поверхности: вытекающая волна (обозначается SSLW на рис. 6) и рэлеевская волна (обозначается как SAW на рис. 6) [2]. Фокусируя лазерный луч в узкую полоску, можно создать акустический источник с одномерным пространственным распределением температуры по Гауссу. В работе [59] был проведен расчет акустического импульса, распространяющегося по поверхности из сапфира (аморфное сапфировое стекло с модулем Юнга 345 ГПа, коэффициентом Пуассона 0.27 и массовой плотностью 3.98 г/см³). Вытекающая волна затухает при распространении из-за утечки энергии в объемные акустические моды, в то время как амплитуда рэлеевской волны остается постоянной. Таким образом, наночастица, расположенная на достаточно большом расстоянии от источника, будет подвержена воздействию исключительно импульса рэлеевской волны. Доминирующая составляющая деформации $e_{xx}(t)$ рэлеевской волны, генерируемой в термоупругом режиме металлической полоской с нагревом в виде гауссовой линии, может быть аппроксимирована следующим образом:

$$e_{xx}(t) = \eta \left[\frac{4p^2}{(1+p^2)^3} - \frac{1}{(1+p^2)^2} \right], \quad (37)$$

где $p = \frac{2(t-t_0)}{\tau}$, t_0 – положение центра импульса, τ и η – длительность и амплитуда импульса соответственно. Здесь τ равно временному интервалу между двумя боковыми максимумами и показано на рис. 6. Импульс ПАВ $e_{xx}(t)$ состоит из большого отрицательного (сжимающего) пика, окруженного двумя относительно небольшими положительными симметричными боковыми полосами (рис. 6). Интеграл по времени от этого импульса равен нулю, гарантируя нулевое чистое смещение материала после того, как импульс ПАВ пройдет через частицу. Именно эта форма импульса использовалась на протяжении всей работы [2] для расчета динамики акустически индуцированной намагниченности и диаграмм переключения намагниченности. При фокусировке лазерного импульса на металлическую полоску шириной 1 мкм генерируется импульс ПАВ в сапфировой подложке длительностью $\tau = 280$ пс.

Максимально возможная амплитуда η импульсов ПАВ, генерируемых с помощью термоупругого механизма, составляет $\approx 10^{-2}$ [60]. Длительность импульса ПАВ τ определяется размером фокального пятна, деленным на скорость ПАВ.

Глубокое понимание поведения переключения намагниченности можно получить из диаграмм магнитоупругого переключения, отображающих конечное состояние намагниченности после взаимодействия частицы с акустическим

импульсом. В статье [2] вводится новый тип диаграмм переключения намагниченности, которые также показывают характерный временной масштаб переключения намагниченности. Предполагая, что изначально намагниченность покоится в метастабильном состоянии с $m_y > 0$, авторы работы [2] определяли время переключения как задержку между центральным минимумом импульса ПАВ и изменением знака компоненты намагниченности m_y , если позже он снова не станет положительным. На первый взгляд кажется, что такое определение должно привести к недооценке времени переключения, поскольку затухающая прецессия вокруг второго метастабильного состояния с $m_y < 0$ может занять сотни пикосекунд. Однако эта динамика может быть подавлена более слабым вторым акустическим импульсом с задержкой по времени через когерентное управление прецессией ФМР – хорошо изученное явление в сверхбыстрой магнитоакустике [61]. Более того, это определение переключения допускает отрицательное время переключения, что означает, что m_y меняет знак еще до того, как достигнет пика деформации, т.е. переключение происходит четко в пределах ширины импульса ПАВ. На рис. 7а показана диаграмма с зависимостью времени переключения от амплитуды η и длительности τ акустического импульса. На рис. 7б показаны некоторые репрезентативные траектории вектора намагниченности, соответствующие $\tau = 280$ пс и различным η .

На рис. 7а можно различить различные области, отмеченные разным цветом, соответствующие временам переключения, которые охватывают широкий диапазон между отрицательным (серый), меньше 100 пс (коричневый) и больше 500 пс (синий) значениями. Эти области разделены заштрихованными серыми областями, для которых намагниченность не переключается. В более “быстрых” (серых и коричневых) областях переключение происходит в течение доли периода прецессии. В более “медленных” областях оно совершает одно или несколько вращений вокруг начального состояния равновесия перед переходом в конечное состояние. Высота потенциального барьера $11.3 kT$ для $B = 30$ мТл не так велика по сравнению с энергией тепловых колебаний. Для изучения влияния тепловых флуктуаций на магнитоупругую диаграмму переключения авторы работы [2] дополнили уравнения Ландау–Лифшица–Гильберта (28)–(30) $\delta(t)$ -коррелированными силами Ланжевена $\delta H(t)$, случайным образом изменяющимися с шагом в 2 пс. На рис. 7в представлена рассчитанная диаграмма переключения при наличии шума Ланжевена: каждый пиксель соответствует одной траектории вектора намагниченности. В то время, как границы между различными зонами становятся нечеткими, об-

щая структура схемы переключения сохраняется, что доказывает устойчивость предложенной концепции к тепловым флуктуациям.

Диаграмма магнитоупругого переключения, представленная на рис. 8 (плоскость η – B), отображает гораздо большие зоны, указывая на то, что переключение должно происходить для широкого диапазона параметров, особенно для малых значений магнитного поля $B < B_{cr} = 37$ мТл. Все траектории намагниченности начинаются с метастабильного состояния, определяемого величиной магнитного поля (см. временные зависимости на рис. 8б). Структура диаграммы переключения на рис. 8а значительно усложняется для магнитных полей, приближающихся к критическому полю B_{cr} , когда высота барьера между двумя метастабильными состояниями постепенно исчезает и соответствующие времена переключения превышают 1 нс. Диаграмма переключения в присутствии теплового шума (рис. 8в) показывает, что зоны диаграммы переключения исчезают при $B > 33$ мТл, где потенциальный барьер становится сравнимым с kT и тепловые флуктуации могут индуцировать стохастический процесс переключения. Удивительно, но тепловой шум также влияет на схему переключения при небольших полях ниже 5 мТл, где потенциальный барьер намного больше. Объяснение кроется в том факте, что магнитоупругое движущее поле пропорционально m_x , которое обращается в нуль при $B = 0$, а начальная динамика намагниченности вне равновесного направления (параллельного оси y) обусловлена исключительно тепловым шумом.

Таким образом, в работе [2] было проведено теоретическое исследование переключения намагниченности в поликристаллических наночастицах никеля, индуцированное прохождением через частицу ультракоротких импульсов поверхностных акустических волн. Было выявлено, что внешнее магнитное поле, приложенное вдоль короткой оси частицы, нарушает симметрию и позволяет регулировать высоту энергетического барьера между двумя метастабильными состояниями намагниченности и резко снижать амплитуду импульсов упругой деформации, необходимых для переключения намагниченности.

Показано, что порог переключения зависит от длительности акустического импульса, анизотропии формы магнитной эллиптической наночастицы, амплитуды внешнего магнитного поля и коэффициента магнитострикции. Получены магнитоупругие диаграммы переключения, позволяющие одновременно визуализировать порог переключения и его характерную временную шкалу в зависимости от различных физических параметров. Было показано, что амплитуды акустических импульсов деформации для переключения

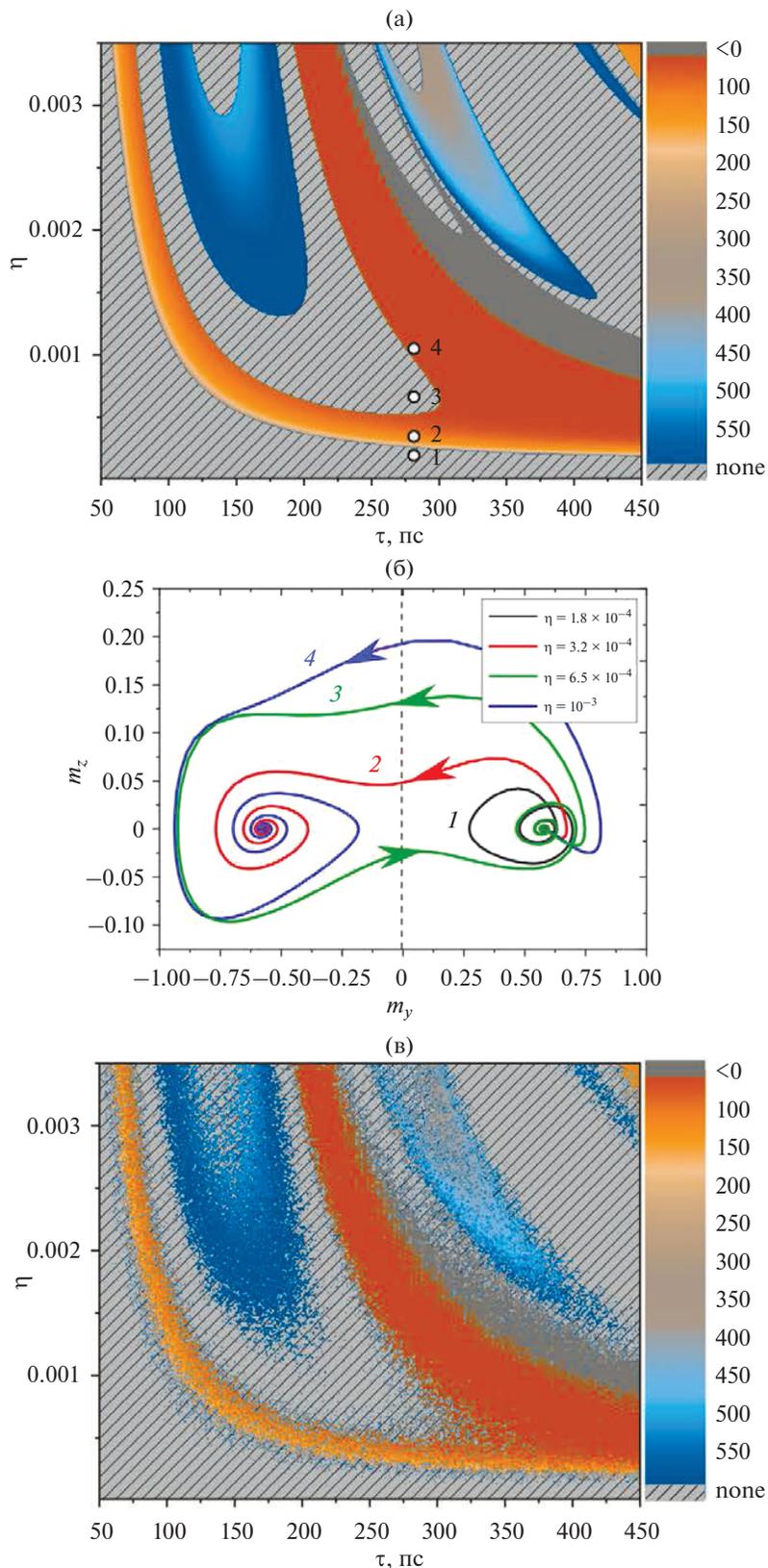


Рис. 7. (а) – Магнитоупругая диаграмма времени переключения $\eta - \tau$ для $B = 30$ мТл. Заштрихованные серые области – области отсутствия переключения, цвет в пределах переключаемых областей отображает время переключения в пс. (б) – Траектории намагниченности для различных амплитуд деформации $\eta = 1.8, 3.2, 6.5, 10 \times 10^{-4}$. Длительность импульса ПАВ $\tau = 280$ пс. Рис. (в) демонстрирует, как тепловой шум влияет на диаграмму переключения: границы между различными областями выглядят нечеткими, в то время как структура диаграммы сохраняется. Рисунок адаптирован из работы [2].

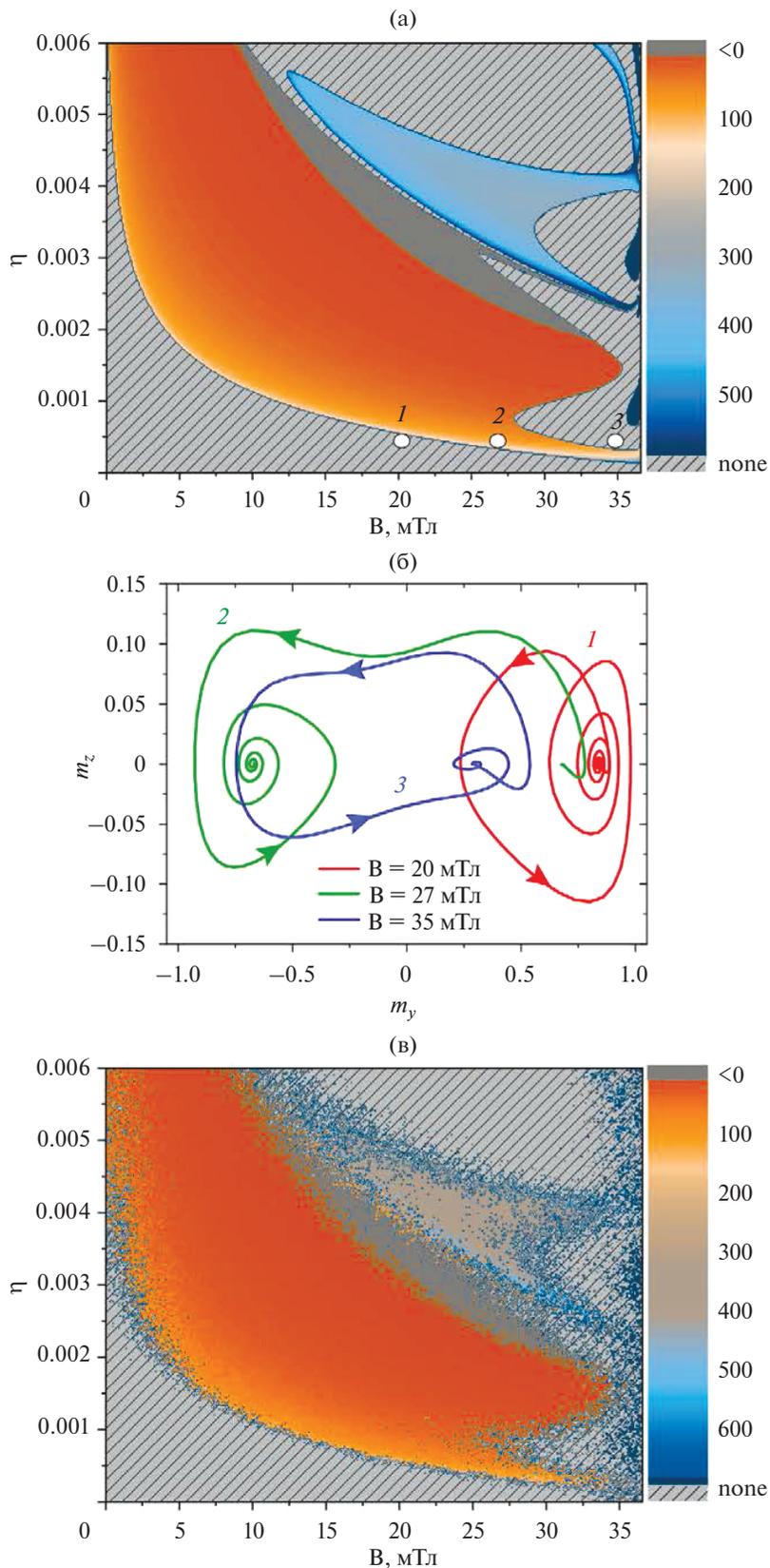


Рис. 8. (а) – Магнитоупругая диаграмма переключения на плоскости η – B для $\tau = 280$ пс. Заштрихованные серые области – области отсутствия переключения, цвет в пределах переключаемых областей отображает время переключения в пс. (б) – Траектории намагниченности для различных значений магнитного поля $B = 20, 27, 35$ мТл и амплитуды ПАВ $\eta = 5 \times 10^{-4}$. Рис. (в) демонстрирует, как тепловой шум влияет на диаграмму переключения. Рисунок адаптирован из работы [2].

вектора намагниченности частицы будут порядка 10^{-4} , и не требуют сверхбольших мощностей лазерного излучения для их генерации. Таким образом, порог переключения 10^{-4} для эллиптической наночастицы никеля оказывается значительно ниже по сравнению с тонкими пленками Терфеннола, обладающего гигантской магнитострикцией [1, 2].

ВОЗБУЖДЕНИЕ КОРОТКИХ СПИНОВЫХ ВОЛН СВЕРХКОРОТКИМИ УПРУГИМИ ИМПУЛЬСАМИ

Одной из главных тем сверхбыстрой магнитоакустики является возбуждение очень коротких спиновых волн (нанометровой длины волны) в тонких ферромагнитных пленках сверхкороткими упругими импульсами. К этой группе работ можно отнести некоторые работы, сделанные группой Щербакова [26, 27]. Но оптимизацией возбуждения определенных мод колебаний вектора намагниченности занялся позже Биго с соавторами [62]. Им были получены условия эффективного возбуждения моды ФМР с условиями синхронизации упругой волны и колебаний ФМР. Недавняя экспериментальная работа Биго и Кима с сотрудниками по сверхбыстрой магнитоакустике [61] продемонстрировала возможность управления прецессией ФМР с помощью серии ультракоротких пикосекундных акустических импульсов.

Ранее в работе [62] были проведены эксперименты и разработана модель когерентного контроля магнонов в тонкой ферромагнитной пленке с помощью серии из двух и трех пикосекундных упругих импульсов. Коснемся этой работы.

Эксперимент в работе [62] проводился путем возбуждения пленок никеля последовательностью фемтосекундных импульсов накачки с длительностью 60 фс и длиной волны излучения 400 нм с контролируемыми временными задержками. На обратную сторону пленки фокусировались зондирующие лазерные импульсы с длительностью 40 фс и длиной волны излучения 800 нм и регистрировался коэффициент отражения и динамика намагниченности пленки по полярному эффекту Керра. В экспериментах использовалась поликристаллическая никелевая пленка толщиной 350 нм, нанесенная на сапфировую подложку методом магнетронного распыления, которая имеет хорошее согласование акустического импеданса для целей эксперимента (отражается 10% акустического импульса). Внешнее магнитное поле величиной $H_{ext} = 0.36$ Тл было приложено под углом 44° к нормали к плоскости образца.

Сначала авторы работы [62] проводят эксперименты с последовательностью из двух независимых акустических импульсов. Импульс

возбуждения с центром в $t = 0$ пс инициирует прецессию намагниченности посредством магнитострикции, а управляющий импульс, который приходит после импульса возбуждения через время T_{12} , изменяет траекторию прецессии намагниченности, проекция которой на направление нормали к образцу измеряется полярным углом прецессии $\Delta\theta_K(t)$. Таким образом, T_{12} представляет собой время задержки между импульсами 1 и 2 (импульсами 2 и 3, в случае последовательности из трех импульсов). Авторы работы [62] также определяют дополнительные временные величины, необходимые для дальнейшего анализа когерентного контроля магнонов последовательностью упругих им-

$$\text{пульсов: } T_{12}^{(n)} = T_{12} - \left(\frac{nT_{\text{прец}}}{2}\right) \text{ и } T_{23}^{(n)} = T_{23} - \left(\frac{nT_{\text{прец}}}{2}\right),$$

где $T_{\text{прец}}$ – период прецессии (равный в работе [62] 74 пс при данном в работе постоянном поле). Эти дополнительные временные величины позволяют фиксировать определенное количество полных оборотов прецессии намагниченности, обозначенных как (n) . Также авторы работы [62] определяют полную плотность энергии E_i i -го лазерного импульса накачки и отношение энергий

$$\text{импульсов } \beta_{ij} = \frac{E_i}{E_j} \text{ (} i, j = 1, 2, 3 \text{)}.$$

Далее в данной работе были получены кривые изменения отражательной способности $\Delta R(t)$, нормированной к ее статическому значению R_S , представленные на рис. 9а. Для случая возбуждения только одним импульсом показана верхняя кривая на рис. 9а. Пример последовательности двух импульсов накачки также показан как для $\Delta R(t)$, так и для $\Delta\theta_K(t)$ на рис. 9а. На рис. 9б представлены кривые $\Delta\theta_K(t)$, соответствующие различным задержкам T_{12} ($T_{12}^{(1)} = -4, 0, 12, 36$ пс). Из простейших соображений синхронизма колебаний авторы работы [62] делают следующие заключения: колебания прецессии подавляются при

$$T_{12}^{(1)} \approx 0 \text{ и почти удваиваются при } T_{12}^{(1)} \approx \frac{T_{\text{прец}}}{2} = 37 \text{ пс.}$$

На рис. 9в кривые $\Delta\theta_K(t)$ соответствуют различным амплитудам β_{12} ($\beta_{12} = 0, 0.7, 1, 1.3$) в случае фиксированного $T_{12} \approx \frac{7T_{\text{прец}}}{2} = 259$ пс. Подробный

вид влияния изменения $T_{12}^{(1)}$ для $\beta_{12} = 1$ представлен на рис. 9г двумерным отображением контраста колебаний как функции времени t и $\frac{T_{12}^{(1)}}{T_{\text{прец}}}$ ($T_{\text{прец}} = 74$ пс). Фаза колебаний резко меняется на π в окрестности $T_{12}^{(1)} = 0$, что видно по противополо-

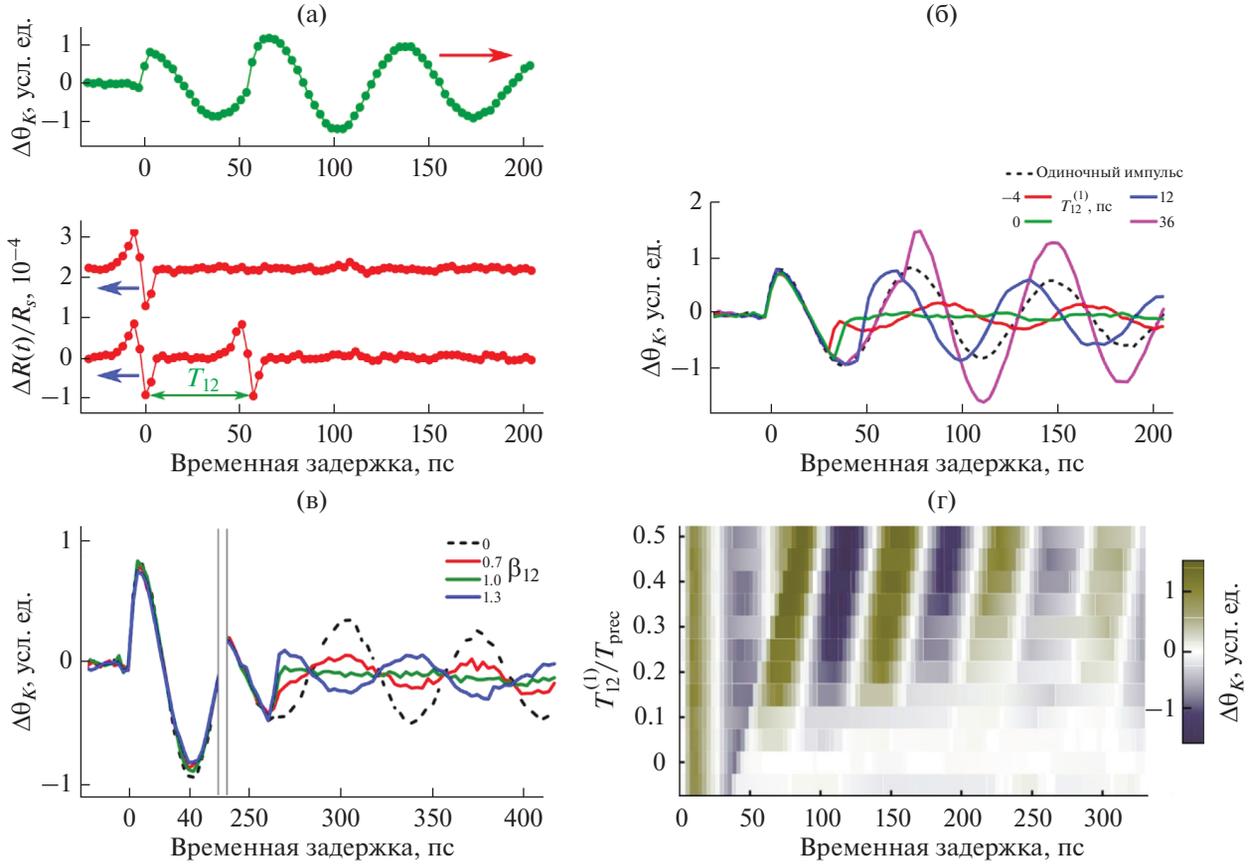


Рис. 9. Контроль динамики намагниченности с помощью двух акустических импульсов накачки. (а) – Дифференциальное отражение лазерного излучения $\frac{\Delta R(t)}{R_S}$ с одним и двумя импульсами (верхняя кривая) и дифференциальный сигнал Керра $\Delta\theta_K$ для двух импульсов (нижние кривые). (б) – $\Delta\theta_K$ для разного времени задержки $T_{12}^{(1)}$ между первым и вторым импульсами при одинаковой энергии первого и второго импульсов ($\beta_{12} = 1$). (в) – $\Delta\theta_K$ для разных β_{12} с фиксированным временем задержки между первым и вторым импульсами $T_{12}^{(1)} = 0$. (г) – Двумерная карта изменения $\Delta\theta_K$ от времени и от $\frac{T_{12}^{(1)}}{T_{\text{prec}}}$. Рисунок адаптирован из работы [62].

ложным контрастам цветов в течение фиксированного времени t , когда $T_{12}^{(1)}$ увеличивается. Как видно на рис. 9в, это резкое изменение на π в фазе прецессии происходит также, когда β_{12} пересекает значение 1. Для больших задержек, таких как $T_{12} = \frac{7T_{\text{prec}}}{2} (T_{12}^{(7)} = 0)$, прецессия уже значительно затухает. Из этого всего, авторы работы [62] приходят к заключению, что значение $\beta_{12} = 1$ должно быть изменено так, чтобы прецессия намагниченности точно подавлялась при $T_{12}^{(7)} = 0$. Резюмируя результаты экспериментов с двумя импульсами, можно сказать, что амплитудой прецессии ФМР можно управлять так, чтобы прецессия подавлялась для $T_{12}^{(2n+1)} = 0$ и усилива-

лась для $T_{12}^{(2m)} = 0$, где n, m – целые числа. При этом, значение коэффициента β_{12} должно быть точно настроено около значения 1 для компенсации затухания прецессии намагниченности.

Рассмотрим теоретическую модель управления поведением движения прецессии с точки зрения амплитудных и фазовых вариаций магнитного момента в работе [62]. С этой целью определяются малые вариации полярного и азимутального углов ($\delta\theta, \delta\phi$) для прецессии, которые используются в дальнейшем. Уравнения движения для малых отклонений по углам ($\delta\theta, \delta\phi$) вокруг положения равновесия будут следующими:

$$\delta\ddot{\theta} + \omega^2(t)\delta\theta = (\mu_0\gamma)^2 H_x H_z; \quad (38)$$

$$\delta\ddot{\phi} + \omega^2(t)\delta\phi = \mu_0\gamma\dot{K}(t)\delta\theta(t), \quad (39)$$

где

$$\omega(t) = \mu_0\gamma\sqrt{H_x(M_S + H_x - K(t))}, \quad (40)$$

где $K(t) = K_{az}(t) + K_{sz}(t)$ – эффективная анизотропия, соответствующая магнитокристаллической анизотропии $K_{az}(t)$ и анизотропии деформации $K_{sz}(t)$, вызванной акустическими импульсами. M_S , H_x , H_z и γ – намагниченность насыщения, x - и z -компоненты внешнего поля и гиромангнитное отношение. На рис. 10а показана траектория вектора намагниченности в плоскости $(\delta\theta, \delta\phi)$ (эквивалентно траектории в плоскости yOz) от последовательности двух импульсов накачки в виде дельта-импульсов, начиная с положения равновесия (центр в точке $t = 0$). Поскольку первый акустический импульс изменяет анизотропию вдоль оси Oz , угловой момент приобретает в $\delta\phi$, и прецессия получается на окружности C_1 , как показано стрелкой, с частотой $\omega_0 = \mu_0\gamma\sqrt{H_x(M_S + H_x - K_0)}$. Радиус этой окружности соответствует амплитуде прецессии относительно статического эффективного поля $H_{\text{эф}}$, т.е. в состоянии равновесия. При заданной временной задержке T_{12} второй импульс резко изменяет траекторию $\mathbf{M}(t)$, которая продолжает свое движение прецессии с меньшей амплитудой на внутреннем круге C_2 и с другой фазой. Если второй акустический импульс приходит в более позднее время T_{12}' , траектория эволюционирует на внешней окружности C_2' , соответствующей большей амплитуде прецессии. Два варианта промежутков между импульсами T_{12} представляют особый интерес, как показано на рис. 10б: случаи $T_{12} = \frac{T_{\text{прец}}}{2}$ (или $T_{12}^{(1)} = 0$) и $T_{12} = T_{\text{прец}}$ (или $T_{12}^{(1)} = \frac{T_{\text{прец}}}{2}$) которые ведут, соответственно, к подавлению и максимальному усилению движения прецессии. Экспериментально они соответствуют $T_{12}^{(1)} = 0$ пс и $T_{12}^{(1)} = 36$ пс на рис. 9б. Графическое построение траекторий намагниченности может быть выполнено, когда акустические импульсы имеют конечную длительность τ_p . Такие траектории показаны на рис. 10в. Как видно из рис. 10в, траектории также развиваются по окружностям C_1 и C_2 , которые достигаются по истечении определенного времени. Далее в работе [62], авторы получают аналитическое решение уравнений (38)–(39) для эффективной анизотропии $K(t)$, меняющейся как функция Кренеля, зависящая от длительности импульсов τ_p , которое

показывает справедливость графического решения, полученного на рис. 10в.

Теперь рассмотрим управление динамикой намагниченности с помощью последовательности из трех акустических импульсов, разобранные в работе [62]. Вначале разберем результаты эксперимента. Далее рассматриваются три импульса с соответствующими временными задержками T_{12} и T_{23} , которые можно изменять независимо, а также отношения β_{ij} ($i, j = 1, 2, 3$). На рис. 11а кривые $\Delta\theta_K(t)$ соответствуют различным задержкам T_{12} и T_{23} . Временная последовательность выбирается так, чтобы прецессия хорошо контрастировала и отличалась от импульса возбуждения. Для этой цели задержки T_{12} варьируются около $\frac{3T_{\text{прец}}}{2}$, т.е. после того, как произошел один полный оборот в плоскости $(\delta\theta, \delta\phi)$ (эквивалентно плоскости yOz). Поэтому удобно использовать относительные задержки $T_{12}^{(3)}$ и $T_{23}^{(3)}$, которые варьируются в широком диапазоне ($T_{23}^{(3)} = -24, -12, 12, 24$ пс) и покрывают более половины периода прецессии (37 пс). На рис. 11а импульсы 2 и 3 имеют одинаковую амплитуду ($\beta_{23} = 1$). Авторы работы [54] далее ищут те значения $T_{12}^{(3)}$, при которых прецессия подавлена и определяют взаимосвязь между задержками $T_{12}^{(3)}$ и $T_{23}^{(3)}$ для управления прецессией. Подавление прецессии представлено на рис. 11б, из которого можно увидеть, что для этого выполняется условие:

$$T_{12}^{(3)} = \frac{-T_{23}^{(3)}}{2}. \quad (41)$$

Рассмотрим теперь теоретический анализ управления амплитудой прецессии с помощью трех акустических импульсов в работе [62]. Уравнение линии с наклоном $-\frac{1}{2}$, заданное уравнением (41), позволяет установить синхронизацию для второго и третьего акустических импульсов, чтобы подавить прецессию намагниченности в любое время. Скачки на кривых рис. 11а соответствуют фазовому сдвигу, который можно сделать как отрицательным (нижняя кривая с запаздыванием фазы), так и положительным (опережающая фаза на верхней кривой), в зависимости от выбора задержки T_{23} между импульсами накачки 2 и 3.

Наиболее общая конфигурация управлением амплитудой прецессии представлена на рис. 10г. На рис. 10г отображается последовательность импульсов с разными амплитудами и временными задержками, так что в конце импульса 3 прецессия подавляется (следуя траектории). Рассматри-

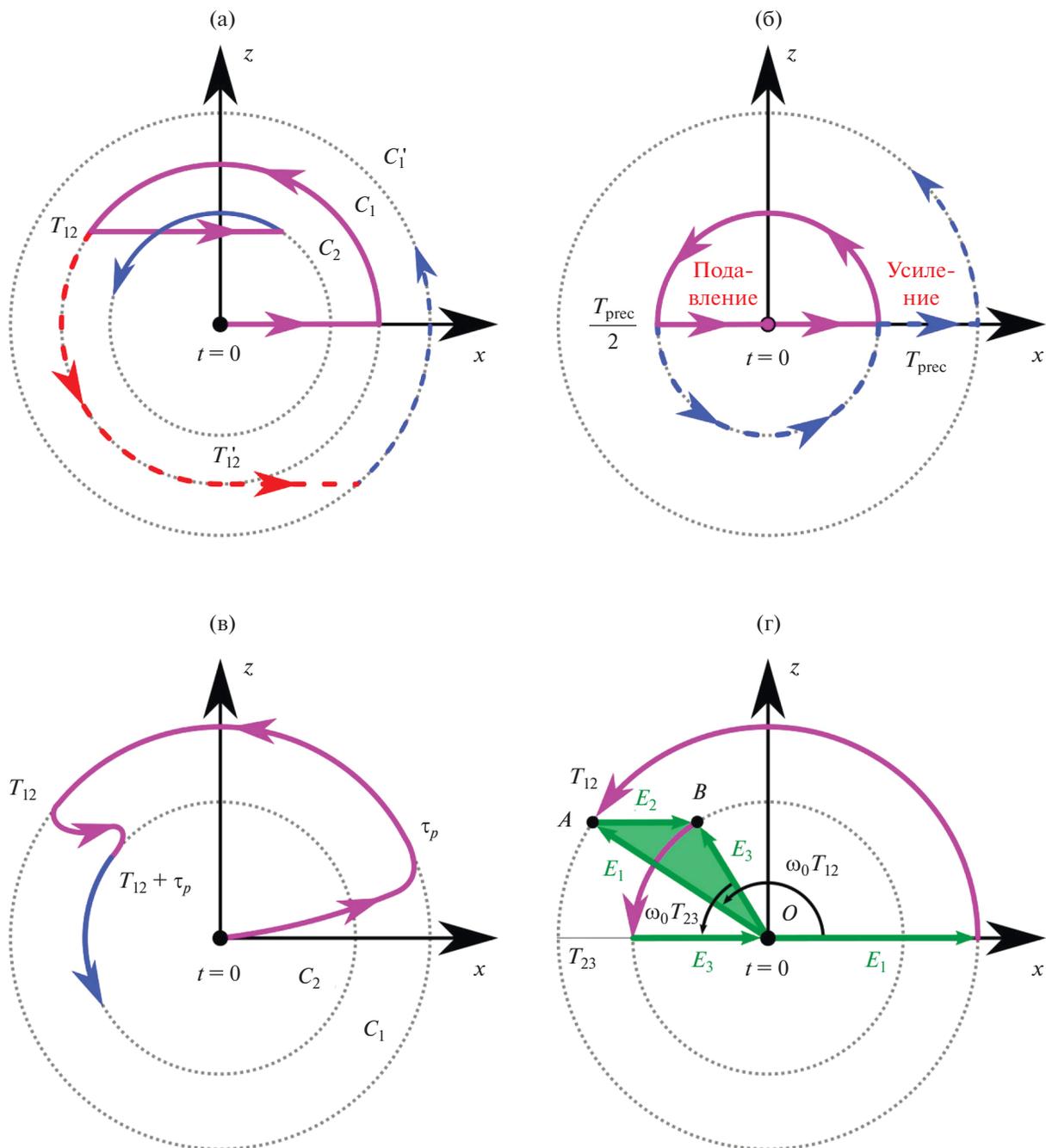


Рис. 10. Схематическое представление траектории намагниченности при воздействии (а, б, в) двумя и (г) тремя акустическими импульсами, основанное на аналогии с маятником. (а) – Траектория, соответствующая уменьшению (сплошная кривая и окружность C_2) или увеличению (пунктирная кривая и окружность C_1') амплитуды прецессии. (б) – Траектория, соответствующая полному подавлению ($T_{12} = \frac{T_{\text{prec}}}{2}$) и максимальному усилению ($T_{12} = T_{\text{prec}}$) амплитуды прецессии. (в) – Траектория, показывающая влияние длительности импульса τ_p . (г) – Схематическое представление управляемой траектории намагниченности при действии трех акустических импульсов. Траектория (сплошная кривая) выбирается для подавления прецессии. Рисунки адаптированы из работы [62].

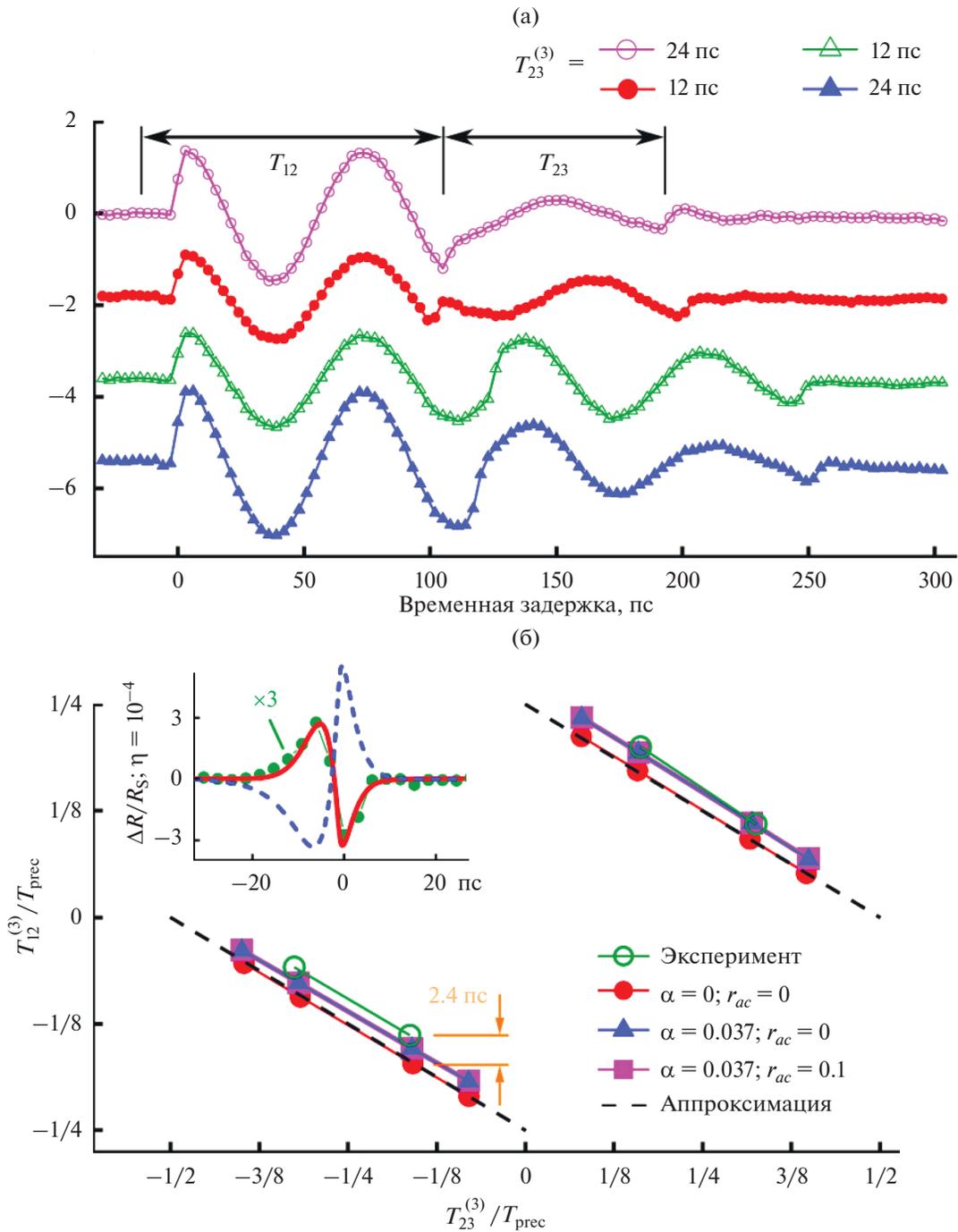


Рис. 11. Управление динамикой намагниченности с помощью трех акустических импульсов накачки. (а) — $\Delta\theta_k$ для различных задержек T_{12} и T_{23} (для $\beta_{23} = 1$). Фиксация T_{23} относительно произвольно заданного T_{12} делается таким образом, чтобы всегда подавлять прецессию. (б) — Соотношение между $T_{12}^{(3)}$ и $T_{23}^{(3)}$ (для $\beta_{23} = 1$) для подавления прецессии и управления фазой прецессии намагниченности (увеличение амплитуды — верхние кривые; уменьшение амплитуды — нижние кривые). Прямые на графике: полые кружки — экспериментальные результаты; кружки, треугольники и квадратики — теоретические расчеты для различных значений параметра затухания Гильберта α и коэффициента акустического отражения r_{ac} . Квадратики: ($\alpha = 0.037; r_{ac} = 0.1$); треугольники: ($\alpha = 0.037; r_{ac} = 0$); кружки: ($\alpha = 0; r_{ac} = 0$); пунктирные линии: уравнение (41). Вставка: эффективный импульс деформации $\eta(t)$ (пунктирная линия), дифференциальный коэффициент отражения (закрашенные кружки — экспериментальные измерения; сплошная красная линия — расчет). Рисунок адаптирован из работы [62].

вая треугольник OAB на данном рисунке и учитывая свойства косинуса и синуса, можно получить:

$$\begin{aligned} \sqrt{\beta_{21}^2 + \beta_{31}^2 + 2\beta_{21}\beta_{31} \cos(\omega_0 T_{23})} &= 1; \\ \sqrt{\beta_{21}^2 + \beta_{32}^2 + 2\beta_{12}\beta_{32} \cos(\omega_0(T_{12} + T_{23}))} &= 1; \\ \sqrt{\beta_{13}^2 + \beta_{23}^2 + 2\beta_{13}\beta_{23} \cos(\omega_0 T_{12})} &= 1; \quad (42) \\ \sin(\omega_0 T_{12}) &= -\beta_{32} \sin(\omega_0(T_{12} + T_{23})) = \\ &= \beta_{31} \cos(\omega_0 T_{23}), \end{aligned}$$

где ω_0 – собственная угловая частота прецессии намагниченности.

Таким образом, авторы работы [62] получают, что можно произвольно выбрать последовательность импульсов и амплитуд, чтобы подавить прецессию, при условии, что уравнение (42) выполняется.

Также авторы работы [62] проводят моделирование динамики намагниченности с использованием уравнения Ландау–Лифшица–Гильберта (3) с учетом магнитоупругого энергетического члена: $E_{me} = -\frac{3}{2}\lambda_s\sigma_s\theta$, где λ_s – коэффициент магнитострикции поликристаллической пленки никеля, $\sigma_s = 3B\eta\frac{(1-\nu)}{(1+\nu)}$ – механическое напряжение, B – объемный модуль упругости, ν – коэффициент Пуассона и η – амплитуда деформации. На вставке к рис. 11б импульс деформации $\eta(t)$ (пунктирная линия) определен как эффективная величина, получаемая из экспериментальных результатов $\frac{\Delta R(t)}{R_s}$ дифференциального коэффициента отражения (закрашенные кружки). Кривая с квадратиками на рис. 11б получена для параметра магнитного затухания Гильберта $\alpha = 0.037$, полученного путем аппроксимации экспериментальных результатов. Акустические эхо были учтены для $r_{ac} = 0.1$. В зависимости, представленной треугольниками на рис. 11б, акустические эхо не учитываются ($\alpha = 0.037$; $r_{ac} = 0$), а для зависимости, отмеченной закрашенными кружками, игнорируются не только акустические эхо, но и параметр затухания Гильберта ($\alpha = 0$; $r_{ac} = 0$).

Таким образом, исследование в работе [62] показывает, что управление динамикой намагниченности с помощью акустических импульсов зависит от двух задержек $T_{12}^{(n)}$ и $T_{23}^{(m)}$, значения которых позволяют определить, например, подавление прецессии намагниченности, как показано на рис. 11б, или ее усиление. Также путем численного расчета динамики намагниченности на основе уравнения Ландау–Лифшица–Гильберта (3) с магнитоупругим членом, авторы работы [62] выявляют, что нет влияния конкретной формы

акустических импульсов на усиление или подавление прецессии намагниченности, если они короче $T_{прец}$. Только их относительные задержки и амплитуды могут служить для управления вектором намагниченности посредством изменения магнитоупругой анизотропии. В целом, условия когерентного контроля динамикой намагниченности могут быть определены путем выбора следующих временных промежутков между импульсом накачки и зондирующим импульсом: $T = mT_{прец}$ для усиления прецессии намагниченности и $T = \left(m + \frac{1}{2}\right)T_{прец}$ для ее подавления.

Авторы работы [62] показали, что последовательность из двух или трех акустических импульсов позволяет управлять прецессией ФМР в ферромагнитных пленках, что приводит либо к подавлению, либо к усилению прецессии намагниченности. При использовании двух акустических импульсов управление более ограничено, по сравнению с использованием трехимпульсного режима, потому что возникновение подавления или усиления амплитуды прецессии напрямую связано с целыми числами полупериодов прецессии или полных периодов прецессии. Однако в случае трех акустических импульсов возможно управление амплитудой прецессии при произвольных задержках и амплитудах импульсов. Второй и третий импульсы действуют как единый импульс, форма которого может быть изменена. В работе [62] была получена система дифференциальных уравнений, похожих на уравнения двумерного маятника с внешним импульсным воздействием на основе уравнения Ландау–Лифшица, позволяющая описать амплитуду прецессии в случаях двух и трех импульсов. Рассмотрено простое графическое представление траектории намагниченности, исходя из системы уравнений. Получено, что, несмотря на то, что длительность акустических импульсов соответствует терагерцовому диапазону частот, управление динамикой намагниченности может быть выполнено с предельной точностью, поскольку оно связано с временными задержками акустических импульсов, которые сами генерируются фемтосекундными оптическими импульсами.

В работе [23] была рассмотрена более общая модель генерации обменных магнонов сверхкороткими пикосекундными акустическими импульсами, распространяющимися через тонкие ферромагнитные пленки. Геометрия задачи для возбуждения магнонов представлена на рис. 12а. Постоянное магнитное поле приложено под произвольным углом ξ по отношению к нормали поверхности пленки. Равновесное направление единичного вектора намагниченности \mathbf{m}_0 (где $\mathbf{M}_0 = M_S\mathbf{m}_0$, \mathbf{M}_0 – вектор намагниченности в рав-

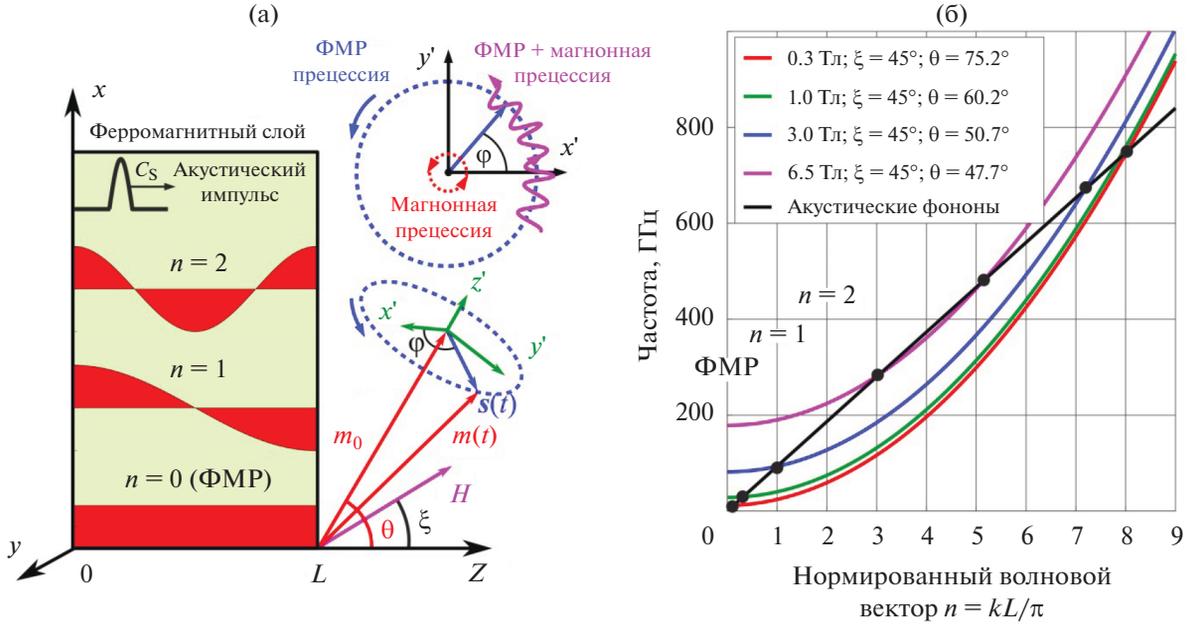


Рис. 12. (а) – Пикосекундные импульсы продольных фононов, распространяющихся со скоростью звука c_s через ферромагнитный слой толщины L , могут возбуждать одновременно ферромагнитный резонанс (ФМР) ($n = 0$) и магноны ($n > 0$), соответствующие прецессии около положения равновесия намагниченности, наклоненной под углом θ относительно нормали. Внешнее постоянное магнитное поле направлено под углом ξ относительно нормали. (б) – Дисперсия магнонов может регулироваться с помощью изменения внешнего магнитного поля. Точки пересечения дисперсионных кривых магнонов и фононов обозначены черными точками на рисунке. Рисунок адаптирован из работы [23].

новесном состоянии, M_S – намагниченность насыщения образца) не коллинеарно с внешним магнитным полем, при значениях поля меньше поля насыщения, из-за магнитной анизотропии.

Вектор m_0 направлен под углом θ по отношению к нормали поверхности. Акустические импульсы с пространственной шириной, меньшей толщины образца L , распространяются через пленку и локально изменяют направление эффективного магнитного поля, тем самым вызывая прецессионное движение намагниченности. Результирующая динамика намагниченности может быть представлена в виде суммы различных магнонных мод: однородной прецессии намагниченности (ФМР) и обменно-связанных неоднородных магнонных мод. Динамика намагниченности, возбуждаемая акустическими импульсами, описывается уравнением Ландау–Лифшица–Гильберта для единичного вектора намагниченности $m(t, z)$, который в отличие от уравнений (29)–(31) становится зависящим от координаты z :

$$\frac{\partial m}{\partial t} = -\gamma \mu_0 m(t, z) \times H_{\text{eff}}(t, z) + \alpha m(t, z) \times \frac{\partial m}{\partial t}. \quad (43)$$

Эффективное магнитное поле находится как функциональная производная плотности свободной энергии:

$$H_{\text{eff}} = -\frac{1}{\mu_0 M_0} \frac{\partial F}{\partial m} + \frac{1}{M_0} \sum_{p=1}^3 \frac{\partial}{\partial x_p} \frac{\partial F}{\partial \left(\frac{\partial m}{\partial x_p} \right)}. \quad (44)$$

Плотность свободной энергии F ферромагнитной тонкой пленки представляет собой сумму:

$$F = F_z + F_d + F_{ex} + F_{me}(t, z), \quad (45)$$

где плотность Зеемановской энергии записывается в виде:

$$F_z = -\mu_0 M_0 m H. \quad (46)$$

Плотность энергии диполь-дипольного взаимодействия имеет вид:

$$F_d = \frac{1}{2} \mu_0 M_0^2 m_z^2. \quad (47)$$

Плотность обменной энергии записывается в виде:

$$F_{ex} = \frac{1}{2} M_0^2 \sum_{p=1}^3 D \left(\frac{\partial m}{\partial x_p} \right)^2 \quad (48)$$

и характеризуется обменной жесткостью D . Магнитоупругая энергия:

$$F_{me}(t, z) = b_1 M_0^2 m_z^2 \epsilon_{zz}(z, t). \quad (49)$$

В последнем термине магнитоупругая постоянная b_1 связывает нормальную составляющую

намагниченности m_z с динамической деформацией $\epsilon_{zz}(z, t)$, распространяющейся в направлении z (в работе [23] рассмотрение ограничено одной ненулевой составляющей деформации zz).

Учитывая, что плотность свободной энергии в уравнении (45) представляет собой суперпозицию различных членов, авторы работы [23] записывают эффективное магнитное поле в уравнении как сумму соответствующих вкладов:

$$\mathbf{H}_{\text{eff}} = \mathbf{H} + \mathbf{H}_d + \mathbf{H}_{\text{ex}} + \mathbf{H}_{\text{me}}(z, t), \quad (50)$$

где \mathbf{H} – внешнее магнитное поле, \mathbf{H}_d – поле размагничивания, \mathbf{H}_{ex} – поле обмена и зависящее от времени магнитоупругое поле $\mathbf{H}_{\text{me}}(z, t)$.

После расчета функциональных производных от плотности энергии (45), авторы работы [23] получают проекции эффективного магнитного поля:

$$H_{\text{eff},x} = D \frac{\partial^2 m_x}{\partial z^2} + H \sin \xi, \quad (51)$$

$$H_{\text{eff},y} = D \frac{\partial^2 m_y}{\partial z^2}, \quad (52)$$

$$H_{\text{eff},z} = D \frac{\partial^2 m_z}{\partial z^2} + H \cos \xi - M_0 m_z - \frac{2b_1}{\mu_0 M_0} m_z \epsilon_{zz}(z, t). \quad (53)$$

Затем авторы работы [23] анализируют случай без диссипации, т.е. рассматривается уравнение Ландау–Лифшица (43) в виде:

$$\frac{\partial \mathbf{m}}{\partial t} = -\gamma \mu_0 \mathbf{m} \times \mathbf{H}_{\text{eff}}. \quad (54)$$

Далее авторы работы вводят небольшое динамическое возмущение $|\mathbf{s}(z, t)| \ll |\mathbf{m}_0|$ вектора намагниченности, колеблющегося вокруг равновесного направления намагниченности $\mathbf{m}_0 = (\sin \theta, 0, \cos \theta)$:

$$m_x = \sin \theta + s_x(z, t), \quad (55)$$

$$m_y = s_y(z, t), \quad (56)$$

$$m_z = \cos \theta + s_z(z, t). \quad (57)$$

Авторы работы [23] рассматривают граничные условия для намагниченности в виде свободных спинов на поверхности пленки и получают решение $\mathbf{s}(z, t)$ в следующем виде:

$$\mathbf{s}(z, t) = \sum_{n=0}^N \mathbf{s}^{(n)}(t) \cos(k_n z), \quad (58)$$

где $k_n = \frac{\pi n}{L}$. Путем подстановки данного выражения в выражения для m_x, m_y, m_z (55)–(57), а затем в

векторное уравнение (54), и сохраняя только линейные члены в уравнениях, в работе [23] получают следующую систему дифференциальных уравнений для проекций вектора $\mathbf{s}(z, t)$:

$$\frac{ds_x^{(n)}}{dt} = A_{12}^{(n)} s_y^{(n)}, \quad (59)$$

$$\frac{ds_y^{(n)}}{dt} = A_{21}^{(n)} s_x^{(n)} + A_{23}^{(n)} s_z^{(n)} + \frac{2\gamma b_1 \sin \theta \cos \theta}{M_0} \epsilon_{zz}^{(n)}(t), \quad (60)$$

$$\frac{ds_z^{(n)}}{dt} = A_{32}^{(n)} s_y^{(n)}, \quad (61)$$

$$\epsilon_{zz}^{(n)}(t) = \frac{1}{L} \int_0^L \epsilon_{zz}(z, t) \cos(k_n z) dz. \quad (62)$$

$$A_{12}^n = -\gamma \mu_0 \left[(Dk_n^2 - M_0) \cos \theta + H \cos \xi \right], \quad (63)$$

$$A_{21}^n = -A_{12}^n, \quad (64)$$

$$A_{23}^n = -\gamma \mu_0 \left[(Dk_n^2 + M_0) \sin \theta + H \sin \xi \right], \quad (65)$$

$$A_{32}^n = \gamma \mu_0 \left[Dk_n^2 \sin \theta + H \sin \xi \right]. \quad (66)$$

Система уравнений (59)–(61) может быть сведена к уравнению гармонического осциллятора для каждой магнонной моды. Взяв производную по времени от уравнения (60) и используя уравнения (59) и (61), легко получить следующее уравнение:

$$\frac{d^2 s_y^{(n)}}{dt^2} + \omega_n^2 s_y^{(n)} = \frac{2\gamma b_1 \sin \theta \cos \theta}{M_0} \frac{d\epsilon_{zz}^{(n)}(t)}{dt}, \quad (67)$$

где частота магнонов задается следующим дисперсионным соотношением:

$$\omega_n = \omega(k_n) = \sqrt{-A_{12}^{(n)} A_{21}^{(n)} - A_{23}^{(n)} A_{32}^{(n)}}. \quad (68)$$

Для компоненты $s_z^{(n)}$ в работе [23] получается аналогичное уравнение:

$$\frac{d^2 s_z^{(n)}}{dt^2} + \omega_n^2 s_z^{(n)} = \frac{2A_{32}^{(n)} \gamma b_1 \sin \theta \cos \theta}{M_0} \epsilon_{zz}^{(n)}(t). \quad (69)$$

Добавляя член затухания в уравнение (63), авторы статьи [23] получили наиболее важное аналитическое уравнение работы:

$$\frac{d^2 s_z^{(n)}}{dt^2} + 2\alpha \omega_n \frac{ds_z^{(n)}}{dt} + \omega_n^2 s_z^{(n)} = f_n(t), \quad (70)$$

где

$$f_n(t) = \frac{\mu_0 \gamma^2 b_1 \sin(2\theta) (Dk_n^2 \sin \theta + H \sin \xi)}{M_0 L} \times \int_0^L \epsilon_{zz}(z, t) \cos(k_n z) dz. \quad (71)$$

Константа затухания для магнонов в уравнении (70), определяемая параметром затухания Гильберта α , была включена в уравнение феноменологическим способом, основанным на том факте, что время жизни магнона обратно пропорционально его частоте. Эта модель будет действительной до терагерцовых частот [23]. Аналитическое решение уравнения (70) может быть записано с помощью функции Грина $G_n(t)$:

$$G_n(t) = H(t) \frac{1}{\omega_n \sqrt{1 - \alpha^2}} e^{-\alpha \omega_n t} \sin\left(\omega_n \sqrt{1 - \alpha^2} t\right), \quad (72)$$

которая представляет собой решение уравнения (70) при возбуждении дельта-импульсом. Здесь $H(t)$ – функция Хевисайда. Решение для произвольной зависящей от времени внешней силы, заданной уравнением (71), записывается следующим образом:

$$s_z^{(n)}(t) = \int_{-\infty}^t f_n(t') G_n(t - t') dt' \quad (73)$$

и позволяет рассчитать акустически индуцированную динамику для всех магнонных мод. Также в работе [23] получены зависимости эффективности возбуждения магнонов от длительности акустических импульсов и внешнего магнитного поля, которые показывают главную роль ширины полосы спектра акустического импульса и фонон-магнонного фазового согласования.

Основным результатом работы [23] является то, что ультракороткие акустические импульсы, распространяющиеся через тонкие ферромагнитные образцы, должны возбуждать не только прецессию ФМР, но и обменные магноны высокого порядка, попадающие в спектральную полосу акустических импульсов. Хотя эффективность возбуждения магнонов естественным образом повышается при выполнении условий фонон-магнонного фазового согласования, моделирование показывает, что обменные магноны с измеримыми амплитудами возбуждаются даже тогда, когда дисперсионные кривые фононов и магнонов не пересекаются. Эффективность возбуждения обменных магнонов определяется скорее акустической полосой пропускания, чем фазовым согласованием [23]. Оптимальные условия для сверхбыстрой магнитоупругой генерации обменных магнонов могут быть выяснены из систематического численного моделирования в зависимости от множества физических параметров, таких как обменная жесткость, константа затухания Гильберта, толщина образца, длительность акустического импульса и т.д. Такой анализ может быть весьма полезен в свете экспериментов, свидетельствующих о сверхбыстром оптическом возбуждении обменных магнонов в ферромагнитных тонких пленках [30, 31], где возможный

вклад магнитоупругого возбуждения обменных магнонов маскируется доминирующим механизмом сверхбыстрого размагничивания [9]. Можно предусмотреть применение простой теории к экспериментальным исследованиям возбуждения магнонов в толстых ферромагнитных пленках, характеризующихся квазинепрерывным спектром магнонов и предлагающих физическую интерпретацию в терминах распространяющихся импульсов магнонов [26, 61].

ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ ПАВ (ВОЗБУЖДЕННЫХ СВЕРХБЫСТРЫМ СПОСОБОМ) С МАГНИТНЫМИ НАНОСТРУКТУРАМИ

Интересной областью современной магнитоакустики является взаимодействие ПАВ с магнитной подсистемой в планарных наноструктурах [63–66]. Условия этого взаимодействия недостаточно выяснены, особенно для неоднородных типов колебаний намагниченности, таких как магнитостатические спиновые волны [24, 59]. Изучение взаимодействия ПАВ с намагниченностью в тонких ферромагнитных пленках мотивировано красивой физикой и новыми принципами магнитной записи [24, 59]. В большинстве работ возбуждение поверхностных магнитоупругих волн осуществляется микрополосковой техникой (встречно-штыревые преобразователи) с применением сегнетоэлектрических подложек, на которых расположены пленки ферромагнетика, в которых уже и возбуждаются магнитоупругие поверхностные волны [35, 64, 67–71]. В одном из предыдущих параграфов мы уже упоминали работы по переключению намагниченности и возбуждению магнитных колебаний в наноэлементах, находящихся на сегнетоэлектрических подложках под действием ПАВ, возбужденных встречно-штыревыми преобразователями. Это работы группы Дэвиса, Атуласимхси и других групп [46–50, 55, 56, 72].

Но наиболее перспективным представляется способ возбуждения и детектирования поверхностных магнитоупругих волн (ПМУВ) с помощью сверхкоротких лазерных импульсов. Такой способ имеет несомненное преимущество – гораздо лучшее временное и пространственное разрешение, чем в традиционной технике возбуждения ПМУВ. Детектирование возбужденных оптическим методом магнитоупругих волн осуществляют с помощью эффектов Керра или Фарадея. Амплитуда акустической деформации резко меняется в различных экспериментах. Максимальная амплитуда деформации, генерируемая в системах со встречно-штыревыми преобразователями, составляет порядка 0.05% [73], в то время как амплитуда лазерно-индуцированной деформации получается <0.1% [74]. В гибридной двухслойной структуре Au/Co и слое Al, возбуж-

даемом ультракоротким лазерным импульсом, в объемной продольной волне наблюдалась гигантская амплитуда деформации вплоть до 1% [3, 4]. В работе [60] наблюдалось возбуждение ПАВ с амплитудой деформации до 1% за счет нелинейного механизма самофокусировки волны. Но такие большие амплитуды ПАВ приводили к разрушению поверхности кристалла кремния [60].

Одним из перспективных способов возбуждения и детектирования ПМУВ в металлических пленках и планарных наноструктурах является использование техники динамической дифракционной решетки “transient grating”, которая как раз позволяет использовать современные фемтосекундные лазеры для этой цели и имеет очень хорошее временное разрешение [24, 36, 59, 63, 74–78]. Кроме того, пространственное разрешение этого метода возбуждения ПАВ можно повысить использованием его совместно с методом рентгеновской дифракции синхротронного излучения на упругих неоднородностях среды [74, 79]. В работах [24, 36] проведены эксперименты по генерации магнитоупругих поверхностных волн в касательно намагниченных пленках никеля с использованием сверхбыстрого лазерного возбуждения вышеупомянутой техники.

В геометрии “transient grating” короткие лазерные импульсы света с длиной волны 400 нм интерферируют на поверхности образца, что приводит к пространственно периодическому возбуждению образца, как показано на рис. 13а. В этой геометрии возбуждаются все упругие моды с волновыми векторами, равными волновому вектору решетки, в том числе и моды, не являющиеся собственными модами поверхностных акустических волн. Через некоторое время после импульса накачки подается зондирующий импульс с длиной волны 800 нм, который проходит через пленку с подложкой и далее детектируется магнитооптический сигнал Фарадея (рис. 13а). Образец помещается в магнитное поле, которое в работе [59] менялось в пределах от -1500 до $+1500$ Э. Магнитное поле направлено в плоскости образца и может направляться под произвольным углом в плоскости. Изменение постоянного магнитного поля позволяет изменять частоту ФМР согласно формуле Киттеля:

$$\Omega_0 = \gamma\mu_0\sqrt{H(H + M_0)}. \quad (74)$$

Исследуемые образцы представляют собой тонкие поликристаллические пленки никеля толщинами 40–60 нм на подложках из стекла толщиной 1 мм.

Данные, показывающие временную зависимость сигнала Фарадея, приведены на рис. 13б для пленки толщиной 40 нм. Данные на рис. 13б показывают, что амплитуда и частота колебаний уменьшаются по мере увеличения простран-

ственного периода динамической интерференционной решетки. Динамика в течение первых нескольких наносекунд представляет собой картину биений, что предполагает наличие как минимум двух различных магнитоупругих волн. Кроме сигнала Фарадея в эксперименте измеряется также рассеяние лазерного луча на упругих неоднородностях пленки. Таким образом, экспериментальная схема чувствительна к упругим волнам и связанным с ними структурным искажениям. В работе [59] было обнаружено возбуждение 2 типов поверхностных упругих волн: поверхностной акустической волны Рэлея и “вытекающей” продольной волны. Обнаружено резонансное возбуждение магнитных колебаний на частотах этих волн при изменении напряженности постоянного магнитного поля.

Упругие волны, распространяющиеся вдоль поверхности, эффективно возбуждаются импульсным лазерным источником, обеспечивающим значительный градиент термоупругих напряжений в направлении, параллельном поверхности. Примером такого источника может быть луч, остро сфокусированный в тонкую полосу на поверхности, а также периодическая структура интерференционных полос [59]. Расчет акустического поля такого источника может быть произведен методом функций Грина [80]. При этом термоупругий источник на поверхности приближенно описывается в виде компоненты напряжения $\sigma_{31} \sim \delta(t)\delta(x)$, действующей на поверхности $z = 0$. Акустическое решение этой гранично-начальной задачи собирается в виде линейной комбинации собственных функций волнового уравнения в упругой среде. На поверхности решение представляет собой две выраженные моды: импульс, бегущий со скоростью продольной волны в среде, и импульс рэлеевской ПАВ. Заметим, что продольная мода на поверхности обладает утечкой в поперечную объемную волну, вследствие чего экспоненциально затухает при распространении [80]. В пределах источника обе моды эффективно взаимодействуют с магнитной подсистемой.

В более поздней работе [24] также обнаружено возбуждение колебаний, соответствующих комбинационным частотам и субгармоникам для указанных волн. Рассмотрим более подробно это интересное явление.

Введем для удобства следующие обозначения. Поверхностную акустическую волну Рэлея обозначим английской аббревиатурой SAW, ее циклическую частоту как ω_{SAW} . Вытекающую продольную волну обозначим как SSLW и циклическую частоту волны как ω_{SSLW} . Эти акустические волны, возбужденные с помощью техники “transient grating”, взаимодействуют одновременно с прецессией ФМР в никелевой пленке. В экспери-

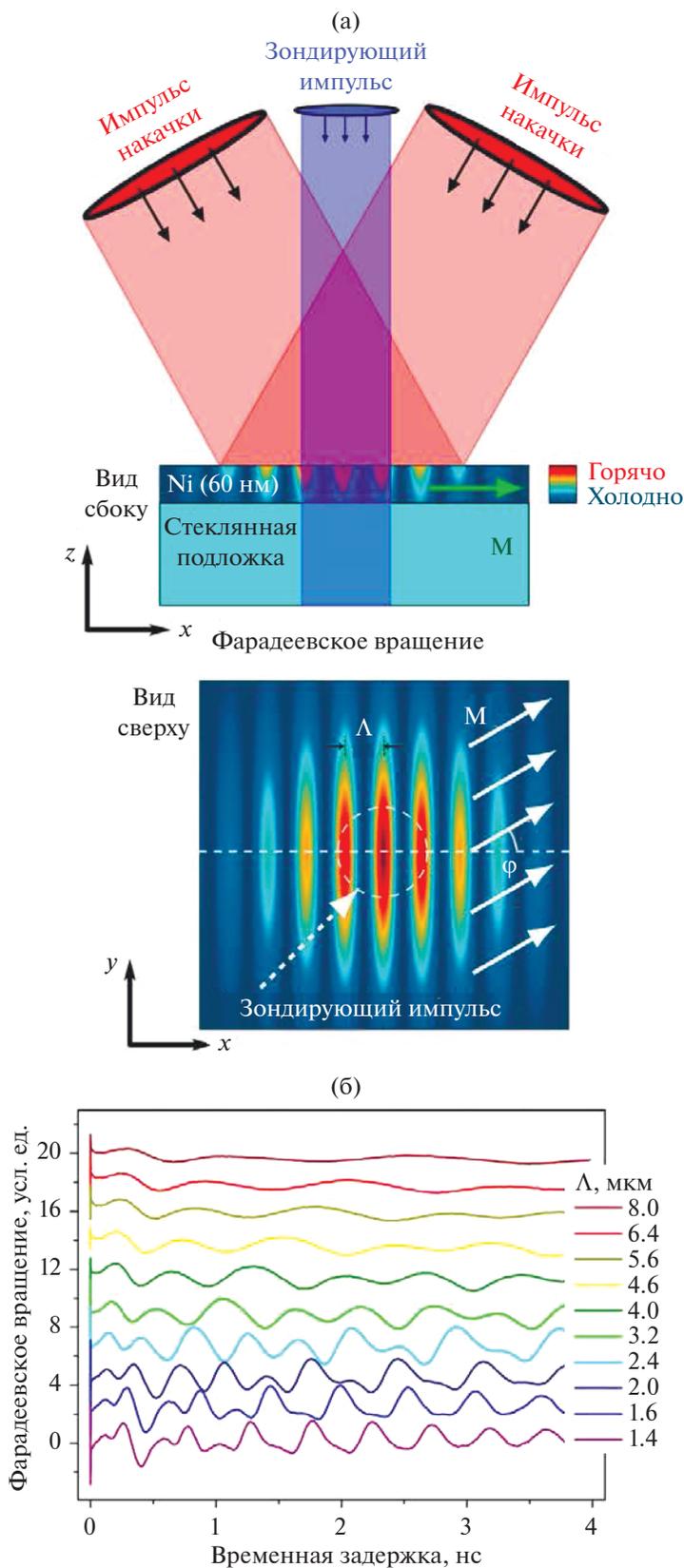


Рис. 13. (а) – Экспериментальная геометрия, показывающая тонкую никелевую пленку на стеклянной подложке. (б) – Временные зависимости сигнала Фарадея от пленки при разных периодах пространственной решетки, формируемой дифракционной картиной на поверхности пленки. По мере увеличения периода пространственной решетки прецессия намагниченности уменьшается по частоте и амплитуде. Рисунок адаптирован из работы [59].

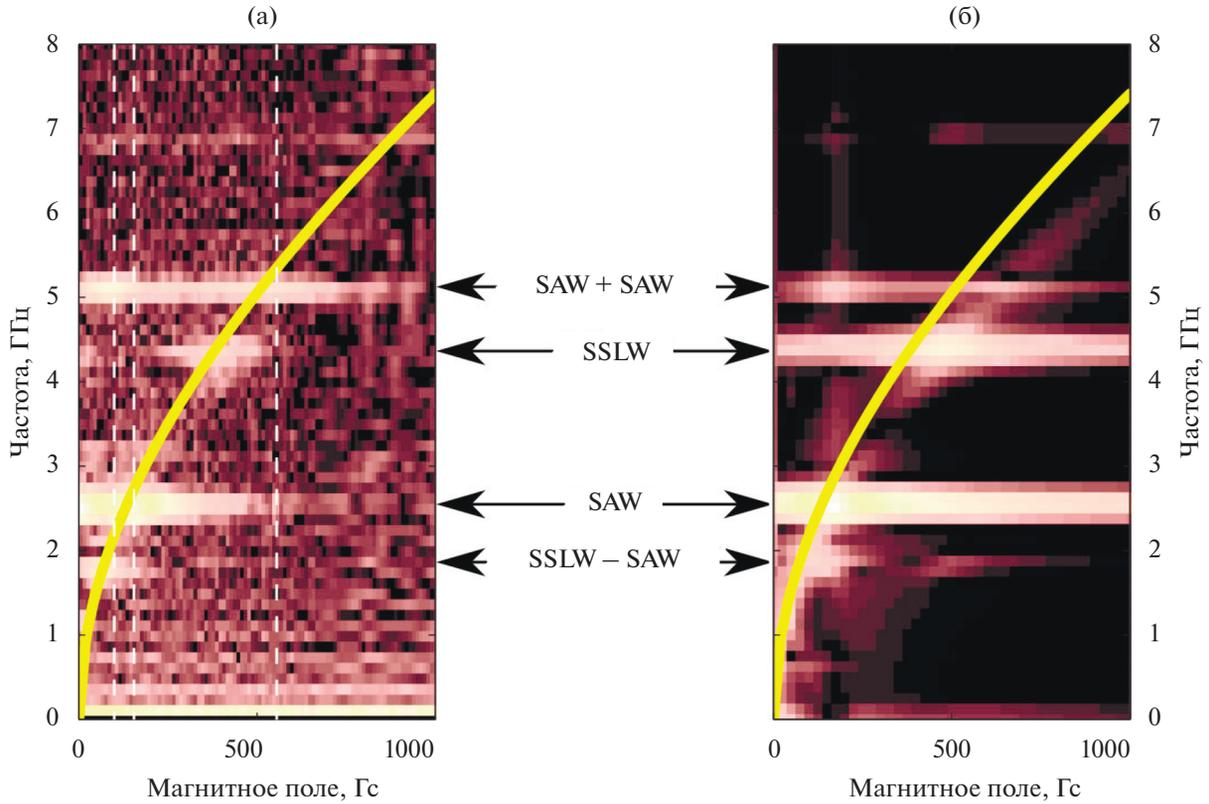


Рис. 14. (а) – Экспериментальные спектры Фурье временных зависимостей сигнала Фарадея в зависимости от приложенного магнитного поля. (б) – Численное решение уравнения (75) параметрического осциллятора. Желтая сплошная линия соответствует частоте ФМР. Рисунок адаптирован из работы [24].

ментах [24] наблюдалось возбуждение магнитных колебаний на суммарной и разностной частотах SAW и SSLW: $\omega_{\pm} = \omega_{\text{SSLW}} \pm \omega_{\text{SAW}}$ соответственно, и генерация вторых гармоник SAW и SSLW (рис. 14).

В работе [24] постоянное магнитное поле \mathbf{H} было приложено в плоскости образца под углом $\varphi = 30^\circ$ относительно волнового вектора генерируемых акустических волн. Для удобства визуализации спектральные амплитуды преобразования Фурье отдельных зависимостей намагниченности от времени отображаются на плоскости как показано на рис. 14б. В диапазоне магнитных полей до 1000 Э частота ФМР может быть настроена на частоты акустических волн: 2.55 ГГц для SAW и 4.35 ГГц для SSLW соответственно, их разностные (1.8 ГГц) и суммарные (6.9 ГГц) частоты, а также на частоту второй гармоники SAW (5.1 ГГц). Акустические частоты определяются материалом подложки и фиксируются после того, как экспериментально выбран период дифракционной картины, например, равный $\Lambda = 2.2$ мкм. Амплитуда рэлеевской волны много больше, чем у SSLW, что приводит к сильному сигналу на частоте прецессии 2.55 ГГц для линейного отклика и его второй гармоники (5.1 ГГц),

а также к гораздо более слабым сигналам суммарной и разностной частот SSLW.

Таким образом, в соответствии с результатами работы [24], можно рассматривать акустическую волну как монохроматическую упругую волну (SAW) с небольшим дополнительным вкладом SSLW.

Линеаризация уравнений Ландау–Лифшица–Гильберта в окрестности направления равновесной намагниченности приводит к уравнению параметрического осциллятора:

$$\ddot{m} + \Gamma_0 \dot{m} + (\Omega_0^2 + \Omega_1^2 e_{xx}(t))m = F_0 e_{xx}(t), \quad (75)$$

где $m = \frac{M_y(t)}{M_0}$, $M_y(t)$ – динамическая часть y -проекции вектора намагниченности.

Впервые уравнения для магнитоупругой нелинейной динамики для магнитной пленки были получены в работе [45].

Уравнение (75) представляет собой аппроксимацию более сложного уравнения, полученного авторами работы [24]. Детальный анализ показывает, что релаксационный член $\Gamma(t) = \Gamma_0 + \Gamma_1 e_{xx}(t)$ также модулируется упругой

деформацией $e_{xx}(t)$. В уравнении также существуют нелинейные члены высокого порядка, пропорциональные $e_{xx}(t)m^2$ и $e_{xx}(t)\frac{dm}{dt}$. Однако доминирующими членами в уравнении колебаний намагниченности, в смысле параметрического преобразования частот, являются параметрическая модуляция частоты ФМР $\Omega^2(t) = (\Omega_0^2 + \Omega_1^2 e_{xx}(t))$ и внешняя движущая сила $F_0 e_{xx}(t)$.

На рис. 14б показаны результаты численного решения уравнения (75). По сравнению с рис. 14а, где отображены экспериментальные данные, можно увидеть сходство экспериментальных данных с расчетным откликом и, в частности, появление гармоник упругих волн. В моделировании частоты SAW и SSLW извлекаются из экспериментальных данных.

На основе модели параметрического осциллятора получено хорошее согласие теории возбуждения колебаний на комбинационных частотах и субгармониках с экспериментом (рис. 14) [24, 59].

В работе [81], на основе полной энергии никелевой пленки, построена простая аналитическая модель, позволяющая описать угловые зависимости сигнала Фарадея, для возбуждения ФМР с помощью ПАВ.

Исследования сверхбыстрого оптического возбуждения поверхностных магнитоупругих волн активно продолжаются для случаев нанорешеток [44], наночастиц [2], нанополосок [82].

НЕРЕШЕННЫЕ ПРОБЛЕМЫ И ПЕРСПЕКТИВЫ РАЗВИТИЯ СВЕРХБЫСТРОЙ МАГНИТОАКУСТИКИ

Теперь перейдем к описанию в целом нерешенных проблем по сверхбыстрой магнитоакустике.

Несмотря на достаточно большое количество работ по сверхбыстрой магнитоакустике, таких исследователей как, например, Щербаков (Россия), Берк (США), Биго (Франция), теория взаимодействия коротких акустических импульсов с магнитными наноструктурами еще недостаточно проработана. В частности, теория не учитывает таких важных моментов как, например, локализацию упругого импульса при возбуждении магнонов в магнитных пленках, и временного синхронизма при этом взаимодействии. На сегодняшний день также остаются не выявленными условия оптимизации перемагничивания магнитных наночастиц и наноструктур сверхкороткими упругими импульсами, и в этом направлении проведено еще очень мало экспериментов.

Стоит упомянуть работу Берка с соавторами [17], в которой описывается возбуждение магнитоупругих колебаний в наночастице короткими лазерными импульсами. В работе была получена теория магнитоупругих колебаний и проведен расчет амплитуд этих колебаний с учетом магнитоупругой щели в спектре колебаний. Однако анализ, проведенный в [17], является неполным и решение уравнений магнитоупругости ведется приближенными аналитическими методами. Поэтому проблема связанных магнон-фононных мод в наночастицах требует дальнейшего развития.

К настоящему моменту недостаточно исследованы сверхбыстрые магнитоупругие взаимодействия в метасредах [83], слоистых средах [84], особенно в нелинейном приближении [85, 86]. Отдельным малоизученным вопросом является взаимодействие клиновых волн, возбужденных сверхбыстрыми методами с магнитными колебаниями [87, 88].

Стоит также указать на новые материалы, которые могут быть использованы в сверхбыстрой магнитоакустике. Новым классом магнитных материалов являются материалы с магнитной МАХ-фазой с незначительной магнитокристаллической анизотропией и, возможно, большим значением константы магнитоупругости. Именно эти материалы могут быть хорошими кандидатами для будущих исследований в области магнитоакустики [89, 90]. Пленки и частицы с магнитной МАХ-фазой могут быть использованы во многих экспериментах по сверхбыстрой магнитоакустике [91, 92].

В большинстве работ по сверхбыстрой магнитоакустике авторы ограничиваются только анализом акустически индуцированной прецессии ФМР [61, 62], т.е. пренебрегают возможным вкладом акустически возбужденных обменных магнонов. Недавно в работе [23] было показано, что обменные магноны могут эффективно возбуждаться только в том случае, когда пространственная протяженность акустических импульсов в направлении распространения меньше, чем характерный размер магнитной наноструктуры в направлении распространения. Также много вопросов еще осталось по когерентному контролю коротких спиновых волн с помощью сверхкоротких акустических импульсов. Например, условия синхронного возбуждения магнонов разных порядков. Все эти вопросы еще предстоит решать.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Постараемся резюмировать основные результаты, полученные в сверхбыстрой магнитоакустике за последнее десятилетие.

Проведены эксперименты по возбуждению спиновых волн короткими упругими импульсами в многослойных наноструктурах, содержащих ферромагнитные слои металла, полупроводника или диэлектрика в геометрии “накачка-зонд”. Разработаны экспериментальные методы возбуждения, детектирования и определения характеристик магнитных колебаний в наночастицах с помощью фемтосекундного лазера. Проведено теоретическое исследование переключения намагниченности в тонких пленках Терфенола и поликристаллических наночастицах никеля, индуцированного прохождением через пленку или частицу ультракоротких импульсов акустических волн и магнитоупругим взаимодействием. Показано, что порог переключения зависит от длительности акустического импульса, анизотропии формы магнитной эллиптической наночастицы, амплитуды внешнего магнитного поля и коэффициента магнитострикции. Получены магнитоупругие диаграммы переключения, позволяющие одновременно визуализировать порог переключения и его характерную временную шкалу в зависимости от различных физических параметров. Получена аналитическая модель возбуждения коротких спиновых волн пикосекундными упругими импульсами в тонких пленках и получены условия оптимизации возбуждения магнонов. Проведены эксперименты по возбуждению поверхностных магнитоупругих волн в магнитных пленках и нанорешетках под действием импульсов фемтосекундного лазера и техники “transient grating”. Обнаружено параметрическое взаимодействие возбужденных ПАВ с магнитными колебаниями в указанных наноструктурах. Построена модель параметрического магнитоупругого осциллятора, описывающая процессы преобразования частот при взаимодействии ПАВ и спиновых колебаний пленок.

В целом, сверхбыстрая магнитоакустика является перспективным направлением из-за возможности быстрого и энерго-эффективного контроля магнитных колебаний с помощью коротких упругих импульсов. В статье сделана попытка обобщить опыт по сверхбыстрой магнитоакустике и представить проблемы в нескольких областях этой ветви науки, связанных с акустическим управлением, включая ФМР, переключение намагниченности, нелинейную спиновую динамику, взаимодействие ПАВ с магнитными колебаниями, возбужденных сверхкороткими лазерными импульсами. Стоит отметить, что многие из перечисленных областей до сих пор являются новыми научными областями с большим потенциалом применения. При этом, акустический кон-

троль магнетизма может быть расширен дальше. Например, перспективными являются магнитоупругие явления в антиферромагнетиках, и можно ожидать акустического резонансного возбуждения антиферромагнетика на ТГц-частотах и, следовательно, ТГц-спиновой накачки с использованием ТГц-акустических волн. Область акустических манипуляций магнитным состоянием наноструктур стоит на пороге дальнейших значительных прорывов, и мы надеемся, что этот обзор стимулирует дальнейшие исследования физических явлений, связывающих между собой спиновые и решеточные степени свободы и приведет к появлению новых приложений сверхбыстрой магнитоакустики.

Исследование выполнено при финансовой поддержке РФФИ в рамках научного проекта № 20-12-50236.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Kovalenko O., Pezeril T., Temnov V.V.* New concept for magnetization switching by ultrafast acoustic pulses // *Phys. Rev. Lett.* 2013. V. 110. № 26. P. 266602.
2. *Vlasov V.S., Lomonosov A.M., Golov A.V., Kotov L.N., Besse V., Alekhin A., Kuzmin D.A., Bychkov V., Temnov V.V.* Magnetization switching in bistable nanomagnets by picosecond pulses of surface acoustic waves // *Phys. Rev. B.* 2020. V. 101. № 2. P. 024425.
3. *Temnov V.V.* Ultrafast acousto-magneto-plasmonics // *Nature Photonics.* 2012. V. 6. P. 728–736.
4. *Temnov V.V., Klieber C., Nelson K.A., Thomay T., Knittel V., Leitenstorfer A., Makarov D., Albrecht M., Bratschiisch R.* Femtosecond nonlinear ultrasonics in gold probed with ultrashort surface plasmons // *Nat. Commun.* 2013. V. 4. P. 1468.
5. *Kotov L., Severin P., Vlasov V., Beznosikov D.* Determination of magnetoelastic oscillations in ferrite plate with different values of anisotropy constant // *EPJ Web of Conferences.* 2018. V. 185. P. 02005.
6. *Власов В.С., Котов Л.Н., Шавров В.Г., Щеглов В.И.* Нелинейное возбуждение гиперзвука в ферритовой пластине при ферромагнитном резонансе // *Радиотехника и электроника.* 2009. Т. 54. № 7. С. 863–874.
7. *Власов В.С., Шавров В.Г., Щеглов В.И.* Нелинейное возбуждение гиперзвука в двухслойной ферритовой структуре при ферромагнитном резонансе // *Радиотехника и электроника.* 2014. Т. 59. № 5. С. 482–497.
8. *Vlasov V.S., Kotov L.N., Asadullin F.F.* Nonlinear oscillations in a thin ferrite film close to the condition of magnetoacoustic resonance // *JMMM.* 2006. V. 300. № 1. P. e48–e51.
9. *Beaurepaire E., Merle J.C., Daunois A., Bigot J.Y.* Ultrafast Spin Dynamics in Ferromagnetic Nickel // *Phys. Rev. Lett.* 1996. V. 76. № 22. P. 4250.

10. *Гусев В.Э., Карабутов А.А.* Лазерная оптоакустика. М: Наука. Гл. ред. физ.-мат. лит., 1991. 304 с.
11. *Matsuda O., Larciprete M.C., Li Voti R., Wright O.B.* Fundamentals of picosecond laser ultrasonics // *Ultrasonics*. 2015. V. 56. P. 3–20.
12. *Kim J.W., Vomir M., Bigot J.Y.* Ultrafast magnetoacoustics in nickel films // *Phys. Rev. Lett.* 2012. V. 109. № 16. P. 166601.
13. *Scherbakov A.V., Salasyuk A.S., Akimov A.V., Liu X., Bombeck M., Brüggemann C., Yakovlev D.R., Sapega V.F., Furdyna J.K., Bayer M.* Coherent magnetization precession in ferromagnetic (Ga,Mn)As induced by picosecond acoustic pulses // *Phys. Rev. Lett.* 2010. V. 105. № 11. P. 117204.
14. *Linnik T.L., Scherbakov A.V., Yakovlev D.R., Liu X., Furdyna J.K., Bayer M.* Theory of magnetization precession induced by a picosecond strain pulse in ferromagnetic semiconductor (Ga,Mn)As // *Phys. Rev. B*. 2011. V. 84. № 21. P. 214432.
15. *Deb M., Popova E., Hehn M., Keller N., Mangin S., Malinowski G.* Picosecond acoustic-excitation-driven ultrafast magnetization dynamics in dielectric Bi-substituted yttrium iron garnet // *Phys. Rev. B*. 2018. V. 98. № 17. P. 174407.
16. *Deb M., Popova E., Zeuschner S., Hehn M., Keller N., Mangin S., Malinowski G., Bargheer M.* Generation of spin waves via spin-phonon interaction in a buried dielectric thin film // *Phys. Rev. B*. 2021. V. 103. № 2. P. 024411.
17. *Berk C., Jaris M., Yang W., Dhuey S., Cabrini S., Schmidt H.* Strongly coupled magnon-phonon dynamics in a single nanomagnet // *Nat. Commun.* 2019. V. 10. P. 2652.
18. *Yang W.G., Jaris M., Berk C., Schmidt H.* Preferential excitation of a single nanomagnet using magnetoelastic coupling // *Phys. Rev. B*. 2019. V. 99. № 10. P. 104434.
19. *Власов В.С., Шавров В.Г., Щеглов В.И.* Излучение электромагнитной волны из магнитной пленки при воздействии фемтосекундного импульса света // *Журн. радиоэлектроники*. 2020. № 6.
20. *Власов В.С., Шавров В.Г., Щеглов В.И.* Электромагнитное излучение при ударном изменении намагниченности под действием фемтосекундного импульса света // *Письма в ЖТФ*. 2021. Т. 47. № 11. С. 3–5.
21. *Bigot J.Y., Vomir M., Andrade L.H.F., Beaurepaire E.* Ultrafast magnetization dynamics in ferromagnetic cobalt: The role of the anisotropy // *Chemical Physics*. 2005. V. 318. № 1–2. P. 137–146.
22. *Bigot J., Vomir M.* Ultrafast magnetization dynamics of nanostructures // *Ann. Phys. (Berlin)*. 2013. V. 525. № 1–2. P. 2–30.
23. *Besse V., Golov A.V., Vlasov V.S., Alekhin A., Kuzmin D., Bychkov I.V., Kotov L.N., Temnov V.V.* Generation of exchange magnons in thin ferromagnetic films by ultrashort acoustic pulses // *JMMM*. 2020. V. 502. P. 166320.
24. *Chang C.L., Lomonosov A.M., Janusonis J., Vlasov V.S., Temnov V.V., Tobey R.I.* Parametric frequency mixing in a magnetoelastically driven linear ferromagnetic-resonance oscillator // *Phys. Rev. B*. 2017. V. 95. № 6. P. 060409(R).
25. *Власов В.С., Макаров П.А., Шавров В.Г., Щеглов В.И.* Колебания намагниченности в магнитоупругой среде при ударном воздействии упругого смещения // *Журн. радиоэлектроники*. 2018. № 4.
26. *Bombeck M., Salasyuk A.S., Glavin B.A., Scherbakov A.V., Brüggemann C., Yakovlev D.R., Sapega V.F., Liu X., Furdyna J.K., Akimov A.V., Bayer M.* Excitation of spin waves in ferromagnetic (Ga,Mn)As layers by picosecond strain pulses // *Phys. Rev. B*. 2012. V. 85. № 19. P. 195324.
27. *Jäger J.V., Scherbakov A.V., Glavin B.A., Salasyuk A.S., Champion R.P., Rushforth A.W., Yakovlev D.R., Akimov A.V., Bayer M.* Resonant driving of magnetization precession in a ferromagnetic layer by coherent monochromatic phonons // *Phys. Rev. B*. 2015. V. 92. № 2. P. 020404(R).
28. *Jäger J.V., Scherbakov A.V., Linnik T.L., Yakovlev D.R., Wang M., Wadley P., Holy V., Cavill S.A., Akimov A.V., Rushforth A.W., Bayer M.* Picosecond inverse magnetostriction in galferol thin films // *Appl. Phys. Lett.* 2013. V. 103. P. 032409.
29. *Lejman M., Shalagatskyi V., Kovalenko O., Pezeril T., Temnov V.V., Ruello P.* Ultrafast optical detection of coherent acoustic phonons emission driven by superdiffusive hot electrons // *J. Opt. Soc. Am. B*. 2014. V. 31. № 2. P. 282–290.
30. *van Kampen M., Jozsa C., Kohlhepp J.T., LeClair P., Lagae L., de Jonge W.J.M., Koopmans B.* All-optical probe of coherent spin waves // *Phys. Rev. Lett.* 2002. V. 88. № 22. P. 227201.
31. *Eschenlohr A., Battiato M., Maldonado P., Pontius N., Kachel T., Holldack K., Mitzner R., Föhlisch A., Oppeneer P.M., Stamm C.* Ultrafast spin transport as key to femtosecond demagnetization // *Nat. Mater.* 2013. V. 12. № 3. P. 332–336.
32. *Yang W.G., Schmidt H.* Acoustic control of magnetism toward energy-efficient applications // *Appl. Phys. Rev.* 2021. V. 8. P. 021304.
33. *Котов Л.Н., Носов Л.С., Асадуллин Ф.Ф.* Изменение магнитной структуры ансамблей однодоменных частиц и их отклик на радиоимпульс поля // *ЖТФ*. 2008. Т. 78. № 5. С. 60–65.
34. *Dreher L., Weiler M., Pernpeintner M., Huebl H., Gross R., Brandt M.S., Goennenwein S.T.B.* Surface acoustic wave driven ferromagnetic resonance in nickel thin films: Theory and experiment // *Phys. Rev. B*. 2018. V. 86. № 13. P. 134415.
35. *Weiler M., Huebl H., Goerg F.S., Czeschka F.D., Gross R., Goennenwein S.T.B.* Spin pumping with coherent elastic waves // *Phys. Rev. Lett.* 2012. V. 108. № 17. P. 176601.
36. *Janušonis J., Jansma T., Chang C.L., Liu Q., Gatilova A., Lomonosov A.M., Shalagatskyi V., Pezeril T., Temnov V.V.,*

- Tobey R.I.* Transient grating spectroscopy in magnetic thin films: simultaneous detection of elastic and magnetic dynamics // *Sci. Rep.* 2016. V. 6. P. 29143.
37. *Yang W.G., Jaris M., Hibbard-Lubow D.L., Berk C., Schmidt H.* Magnetoelastic excitation of single nanomagnets for optical measurement of intrinsic Gilbert damping // *Phys. Rev. B.* 2018. V. 97. № 22. P. 224410.
38. *Yahagi Y., Berk C., Hebler B., Dhuey S., Cabrini S., Albrecht M., Schmidt H.* Optical measurement of damping in nanomagnet arrays using magnetoelastically driven resonances // *J. Phys. D: Appl. Phys.* 2017. V. 50. P. 17LT01.
39. *Jaris M., Yang W., Berk C., Schmidt H.* Towards ultraefficient nanoscale straintronic microwave devices // *Phys. Rev. B.* 2020. V. 101. № 21. P. 214421.
40. *Yang W.G., Schmidt H.* Greatly enhanced magneto-optic detection of single nanomagnets using focused magnetoelastic excitation // *Appl. Phys. Lett.* 2020. V. 116. № 21. P. 212401.
41. *Власов В.С., Шавров В.Г., Щеглов В.И.* Возбуждение гиперзвуковых колебаний при перемагничивании нормально намагниченной ферритовой пластины // *Радиотехника и электроника.* 2014. Т. 59. № 6. С. 572–586.
42. *Котов Л.Н., Северин П.А., Власов В.С., Безносиков Д.С., Котова Е.Л., Шавров В.Г.* Магнитные и упругие колебания в кристаллах марганец-цинковой шпинели в зависимости от константы анизотропии // *ФТТ.* 2018. Т. 60. № 6. С. 1142–1146.
43. *Bychkov I.V., Kuzmin D.A., Shavrov V.G.* Hybridization of electromagnetic, spin and acoustic waves in magnetic having conical spiral ferromagnetic order // *JMMM.* 2013. V. 329. P. 142–145.
44. *Godejohann F., Scherbakov A.V., Kukhtaruk S.M., Poddubny A.N., Yaremkevich D.D., Wang M., Nadzeyka A., Yakovlev D.R., Rushforth A.W., Akimov A.V., Bayer M.* Magnon polaron formed by selectively coupled coherent magnon and phonon modes of a surface patterned ferromagnet // *Phys. Rev. B.* 2020. V. 102. № 14. P. 144438.
45. *Власов В.С., Иванов А.П., Шавров В.Г., Щеглов В.И.* Применение модели связанных осцилляторов для анализа нелинейного возбуждения гиперзвука в ферритовой пластине при ферромагнитном резонансе. Часть 1. Основные уравнения // *Радиотехника и электроника.* 2015. Т. 60. № 1. С. 79–91.
46. *Atulasimha J., Bandyopadhyay S.* Bennett clocking of nanomagnetic logic using multiferroic single-domain nanomagnets // *Appl. Phys. Lett.* 2010. V. 97. № 17. P. 173105.
47. *Biswas A.K., Bandyopadhyay S., Atulasimha J.* Acoustically assisted spin-transfer-torque switching of nanomagnets: An energy-efficient hybrid writing scheme for non-volatile memory // *Appl. Phys. Lett.* 2013. V. 103. № 23. P. 232401.
48. *Biswas A.K., Bandyopadhyay S., Atulasimha J.* An error-resilient non-volatile magneto-elastic universal logic gate with ultralow energy-delay product // *Sci. Rep.* 2014. V. 4. P. 7553.
49. *Biswas A.K., Bandyopadhyay S., Atulasimha J.* Complete magnetization reversal in a magnetostrictive nanomagnet with voltage-generated stress: A reliable energy-efficient non-volatile magneto-elastic memory // *Appl. Phys. Lett.* 2014. V. 105. № 7. P. 072408.
50. *Biswas A.K., Bandyopadhyay S., Atulasimha J.* Energy-efficient magnetoelastic non-volatile memory // *Appl. Phys. Lett.* 2014. V. 104. № 23. P. 232403.
51. *D'Souza N., Biswas A., Ahmad H., Fashami M.S., Al-Rashid M.M., Sampath V., Bhattacharya D., Abeer M.A., Atulasimha J., Bandyopadhyay S.* Energy-efficient switching of nanomagnets for computing: straintronics and other methodologies // *Nanotechnology.* 2018. V. 29. P. 442001.
52. *Chudnovsky E.M., Jaafar R.* Manipulating the Magnetization of a Nanomagnet with Surface Acoustic Waves: Spin-Rotation Mechanism // *Phys. Rev. Applied.* 2016. V. 5. № 3. P. 031002.
53. *Davis S., Borchers J.A., Maranville B.B., Adenwalla S.* Fast strain wave induced magnetization changes in long cobalt bars: Domain motion versus coherent rotation // *J. Appl. Phys.* 2015. V. 117. № 6. P. 063904.
54. *Fashami M.S., Atulasimha J., Bandyopadhyay S.* Energy dissipation and error probability in fault-tolerant binary switching // *Sci. Rep.* 2013. V. 3. P. 3204.
55. *Fashami M.S., Atulasimha J., Bandyopadhyay S.* Magnetization dynamics, throughput and energy dissipation in a universal multiferroic nanomagnetic logic gate with fan-in and fan-out // *Nanotechnology.* 2012. V. 23. № 10. P. 105201.
56. *Ahmad H., Atulasimha J., Bandyopadhyay S.* Electric field control of magnetic states in isolated and dipole-coupled FeGa nanomagnets delineated on a PMN-PT substrate // *Nanotechnology.* 2015. V. 26. № 40. P. 401001.
57. *Roe A., Bhattacharya D., Atulasimha J.* Resonant acoustic wave assisted spin-transfer-torque switching of nanomagnets // *Appl. Phys. Lett.* 2019. V. 115. P. 112405.
58. *Berk C., Yahagi Y., Dhuey S., Cabrini S., Schmidt H.* Controlling the influence of elastic eigenmodes on nanomagnet dynamics through pattern geometry // *JMMM.* 2017. V. 426. P. 239–244
59. *Janušonis J., Chang C.L., Jansma T., Gatilova A., Vlasov V.S., Lomonosov A.M., Temnov V.V., Tobey R.I.* Ultrafast magnetoelastic probing of surface acoustic transients // *Phys. Rev. B.* 2016. V. 94. № 2. 024415
60. *Lomonosov A.M., Hess P., Kumon R.E., Hamilton M.F.* Laser-generated nonlinear surface wave pulses in silicon crystals // *Phys. Rev. B.* 2004. V. 69. № 3. P. 035314.
61. *Kim J.W., Bigot J.Y.* Magnetization precession induced by picosecond acoustic pulses in a freestanding film acting as an acoustic cavity // *Phys. Rev. B.* 2017. V. 95. № 14. P. 144422.

62. Kim J.W., Vomer M., Bigot J.Y. Controlling the spins angular momentum in ferromagnets with sequences of picosecond acoustic pulses // *Sci Rep.* 2015. V. 5. P. 8511.
63. Janušonis J., Chang C.L., van Loosdrecht P.H.M., Tobey R.I. Frequency tunable surface magneto elastic waves // *Appl. Phys. Lett.* 2015. V. 106. № 18. P. 181601.
64. Thevenard L., Gourdon C., Prieur J.Y., von Bardeleben H.J., Vincent S., Becerra L., Largeau L., Duquesne J.Y. Surface-acoustic-wave-driven ferromagnetic resonance in (Ga,Mn)(As,P) epilayers // *Phys. Rev. B.* 2014. V. 90. № 9. P. 094401.
65. Salasyuk A.S., Rudkovskaya A.V., Danilov A.P., Glavin B.A., Kukhtaruk S.M., Wang M., Rushforth A.W., Nekludova P.A., Sokolov S.V., Elistratov A.A. et al. Generation of a localized microwave magnetic field by coherent phonons in a ferromagnetic nanograting // *Phys. Rev. B.* 2018. V. 97. № 6. P. 060404(R).
66. Kuszewski P., Duquesne J.Y., Becerra L., Lemaître A., Vincent S., Majrab S., Marguillan F., Gourdon C., Thevenard L. Optical probing of Rayleigh wave driven magnetoacoustic resonance // *Phys. Rev. Applied.* 2018. V. 10. № 3. P. 034036.
67. Weiler M., Dreher L., Heeg C., Huebl H., Gross R., Brandt M.S., Goennenwein S.T.B. Elastically driven ferromagnetic resonance in nickel thin films // *Phys. Rev. Lett.* 2011. V. 106. № 11. P. 117601.
68. Thevenard L., Duquesne J.Y., Peronne E., von Bardeleben H.J., Jaffres H., Ruttala S., George J.M., Lemaître A., Gourdon C. Irreversible magnetization switching using surface acoustic waves // *Phys. Rev. B.* 2013. V. 87. № 14. P. 144402.
69. Thevenard L., Camara I.S., Prieur J.Y., Rovillain P., Lemaître A., Gourdon C., Duquesne J.Y. Strong reduction of the coercivity by a surface acoustic wave in an out-of-plane magnetized epilayer // *Phys. Rev. B.* 2016. V. 93. № 14. P. 140405(R).
70. Casals B., Statuto N., Foerster M., Hernández-Mínguez A., Cichelero R., Manshausen P., Mandziak A., Aballe L., Hernández J.M., Macià F. Generation and imaging of magnetoacoustic waves over millimeter distances // *Phys. Rev. Lett.* 2020. V. 124. № 13. P. 137202.
71. Foerster M., Macià F., Statuto N., Finizio S., Hernández-Mínguez A., Lendínez S., Santos P.V., Fontcuberta J., Hernández J.M., Kläui M., Aballe L. Direct imaging of delayed magneto-dynamic modes induced by surface acoustic waves // *Nat. Commun.* 2017. V. 8. P. 407.
72. Davis S., Baruth A., Adenwalla S. Magnetization dynamics triggered by surface acoustic waves // *Appl. Phys. Lett.* 2010. V. 97. № 23. P. 232507.
73. Thevenard L., Camara I.S., Majrab S., Bernard M., Rovillain P., Lemaître A., Gourdon C., Duquesne J.Y. Precessional magnetization switching by a surface acoustic wave // *Phys. Rev. B.* 2016. V. 93. № 13. P. 134430.
74. Sander M., Herzog M., Pudell J., Bargheer M., Weinkauff N., Pedersen M., Newby G., Sellmann J., Schwarzkopf J., Besse V., Temnov V.V., Gaal P. Spatio-temporal coherent control of thermal excitations in solids // *Phys. Rev. Lett.* 2017. V. 119. № 7. P. 075901.
75. Rogers J.A., Maznev A.A., Banet M.J., Nelson K.A. Optical generation and characterization of acoustic waves in thin films: fundamentals and applications // *Annu. Rev. Mater. Sci.* 2000. V. 30. P. 117–157.
76. Tobey R.I., Siemens M.E., Murnane M.M., Kapteyn H.C. Transient grating measurement of surface acoustic waves in thin metal films with extreme ultraviolet radiation // *Appl. Phys. Lett.* 2006. V. 89. № 9. P. 091108.
77. Chang C.L., Tamming R.R., Broomhall T.J., Janusonis J., Fry P.W., Tobey R.I., Hayward T.J. Selective excitation of localized spin-wave modes by optically pumped surface acoustic waves // *Phys. Rev. Applied.* 2018. V. 10. № 3. P. 034068.
78. Chang C.L., Mieszczak S., Zelent M., Besse V., Martens U., Tamming R.R., Janusonis J., Graczyk P., Münzenberg M., Kłos J.W., Tobey R.I. Driving magnetization dynamics in an on-demand magnonic crystal via the magneto-elastic interactions // *Phys. Rev. Applied.* 2018. V. 10. № 6. P. 064051.
79. Schmidt D., Bauer R., Chung S., Novikov D., Sander M., Pudell J.E., Herzog M., Pfuetzenreuter D., Schwarzkopf J., Chernikov R., Gaal P. A new concept for temporal gating of synchrotron X-ray pulses // *J. Synchrotron Rad.* 2021. V. 28. № 2. P. 375–382.
80. Maznev A.A., Every A.G. Time-domain dynamic surface response of an anisotropic elastic solid to an impulsive line force // *Int. J. Eng. Sci.* 1997. V. 35. № 4. P. 321–327.
81. Власов В.С., Макаров П.А., Шафров В.Г., Щеглов В.И. Ориентационные характеристики возбуждения магнитоупругих волн фемтосекундным импульсом света // *Журн. радиоэлектроники.* 2017. № 6.
82. Zhang X., Bauer G.E.W., Yu T. Unidirectional Pumping of Phonons by Magnetization Dynamics // *Phys. Rev. Lett.* 2020. V. 125. № 7. P. 077203.
83. Миронов М.А. Распространение акустических волн в пьезоэлектрических метасредах с дозвуковым электрическим током // *Акуст. журн.* 2021. Т. 67. № 3. С. 265–269.
84. Квашинин Г.М., Сорокин Б.П., Бурков С.И. Возбуждение поверхностных акустических волн и волн лэмба на СВЧ в пьезоэлектрической слоистой структуре на основе алмаза // *Акуст. журн.* 2021. Т. 67. № 1. С. 45–54.
85. Васильева О.А., Руденко О.В. Модульные “солитоны”: взаимное поглощение и аннигиляция в диссипативных средах // *Акуст. журн.* 2020. Т. 66. № 3. С. 258–264.
86. Руденко О.В. Возбуждение колебаний и волн в квадратично-нелинейных системах с селективным подавлением второй гармоники // *Акуст. журн.* 2019. Т. 65. № 3. С. 298–304.
87. Hess P., Lomonosov A.M., Mayer A.P. Laser-based linear and nonlinear guided elastic waves at surfaces (2D) and wedges (1D) // *Ultrasonics.* 2014. V. 54. P. 39–55.
88. Коробов А.И., Изосимова М.Ю., Агафонов А.А., Кокшайский А.И., Жостков П.А. Упругие волны в цилиндрических металлических клиньях с разной

- геометрией // Акуст. журн. 2020. Т. 66. № 3. С. 251–257.
89. *Salikhov R., Semisalova A.S., Petruhins A., Ingason A.S., Rosen J., Wiedwald U., Farle M.* Magnetic Anisotropy in the $(\text{Cr}_{0.5}\text{Mn}_{0.5})_2\text{GaC}$ MAX Phase // *Materials Research Letters*. 2015. V. 3. № 3. P. 156–160.
90. *Salikhov R., Meshkian R., Weller D., Zingssem B., Spodig D., Lu J., Ingason A.S., Zhang H., Rosen J., Wiedwald U., Farle M.* Magnetic properties of nanolaminated $(\text{Mo}_{0.5}\text{Mn}_{0.5})_2\text{GaC}$ MAX phase // *J. Appl. Phys.* 2017. V. 121. № 16. P. 163904.
91. *Novoselova I.P., Petruhins A., Wiedwald U., Ingason Á.S., Hase T., Magnus F., Kapaklis V., Palisaitis J., Spasova M., Farle M., Rosen J., Salikhov R.* Large uniaxial magnetostriction with sign inversion at the first order phase transition in the nanolaminated Mn_2GaC MAX phase // *Sci. Rep.* 2018. V. 8. P. 2637.
92. *Novoselova I.P., Petruhins A., Wiedwald U., Weller D., Rosen J., Farle M., Salikhov R.* Long-term stability and thickness dependence of magnetism in thin $(\text{Cr}_{0.5}\text{Mn}_{0.5})_2\text{GaC}$ MAX phase films // *Materials Research Letters*. 2019. V. 7. № 4. P. 159–163.

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ ОЦЕНКА НАПРАВЛЕННОСТИ ИЗЛУЧЕНИЯ ДВИЖУЩЕГОСЯ НАДВОДНОГО СУДНА В МЕЛКОМ МОРЕ

© 2022 г. Г. М. Глебова^а, Г. А. Жбанков^а, Г. Н. Кузнецов^{б, *}

^аЮжный федеральный университет, Ростов-на-Дону, 344006 Россия

^бИнститут общей физики им. А.М. Прохорова РАН, Москва, 119991 Россия

*e-mail: skbmortex@mail.ru

Поступила в редакцию 21.07.2021 г.

После доработки 20.09.2021 г.

Принята к публикации 22.09.2021 г.

Исследуется возможность построения в дальней зоне акустической модели шумоизлучения надводного судна с использованием равномерно распределенных вдоль корпуса излучателей монополярного типа. На основе экспериментальных данных, полученных в мелком море, рассчитаны характеристики эквивалентных монополярных источников излучения, формирующих суммарное звуковое поле, аналогичное звуковому полю от движущегося надводного судна. Рассчитаны мощности каждого монополя и взаимно-корреляционные связи между ними. Для выбранных дискретных составляющих и линейной модели протяженного источника построены характеристики направленности, приведенные к свободному пространству. При экспериментах и расчетах применялись технические средства и алгоритмы, обеспечивающие высокоточное позиционирование судна относительно приемных элементов антенны. Эквивалентная модель передаточной функции волновода в районе выполнения работ была предварительно получена путем акустической калибровки волновода с применением специально разработанной аппаратуры, методики проведения экспериментов и алгоритмов обработки. Это позволило при расчете эквивалентного звукового поля и характеристик направленности использовать адекватные модели грунтов и передаточной функции волновода. Показано хорошее согласие расчетных и экспериментальных данных — как характеристик направленности, так и распределения поля вдоль проходных характеристик. Даны практические рекомендации для разработки методик измерения шумовых полей надводных судов.

Ключевые слова: мелкое море, приведенные к свободному пространству характеристики источников, направленность излучения и эквивалентная акустическая модель шумового поля движущегося судна, передаточные функции волновода, взаимное позиционирование

DOI: 10.31857/S0320791922010038

1. ВВЕДЕНИЕ

Разработка и экспериментальное исследование эффективности методов и средств оценки характеристик шумоизлучения надводных и подводных источников является одной из важных проблем прикладной акустики, которой интенсивно занимаются как в России, так и в ведущих зарубежных странах. Работы выполняются в различных направлениях и в течение многих десятилетий. Среди них можно отметить пионерские исследования методов оценки характеристик надводных и подводных объектов и гидроакустических систем различного назначения [1–3]. Из современных публикаций, посвященных исследованию шумов реальных объектов, можно выделить работы [4–6], в которых формулируются нерешенные проблемы измерений гидроакустических характеристик морских объектов, обсуждаются новые подходы и современные методы измерений,

анализируются экспериментальные данные, полученные в натуральных условиях. Отмечаются большие достижения в снижении подводных шумов реальных объектов [7, 8]. Но, наряду с традиционными работами в указанных выше направлениях, в последние годы все больше внимания уделяется исследованию характеристик и путям снижения подводного шума надводных кораблей, в том числе коммерческих судов — грузо-пассажирских, танкеров, лесовозов и т.д. Исследователи обращают внимание на быстрый рост “акустической загрязненности” не только в шельфовой зоне, но и на материковых склонах и в абиссальных зонах. Причина — ежегодное увеличение количества и средней скорости движения судов, их общего и локального тоннажа. В связи с этим ставится и решается задача снижения их шумности, а для этого необходимо выполнять достоверные

измерения шумов, приведенных к свободному пространству [4, 5, 9–13].

В ряде работ изучаются шумы надводных судов — как с точки зрения их изменчивости в зависимости от типа двигательного-движительного комплекса или режима движения, так и их воздействия на экологическую обстановку в морских акваториях, например, в зоне обитания серых китов [13]. В последние годы также заметно возросли требования к экологическим нормам, предъявляемым к условиям работы и проживания личного состава, экипажей и пассажиров надводных судов различного типа, в частности, грузо-пассажирских судов и танкеров. В связи с этим, выполняются исследования зависимости уровней излучения от тоннажа, скорости движения и типа двигателей. При этом, как правило, анализируется изменчивость уровней шумов при проходе судна мимо приемных элементов. Это позволяет оценить их зависимость от аспекта излучения, в частности излучения в корму, в нос или в траверсных направлениях [4, 5, 14]. В результате установлено, что уровни излучения в зону вблизи кормы на средних и пониженных частотах существенно превышают уровни излучения в носовых аспектах.

Важно также отметить, что, помимо анализа характеристик звуковых полей, решаются задачи оценки мощности источников излучения. В [14, 15] получены экспериментальные результаты и выполнен пересчет в точку излучения в предположении, что в зоне корпуса судна имеется один консолидированный источник монополюсного типа. В [6, 16, 17] произведено теоретическое исследование модели шумоизлучения в предположении, что излучает равномерно распределенная вдоль корпуса судна группа элементарных источников (монополей). Аналогичные теоретические и, что более интересно, экспериментальные исследования по аттестации излучателей выполнены в работах [19, 20], но с точечными буксируемыми монополями.

В данной работе оцениваются свойства источников шумоизлучения в постановке, близкой к [19, 20], но на основании экспериментально зарегистрированных сигналов от движущегося в морском волноводе среднетоннажного судна. Кроме того, в отличие от [19, 20], где применяется модель с одним источником, для реального судна используется модель протяженного источника в виде суперпозиции элементарных источников.

Таким образом, в статье рассматривается задача построения модели и оценки параметров эквивалентных источников, суперпозиция которых должна создавать в дальней зоне волновода поле звуковых давлений (ЗД), аналогичное по направленности и уровням излучения реальному шумовому полю надводного судна. Для этой цели разработана и прошла экспериментальную проверку

технология последовательного решения целого комплекса прямых и обратных задач, в частности, включающих: оценку геометрии пространственно развитой антенны и позиционирование во времени движущегося судна относительно каждого приемного элемента антенны; акустическую калибровку района проведения экспериментов и построение модели передаточной функции волновода (ПФВ) с учетом реальных характеристик грунта; построение на выделенных частотах характеристик направленности излучения, пересчитанных к свободному пространству; проверку адекватности построенных моделей (экзамен) путем сравнения экспериментальных и расчетных проходных характеристик — зависимостей ЗД вдоль траекторий движения источника.

2. ИСХОДНЫЕ ТРЕБОВАНИЯ К УСЛОВИЯМ ПРОВЕДЕНИЯ ЭКСПЕРИМЕНТОВ

По нашему мнению, перечисленные выше задачи должны решаться в два этапа. На первом этапе необходимо: в зоне расположения приемной антенны с высокой точностью регистрировать вдоль траектории движения судна звуковые давления, выделять на фоне помех слабый сигнал от судна с минимально возможной погрешностью; пересчитывать измеренные в точках приема величины ЗД в абсолютные значения с учетом абсолютной чувствительности сквозного приемного тракта.

На втором этапе требуется: произвести непрерывное и высокоточное позиционирование судна относительно каждой точки приема; разработать адекватную модель ПФВ, построенную на основе акустической калибровки района работ; пересчитать абсолютные значения ЗД, измеренные в каждой точке приема, в точку излучения.

Проблема усложняется тем, что в общем случае судно — протяженный источник с некоторым распределением вдоль корпуса выбранного множества локальных излучателей. Отсюда следует необходимость построения и использования акустической модели судна как многопараметрического излучателя.

На низких частотах ($f < 30\text{--}70$ Гц) в отдельных случаях рекомендуется размещать в районе кормы (гребного винта) мультиполюсный источник с эквивалентными параметрами монополя, диполей и квадруполей [11, 19–22]. В таком варианте координаты источника на корпусе судна предполагаются известными и измеренные ЗД необходимо пересчитывать в эту точку. Но на средних и высоких частотах из-за произвольного распределения источников вибраций вдоль корпуса выделить ограниченную в пространстве излучающую зону затруднительно. В таких условиях рекомендуется [11, 12, 16, 17] заменять реальные распреде-

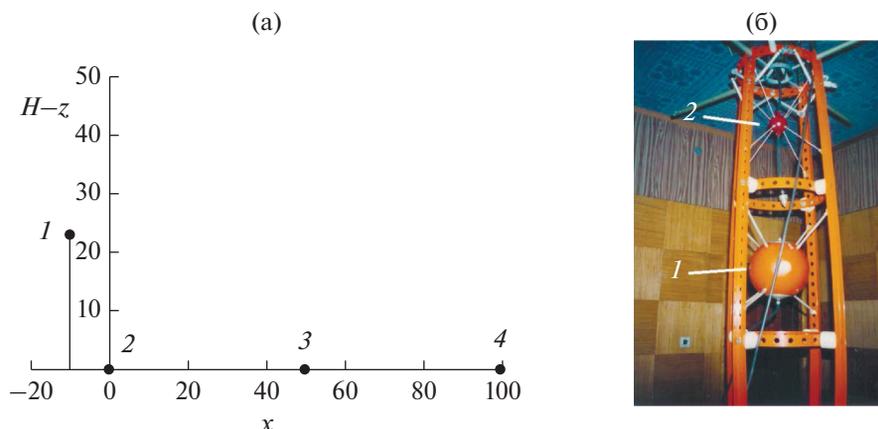


Рис. 1. (а) – Конструктивная геометрия приемной системы в вертикальной плоскости и (б) – фотография модуля приемной системы.

ленные вдоль корпуса источники группой разнесенных в пространстве эквивалентных точечных излучателей – эквивалентных в том смысле, что их совокупность должна создавать в дальней зоне звуковое поле, идентичное полю реального протяженного источника – по характеристикам направленности и уровням излучения.

Ниже предпринимается попытка экспериментально решить в указанной постановке эту задачу с тем лишь упрощающим отличием, что источник был достаточно шумным, а приемная система – хоть и прошла абсолютную калибровку, но не была сертифицирована. По этой причине пересчитанные в точку излучения значения ЗД приведены в относительных единицах. На средних частотах для оценки мощности излучаемых судном сигналов принята модель, в которой реальный объект заменяется суперпозицией равномерно-распределенных вдоль корпуса точечных монополей. Заметим, что ранее такая задача, но в модельной (компьютерной) постановке рассматривалась в [16, 17, 23–26].

На основании выполненных измерений необходимо произвести пересчет измеряемых приемниками антенны величин ЗД в вероятные точки излучения и определить не только комплексные амплитуды монополярных излучателей, но и их ковариационную матрицу. Далее для всех локальных источников с использованием вычисленных членов ковариационной матрицы [25, 26] на типовых частотах – сигнатурах, выделяющихся в измеренных спектрах шумов судна, рассчитываются для свободного пространства характеристики направленности. В спектрах, например, в момент движения судна в районе траверса, следует выделять наиболее интенсивные фурье-составляющие и на выделенных частотах решать задачу оценки приведенной шумности [6, 9–12, 14–20].

3. УСЛОВИЯ ПРОВЕДЕНИЯ ЭКСПЕРИМЕНТОВ И ПРЕДВАРИТЕЛЬНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ ОБРАБОТКИ ДАННЫХ

3.1. Приемная система

Экспериментальные исследования проводились в плоско-слоистом волноводе глубиной 53 м с использованием приемной антенны, состоящей из четырех разнесенных в пространстве модулей. Конструктивное расположение приемных модулей в вертикальной плоскости и номера приемных элементов представлены на рис. 1а: три модуля располагались на донном горизонтальном участке, один модуль был приподнят вертикально на 20 м от дна. На вертикальной (z) и горизонтальной (x) осях обозначены разнесения приемников в метрах. На рис. 1б приведена фотография одного из модулей антенны. Геометрическое расположение приемных элементов антенны и оценка изменяющегося расстояния от приемников до эквивалентных излучателей (до судна) были определены по акустическим сигналам путем обработки высокочастотных импульсных сигналов по методике, представленной в [26, 27].

В состав каждого модуля входили элементы, обеспечивающие прием сигналов в двух частотных диапазонах (1) 20–1200 и (2) 1000–10000 Гц. Зарегистрированные приемными модулями сигналы передавались в цифровом виде по кабелю на борт приемного судна и далее вводились в компьютер.

3.2. Взаимное позиционирование

Для решения задачи взаимного позиционирования приемных модулей и движущегося судна использовались опущенные с борта судна и буксируемые на кабель-тросе малогабаритный высокочастотный излучатель (пингер) с рабочим диапазоном 2–5 кГц и расположенный в обтекателе

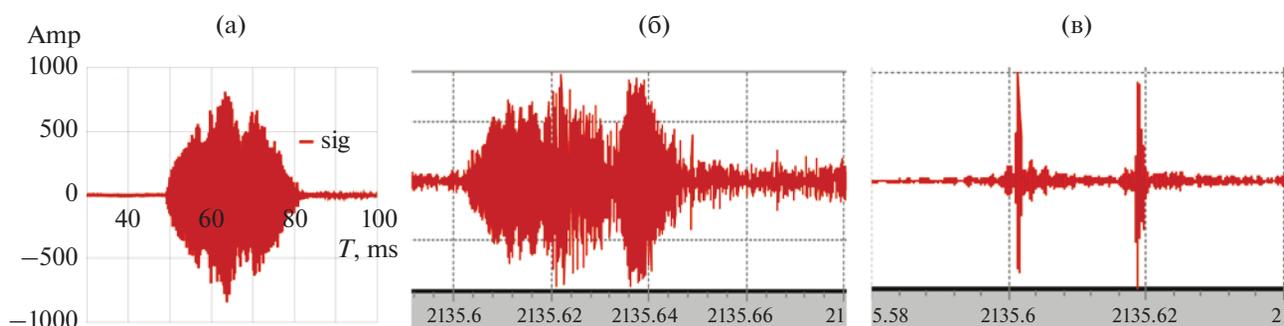


Рис. 2. (а) – Излучаемый пингером высокочастотный импульс на контрольном гидрофоне, (б) – сигнал на приемном элементе антенны и (в) – его корреляционная функция с “образом”.

на расстоянии 1 м от излучателя контрольный гидрофон. Глубина буксировки пингера (13 м) регистрировалась датчиком глубины, расположенным рядом с излучателем. Пингер излучал ЛЧМ-импульсы длительностью 0.03 с со средней частотой ~ 3000 Гц (рис. 2а), период излучения импульсов $\tau = 5$ с. Скорость движения и координаты судна измерялись непрерывно с использованием GPS. На рис. 2б изображена осциллограмма сигнала на входе приемного элемента антенны при проведении эксперимента, а на рис. 2в – его корреляционная функция с “образом”.

На борту приемного и излучающего судов были установлены приемники GPS, что позволило в системе единого времени определять времена излучения (T_0) и приема импульсного сигнала (t_i). Запуск пингера производился от импульса GPS, а в сигналах, поступающих от приемной системы, непрерывно в каждом блоке записываемой информации фиксируется время UTC. Расстояние, которое проходит i -й излученный импульс при распространении по прямому лучу, равно $r_i = [t_i - T_0 - (i - 1)\tau]C_w$. Время распространения сигналов от каждой точки излучения рассчитывалось по корреляционной функции принятых сигналов и “образа” импульса (рис. 2в). Два максимума на рис. 2в соответствуют временам прихода импульса по прямому и отраженному от свободной поверхности лучу. Расстояние, пройденное судном за промежуток времени между излучением i -го и j -го импульса, определяется с использованием скорости судна (V) и периода излучения импульсов (τ): $d_{ij} = (j - i)V\tau$. По известным сторонам треугольника с вершинами в точках излучения i и j и точках, в которых находятся приемные элементы, выполняются предварительные оценки координат приемных элементов

$$x_m^{ij} = r_i \cos \alpha_m^{ij} + V\tau(i - 1), \quad y_m^{ij} = r_i \sin \alpha_m^{ij},$$

$$m = 1, \dots, M,$$

$$\cos \alpha_m^{ij} = (r_j^2 - r_i^2 - d_{ij}^2) / 2r_j d_{ij}.$$

Координаты x_m^{ij} и y_m^{ij} далее уточняются путем осреднения при переборе данных по всевозможным треугольникам с вершинами в точках i и j . Подробнее алгоритм взаимного позиционирования и оценки точности координат по этому алгоритму, а также примеры обработки экспериментальных данных, в том числе с учетом вертикального распределения скорости звука, представлены в [26, 27].

При движении исследуемого судна со скоростью 2–3 м/с на разных расстояниях и с различной относительно приемной системы ориентацией (правым и левым бортом) были рассчитаны изменяющиеся во времени координаты приемных модулей и судна. При этом учитывались расстояния между пингером и антенной GPS, установленной на судне-буксировщике излучателя, а также приемной антенной и устройством GPS, установленным на борту приемного судна. Аппроксимирующие прямые – примеры траекторий движения судна относительно приемной системы – представлены на рис. 3.

3.3. Характеристики грунта

Для построения акустической модели передаточной функции в районе установки антенны была предварительно выполнена акустическая калибровка волновода, которая позволила рассчитать параметры модели грунта и оценить ее адекватность с использованием специальной методики [19, 28]. Экспериментальные исследования проводились в этом же районе мелководной шельфовой зоны с глубиной 53 м и сравнительно ровным в зоне движения судна плоскопараллельным дном. Скорость звука в водном слое по данным прямых измерений вертикального распределения температуры воды изменялась по глубине незначительно и равнялась 1473 м/с. Разработанная для диапазона частот 20–300 Гц единая адекватная акустическая модель дна характеризуется следующими параметрами [19, 28]: количество жидких слоев грунта, лежащих на упругом полупростран-

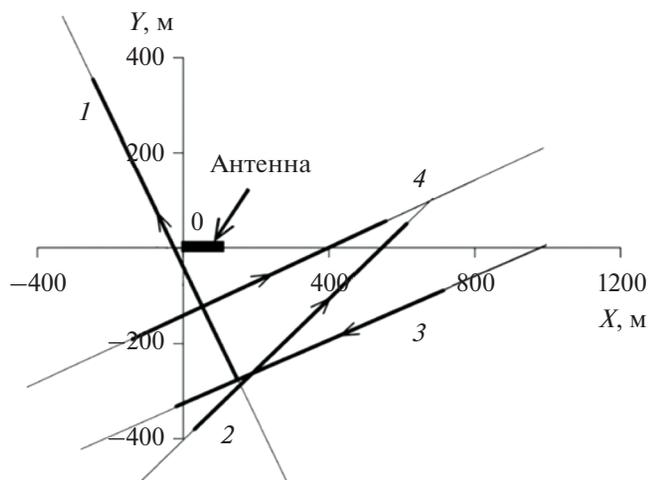


Рис. 3. Графическое представление в горизонтальной плоскости взаимного расположения приемной системы и движущегося судна для четырех прямолинейных галсов. На галсах стрелками указаны направления движения судна.

стве, равно единице, толщина, плотность, скорость звука и коэффициент поглощения звука в слое равны 30 м, 2000 кг/м³, 1710 м/с, 0.01, соответственно. Для полупространства плотность, скорость продольных колебаний и коэффициент поглощения звука имеют следующие значения 2410 кг/м³, 2890 м/с и 0.015. Скорость распространения и коэффициент поглощения поперечных волн в полупространстве равны 1446 м/с и 0.02, соответственно. Было показано, что дополнительное усложнение модели грунта, в частности, увеличение числа жидких слоев грунта практически не увеличивает точность описания экспериментальных проходных характеристик точечного излучателя, но существенно усложняет расчеты полей.

4. МОДЕЛЬ ИЗЛУЧАЮЩЕГО ОБЪЕКТА

Принято, что элементарные эквивалентные источники с комплексными амплитудами a_j расположены вдоль корпуса судна (оси излучателя) с шагом $\lambda/2$, где λ — длина звуковой волны для выбранной частоты. Число эквивалентных источников задается $Q = 2L/\lambda$, где L — размер излучающего объекта по горизонтали.

Будем считать, что реальные и мнимые части комплексных амплитуд каждого из элементарных источников a_j имеют нормальное распределение плотности вероятности, среднее значение равно нулю, а дисперсия соответствует мощности элементарных источников. В рамках такой модели матрица ковариаций элементарных источников с комплексными амплитудами a_j полностью характеризует излучающий объект [20, 25, 26]:

$$A_{jq} = \langle a_j a_q^* \rangle \quad (j, q = 1, \dots, Q). \quad (1)$$

Здесь скобки $\langle \dots \rangle$ обозначают математическое ожидание. Диагональные элементы матрицы A_{qq} соответствуют мощностям элементарных источников. Поскольку положение каждого элементарного источника привязано к определенной точке на корпусе судна, то можно определить распределение интенсивности источников шума непосредственно вдоль корпуса. Недиagonальные элементы матрицы A_{jq} ($j \neq q$) характеризуют комплексные взаимно-корреляционные связи между элементарными источниками — взаимные мощности $|A_{jq}|$ и относительные сдвиги фаз $\xi_{nq} = \arctan[\text{Im}(A_{nq})/\text{Re}(A_{nq})]$. Число действительных параметров A_{jq} , однозначно определяющих модель излучателя, равно Q^2 .

В данной работе последовательно исследуется распределение мощности источников вдоль корпуса судна и характеристики направленности $D(\theta)$, а точнее, угловые распределения мощности излучения суммарного протяженного источника звука в дальней зоне свободного пространства

$$D(\theta) = \sum_{nq} \varphi_n^*(\theta) A_{nq} \varphi_q(\theta),$$

здесь $\varphi_q(\theta) = \exp(jkr_q) \cos(\theta)$, r_q — координаты q -го монополюсного источника на оси судна, угол θ отсчитывается от оси протяженного источника ($r \gg L$).

5. АЛГОРИТМ ОЦЕНКИ ХАРАКТЕРИСТИК ИЗЛУЧЕНИЯ РЕАЛЬНЫМ ИСТОЧНИКОМ ЗВУКА

Для диагностики протяженного источника звука, модель которого задана в виде элементарных источников, распределенных вдоль корпуса судна, достаточно определить элементы матрицы ковариаций A_{jq} (1). При движении источника предполагается, что за отрезок времени, на котором выполняется узкополосная фильтрация и оценки параметров источников, поле квазистационарное. Основная информация, которая доступна наблюдателю при проведении экспериментальных работ и на которой базируется дальнейшее построение алгоритма для решения обратной задачи, содержится в сигналах $x_m(k)$, измеряемых приемными элементами антенны

$$x_m(k) = \sum_{j=1}^Q a_j \varphi_{jm}(k) + n_m(k), \quad j = 1, \dots, Q, \\ m = 1, \dots, M, \quad k = 1, \dots, K.$$

Здесь k — номер временного отрезка реализации, на котором выполняется узкополосная фильтрация, M — число приемных элементов в антенне,

a_j – комплексные амплитуды элементарных источников, $\Phi_{jm}(k)$ – значения функции Грина для каждой пары: j -й источник – m -й приемник, $n_m(k)$ – комплексная величина аддитивной помехи на m -м приемном элементе. Реальная и мнимая части помехи – случайные величины, распределенные по нормальному закону (n) со средним значением, равным нулю, и дисперсией, равной мощности шума N .

При разработке алгоритма для решения обратной задачи учитывалось следующее. Во-первых, отсутствует и не используется какая-либо априорная информация относительно вида ковариационной матрицы источника A_{jq} . Во-вторых, минимальная дистанция между приемной антенной и источником меньше границы дальней зоны источника и антенны во всем диапазоне частот. Как следствие, при нахождении источника в определенной точке на траектории движения функция Грина зависит от относительных координат излучающего судна и различается для каждой пары приемников и элементарных источников. Принимая во внимание очевидную связь между матрицей ковариаций регистрируемых антенной сигналов Φ и матрицей ковариаций источника A , получаем систему уравнений для оценки элементов матрицы ковариаций A_{jq} :

$$\Phi(k) = B^*(k)AB(k) + N(k), \quad (2)$$

где через B обозначена матрица с элементами $B = [\Phi_{jm}]$. Поскольку Φ – эрмитова матрица ($\Phi_{lm}(k) = \Phi_{ml}^*(k)$), то в каждой k -й временной приемной точке систему уравнений (2) можно записать в виде M^2 действительных уравнений, что в общем случае позволяет найти M^2 неизвестных параметров. При движении источника для упрощения решения систему уравнений (2) можно записать по K интервалам наблюдений (некогерентное накопление по пространству) и тогда размерность системы уравнений при использовании только диагональных элементов матрицы Φ_{mm} равна MK .

Система уравнений (2) является статистически переопределенной и решается методом наименьших квадратов для каждой спектральной составляющей комплексного спектра, полученного после Фурье-преобразования входных сигналов, $A = (B^*B)^{-1}\Phi$. Матрица помех $N(k)$, входящая в систему уравнений (2), может быть измерена экспериментально до выполнения измерений или включена в число неизвестных – искомым параметром. В последнем случае должна быть известной структура матрицы помех, а в число неизвестных включаются параметры этой матрицы. Для изотропного поля помех, например, шумов

моря, матрица единичная, и помеха полностью определяется неизвестной мощностью.

Таким образом, для экспериментальной реализации предложенной технологии обработки экспериментальных данных, на основе которой формируется алгоритм (2), необходимо выполнить определенные условия и технические требования:

- взаимное геометрическое расположение элементов приемной антенны и элементов движущегося многопараметрического источника непрерывно измеряется и известно в каждый момент времени;

- гидрофизические характеристики волновода известны и имеется адекватная модель ПФВ, построенная по результатам акустической калибровки;

- геометрия антенны и относительные амплитудно-фазовые характеристики всех приемных каналов антенны известны;

- ковариационная матрица помех в данном частном случае не учитывается ввиду большого отношения сигнал/помеха на входе приемных каналов;

- скорость движения источника достаточно мала, чтобы можно было пренебречь эффектом Доплера, вызывающим трансформацию спектральной плотности мощности внутри узких частотных полос для длинных реализаций сигналов.

Покажем, что использование перечисленных выше исходных данных позволяет решить обратную задачу и оценить характеристики эквивалентных источников, в сумме замещающих звуковое поле, излучаемое судном¹.

6. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ ОЦЕНКА ХАРАКТЕРИСТИК НАПРАВЛЕННОСТИ ПОЛЯ, ИЗЛУЧАЕМОГО НАДВОДНЫМ СУДНОМ

6.1. Размещение звуковых источников вдоль корпуса судна

Исследование характеристик излучения надводным судном выполнено при движении с одинаковой скоростью источника по четырем галсам, геометрическое положение которых относительно приемной антенны представлено на рис. 3. Направления движения источника на рис. 3 обозначены стрелками, а временные отрезки, на которых выполнялась обработка сигналов, соответствуют участкам галсов, выделенных жирной линией.

При анализе спектров с полосой $\Delta f = 3$ Гц сигналов от движущегося источника на некоторых частотах, например, 70 и 85 Гц (рис. 4) обнаруже-

¹ Вопрос о путях решения поставленной задачи для малозвучных источников требует специального дополнительного рассмотрения.

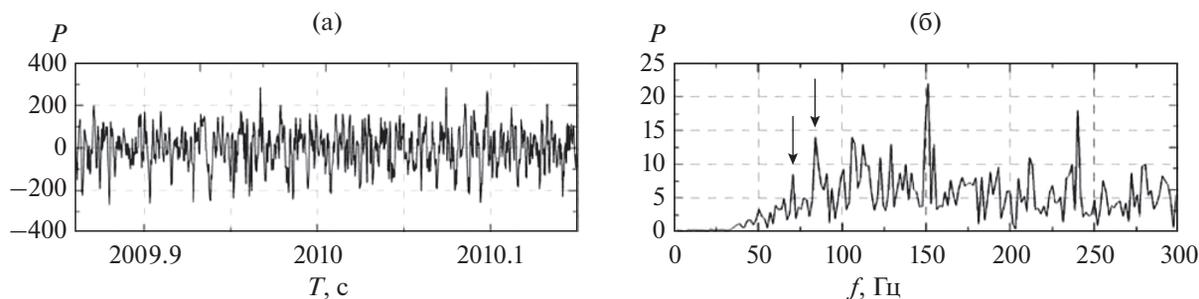


Рис. 4. (а) – Временная реализация сигнала и (б) – спектр сигнала в среднечастотном диапазоне.

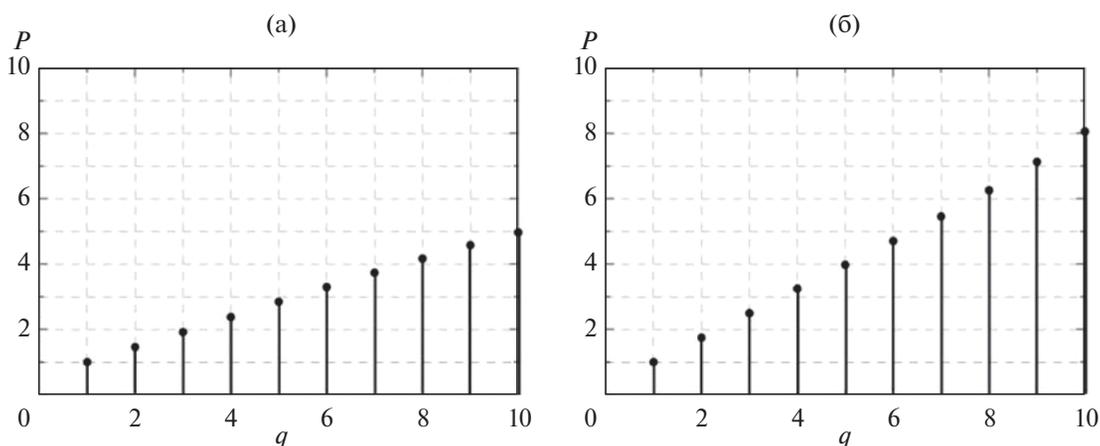


Рис. 5. Распределения мощности излучения по корпусу судна на частотах (а) 70 и (б) 85 Гц.

ны дискретные составляющие (показаны стрелками). На этих частотах наблюдается достаточно устойчивое превышение сигнала при движении источника по всем галсам. Наблюдаются дискреты и на других – более высоких частотах (150 и 240 Гц), но их пространственные интерференционные поля более изрезанные и проявились не на всех участках галсов. Поэтому далее в обработку приняты сигналы на частотах 70 и 85 Гц. Узкополосная фильтрация выполнялась на сравнительно малых временных отрезках длиной 0.3 с, для которых геометрическое расположение источника и приемника можно полагать стационарным.

Для данного судна, длина которого составляла около 80 м, модель источника задавалась в виде 10 monopольных источников, распределенных эквидистантно через $d = 8$ м ($d < \lambda/2$). Первый и последний излучатели располагались на расстояниях 5 м от носа и кормы, соответственно. Эффективная глубина излучения судном полагалась равной 6 м (это соответствует заглублению оси гребного винта). На рис. 5 приведены результаты оценки значений диагональных элементов матрицы ковариаций A_{qq} в зависимости от номера элементарного источника q . Данная зависимость соответствует распределению мощности элементарных

источников вдоль корпуса судна ($q = 1$ соответствует источнику, находящемуся в носовой части корпуса, $q = 10$ – кормовому источнику). При расчетах выполнены осреднение оценок мощности по всем четырем галсам и нормировка полученных значений на мощность, соответствующую первому элементарному источнику, расположенному в носовой части корпуса судна.

6.2. Оценка характеристик направленности излучаемого поля

Рассмотрим далее пересчитанные для свободного пространства характеристики направленности в полярной и декартовой системе координат. На рис. 6 представлены результаты, рассчитанные по одному галсу и отдельно для каждого модуля, при этом система уравнений (2) решается с использованием 400 независимых уравнений. При скорости движения судна около 2 м/с длина траектории примерно равна 800 м. При использовании всех четырех приемных элементов антенны на одном галсе статистически переопределенная система (2) состоит из 1600 уравнений. Полученные для этого случая усредненные результаты при движении по различным галсам представле-

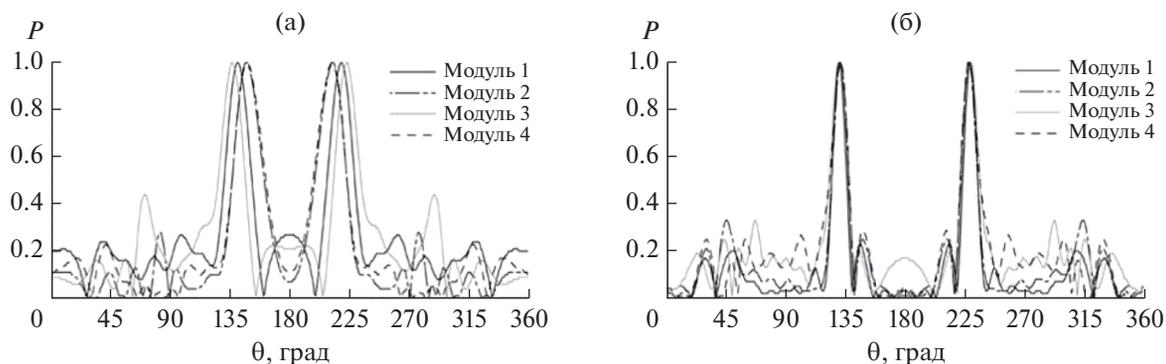


Рис. 6. Характеристики направленности надводного судна, рассчитанные при одновременном измерении сигнала на различных модулях и при движении источника по одному галсу, частоты (а) 70 и (б) 85 Гц.

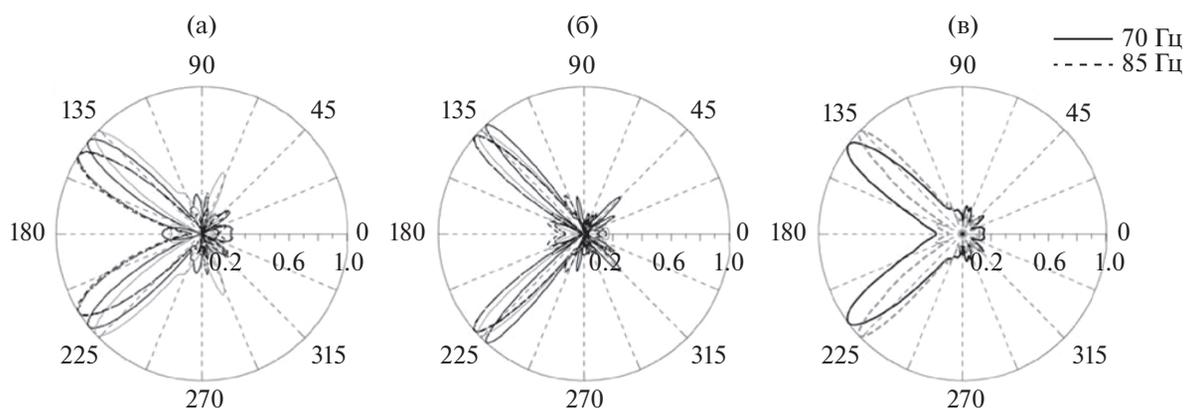


Рис. 7. Характеристики направленности надводного судна, рассчитанные на частотах (а) 70, (б) 85 Гц и (в) при измерении сигнала по всем модулям и на различных галсах. Характеристики направленности рассчитаны при измерении и усреднении сигналов по всем модулям и всем галсам, в том числе, по сигналам, зарегистрированным с левого и правого борта (частоты 70 и 85 Гц). Ноль градусов соответствует направлению излучения “в нос”, а 180° — “в корму”.

ны на рис. 7а, 7б. На рис. 7в представлены результаты при использовании всех модулей и всех галсов. Система содержит 6400 ($4 \times 4 \times 400$) уравнений, которые получены по 4 галсам, 4 приемным элементам и 400 временным отрезкам при движении источника по каждой из траекторий.

Из результатов расчетов следует, что разброс характеристик направленности по разным модулям, но на одном галсе (см. рис. 6, 7) меньше, чем при расчетах характеристик направленности с использованием нескольких галсов, выполненных в различных направлениях. Наиболее вероятная причина — не идентичность реальных передаточных функций, изменяющих свойства сигнала на различных участках района измерений, или неточность оценки расстояний от источника (судна) до приемных модулей.

Из представленных результатов видно также, что мощность распределенных вдоль корпуса эквивалентных источников возрастает при приближении к корме, что представляется естественным

в связи с режимом обтекания гребного винта неоднородным потоком, характерным для надводных судов. Вибрации оболочки корпуса при удалении от зоны источника (кормы) ослабевают. Двухфазная пелена, стелящаяся вдоль двух бортов, поглощает сигналы, распространяющиеся вдоль корпуса от гребного винта в носовых аспектах. Пузырьковый кильватерный след экранирует кормовую оконечность судна с гребным винтом и поглощает сигналы, распространяющиеся строго в кормовом направлении.

Можно также заметить, что с повышением частоты ширина характеристики направленности уменьшается (см. рис. 6, 7), что является характерным для любой антенны, в частности, протяженной оболочки корпуса судна, возбуждаемой мощными источниками гидродинамических пульсаций и вибраций, расположенными в зоне кормы. Значимость корпуса, как источника направленного шумоизлучения, можно объяснить заметным увеличением апертуры и сопротивления излучения корпусом по сравнению с анало-

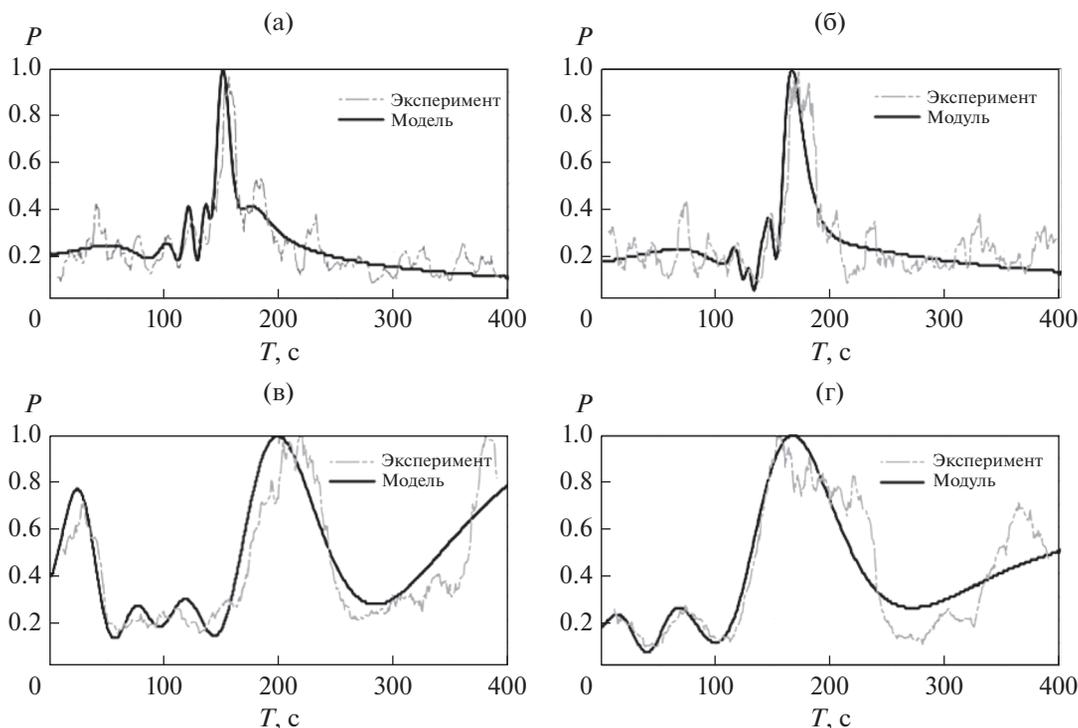


Рис. 8. Экспериментально измеренные и теоретически рассчитанные характеристики прохода при движении источника: (а) галс 1-й, модуль 1, частота 70 Гц; (б) галс 1-й, модуль 1, частота 85 Гц; (в) галс 3-й, модуль 2, частота 85 Гц; (г) галс 3-й, модуль 3, частота 85 Гц.

гичными характеристиками излучающей зоны, примыкающей к корме.

Сравнение характеристик направленности, рассчитанных на основе проходных характеристик с использованием ПФВ и линейной модели антенны с дискретными излучателями, показывает их хорошее согласие с известными экспериментальными данными. Например, в [6, 9–12] приведены данные об увеличении шума, излучаемого на низких частотах в корму, на 20 дБ и более. Увеличение собственного шумового поля корабля в кормовых аспектах отмечается и в [2]. В частности, в [2] автор отмечает: “собственные шумы практически ... не зависели от пеленга в носовых углах, но резко возрастали, когда приемная антенна поворачивалась в направлении кормы”. Приведенные в настоящей статье характеристики направленности хорошо согласуются и с результатами, представленными в [9, 12–15], согласно которым для различных типов коммерческих судов наблюдается заметное уменьшение уровня шумоизлучения в носовых аспектах и непосредственно в направлении кормы, но обнаружено резкое увеличение звуковых сигналов в направлениях, примыкающих к кормовым аспектам (аналогично рис. 6 и 7).

Представленные выше ссылки обосновывают “качественное” согласие полученных нами экспериментальных данных и известных экспери-

ментальных результатов. Для получения “количественного” согласия необходимо выполнить дополнительную обработку. А именно, сравнить вдоль траектории движения реальную экспериментальную характеристику прохода судна с расчетной, полученной с использованием разработанной модели ковариационной матрицы, характеризующей источника шумоизлучения, и известной передаточной функции в волноводе для изменяющихся во времени и контролируемых расстояний. Результаты сравнения представлены на рис. 8. На рисунке видно, что для двух частот местоположение главных максимумов и ширина зон с повышенными уровнями ЗД – рассчитанные и измеренные – практически совпадают. При этом совпадение наблюдается на всех четырех модулях и на всех галсах.

Выполненное сравнение характеристик прохода, измеренных экспериментально и восстановленных с использованием найденных оценок взаимно ковариационной матрицы, позволяет судить о точности решения обратной задачи, включающей оценку параметров источников, оценку текущих значений расстояний до каждого приемного модуля и использование передаточной функции волновода, построенной в результате акустической калибровки района установки.

7. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Решена задача построения модели направленного шумоизлучения надводным судном в виде линейной суперпозиции эквивалентных источников, которые совместно должны создавать в дальней зоне волновода звуковое поле, аналогичное по направленности и кривым прохода реальному звуковому полю от надводного судна, движущегося по прямолинейным галсам. Для этой цели разработана и прошла экспериментальную проверку многоэтапная технология решения последовательности обратных задач:

- оценка геометрии антенны после морской постановки и непрерывное измерение расстояний от движущегося надводного судна до каждого приемника антенны;

- акустическая калибровка (идентификация) модели грунта и построение адекватной передаточной функции волновода;

- оценка ковариационной матрицы сигнала для построения многопараметрической модели протяженного излучателя;

- расчет характеристик направленности шумового поля, приведенных к свободному пространству;

- сравнение экспериментально измеренных характеристик прохода с рассчитанными с использованием эквивалентной модели шумового поля надводного судна и передаточной функции волновода с учетом непрерывно измеряемых расстояний от источника до каждого из приемников.

В результате получены распределения вдоль корпуса судна мощности локальных источников и их взаимно-ковариационные связи, а также приведенные к свободному пространству оценки характеристик направленности излучения. Установлено, что оценки имеют малые дисперсии и устойчивы (повторяются) на различных галсах и на сигналах от различных приемных элементов. На этой основе разработанная технология рекомендуется для использования при создании методики оценки приведенной шумности и расчета характеристик направленности в дальней зоне движущихся реальных источников в мелком море. Следует, однако, отметить, что при использовании модели с линейным расположением излучателей монопольного типа характеристика направленности эквивалентного протяженного источника обладает цилиндрической симметрией, что в общем случае не в полной мере соответствует характеристикам направленности реальных объектов, даже на самых низких частотах [2, 3, 5]. Очевидно, что для учета асимметрии поля в горизонтальной и вертикальной плоскостях необходимо усложнять модель шумоизлучения и учитывать в качестве дополнительных источников диполи и квадрупольные [20–24]. Или, как другой вариант, необходимо задавать объемное распре-

деление монопольных источников. Отсюда следует, что модель источника и алгоритм обработки необходимо дорабатывать. Тем не менее, в первом приближении, как показали эксперименты, разработанную в статье технологию можно использовать для построения модели реального протяженного источника, поскольку она учитывает практически все необходимые для решения задачи функции влияния.

Работа выполнена при финансовой поддержке программы “Акустика мелкого моря, нелинейная акустическая диагностика, нелинейная динамика волн” (номер гос. регистрации АААА-А18-118021390174-1), Российского фонда фундаментальных исследований (проект № 19-08-00941) и Министерства науки и высшего образования РФ в рамках государственного задания в сфере научной деятельности № 0852-2020-0015.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Horton J.W.* Fundamentals of Sonar. Annapolis, Maryland: US Naval Inst., 1959. 387 p.
2. *Urick R.J.* Principles of Underwater Sound. McGraw-Hill, 1975. 384 p.
3. *Корякин Ю.А., Смирнов С.А., Яковлев Г.В.* Корабельная гидроакустическая техника: состояние и актуальные проблемы. СПб.: Наука, 2004. 410 с.
4. *Красовский П.А., Цыганков С.Г., Теверовский Г.В.* Проблема измерения гидроакустических характеристик морских объектов // Новый оборонный заказ. 2010. № 3(10).
5. *Теверовский В.И., Цыганков С.Г.* Новые подходы и современные методы в измерениях гидроакустических морских объектов // Альманах современной метрологии. 2014. № 1. С. 102–118.
6. *Суворов А.С., Артельный В.В., Артельный П.В., Вьюшкина И.А., Коротин П.И., Шлемов Ю.Ф.* Верификация численной модели в задаче исследования характеристик направленности звукового излучения неоднородных оболочек // Акуст. журн. 2018. Т. 64. № 2. С. 266–272.
7. *Cote O.R., Jr.* The Third Battle: Innovation in the U.S. Navy’s Silent Cold War Struggle With Soviet Submarines / Naval War College Newport Papers. MIT Security Studies Program, 2003. <http://www.usnwc.edu/Publications/Naval-War-College-Press/Newport-Papers/Documents/16-pdf.aspx>
8. *Пархоменко В.Н., Пархоменко В.В.* Снижение шумности отечественных атомных подводных лодок в период с 1965 по 1995 г. // Фундаментальная и прикладная гидрофизика. 2012. Т. 5. № 2. С. 52–58.
9. *Калью В.А., Таровик В.И., Чижев В.Ю.* Уменьшение подводной шумности коммерческих судов – актуальная задача судовой акустики / Сборник трудов XXIV сессии РАО. Саратов, 2011. Т. 2. С. 218–222.
10. *Быков А.С., Законов Ю.И., Майзель А.Б., Коротин П.И., Матвеев А.Л., Салин Б.М., Турчин В.И.* Перспективный подход к решению проблемы контроля параметров акустических полей кораблей в период

- эксплуатации / Метрология гидроакустических измерений. Менделеево: ВНИИФТРИ, 2013. Т. 1. С. 55–57.
11. Кузнецов Г.Н. Проблемы оценки приведенной шумности движущихся объектов в мелком море / Метрология гидроакустических измерений. Менделеево: ВНИИФТРИ, 2013. Т. 1. С. 57–74.
 12. Бармак А.С., Коротин П.И., Салин Б.М., Салин М.Б. Восстановление временной зависимости и параметров сигнала широкополосных протяженных акустических источников в дальней зоне. Часть 2: Восстановление диаграммы направленности движущегося источника // Акуст. журн. 2015. Т. 61. № 1. С. 123–132.
 13. Рутенко А.Н., Гриценко В.А., Ковзель Д.Г., Манульчев Д.С., Фершалов М.Ю. Методика оценки параметров измеренных на Сахалинском шельфе акустических импульсов для многофакторного анализа их влияния на серых китов // Акуст. журн. 2019. Т. 65. № 5. С. 662–674.
 14. McKenna M.F., Ross D., Wiggins S.M., Hildebrand J.A. Underwater radiated noise from modern commercial ships // J. Acoust. Soc. Am. 2012. V. 131. № 1. P. 92–103.
 15. Arveson P.T., Vendittis D.J. Radiated noise characteristics of a modern cargo ship // J. Acoust. Soc. Am. 2000. V. 107. P. 118–129.
 16. Вдовичева Н.К., Турчин В.И., Фикс И.Ш. Реконструкция диаграммы направленности протяженного источника шума по его ближнему полю // Акуст. журн. 1999. Т. 45. № 6. С. 767–774.
 17. Вдовичева Н.К., Турчин В.И., Фикс И.Ш. Реконструкция характеристик протяженных стохастических источников звука // Акуст. журн. 1998. Т. 44. № 6. С. 757–763.
 18. Матвеев А.Л., Коротин П.И., Турчин В.И., Суворов А.С. Реконструкция диаграмм направленности сложных источников с использованием многоэлементной приемной системы в ближнем поле / Труды 10-й Всероссийской конференции “Прикладные технологии гидроакустики и гидрофизики” (ГА-2010). Санкт-Петербург, Россия, 25–27 мая 2010 г. СПб.: Наука, 2010. С. 128–131.
 19. Белов А.И., Кузнецов Г.Н. Оценка шумности движущихся источников на основе идентификации акустической модели морского дна // Акуст. журн. 2013. Т. 59. № 6. С. 722–734.
 20. Глебова Г.М., Жбанков Г.А., Кузнецов Г.Н. Выбор параметров пространственной области наблюдения для оценки приведенной шумности движущегося мультипольного источника звука // Гидроакустика. 2021. Вып. 45(1). С. 10–20.
 21. Кузнецов Г.Н., Степанов А.Н. Поле эквивалентного мультипольного составного излучателя в волноводе // Акуст. журн. 2007. Т. 53. № 3. С. 377–385.
 22. Кузнецов Г.Н., Степанов А.Н. Аппроксимирующие модели регулярной составляющей инфразвукового поля мультипольных источников в плоском волноводе // Акуст. журн. 2013. Т. 59. № 3. С. 378–390.
 23. Trevorrow M.V., Vasiliev B., Vagle S. Directionality and maneuvering effects on a surface ship underwater acoustic signature // J. Acoust. Soc. Am. 2008. V. 124. № 2. P. 767–778.
 24. Erbe C., McCauley R., McPherson C., Gavrilov A. Underwater noise from offshore oil production vessels // J. Acoust. Soc. Am. 2013. V. 133. № 6. P. EL465–EL470. <https://doi.org/10.1121/1.4802183>
 25. Глебова Г.М., Кузнецов Г.Н. Потенциальная точность оценки направленности излучения протяженного источника с использованием векторно-скалярной антенны // Ученые записки физического факультета Московского университета. 2020. № 1. С. 2010301.
 26. Glebova G.M., Kuznetsov G.N. Estimating parameters of signal sources and characteristics of noise field by using spatially vector-scalar modules // The Formation of Acoustical Fields in Oceanic Waveguides. Reconstruction of Inhomogeneities in Shallow Water. Nizhny Novgorod: Inst. Appl. Phys. Russ. Acad. Sci., 1998. V. 1. P. 109–137.
 27. Kuznetsov G.N., Alekseev V.I., Glebova G.M. Positioning of horizontal–vertically developed multielement arrays and vector-scalar modules // Phys. Vibr. 2001. V. 9. № 4. P. 235–241.
 28. Белов А.И., Кузнецов Г.Н. Оценка акустических характеристик поверхностных слоев морского дна с использованием четырехкомпонентных векторно-скалярных приемников // Акуст. журн. 2014. Т. 63. № 2. С. 194–202.

АКУСТИКА СТРУКТУРНО НЕОДНОРОДНЫХ ТВЕРДЫХ СРЕД.
ГЕОЛОГИЧЕСКАЯ АКУСТИКА

УДК 534.2:534.6.08;550.834

ТОЧНОСТЬ ОЦЕНКИ ПАРАМЕТРОВ СЛОИСТОЙ СРЕДЫ
ПРИ ИСПОЛЬЗОВАНИИ КОГЕРЕНТНОГО ВЕКТОРНОГО ПРИЕМА
ПОВЕРХНОСТНОЙ ВОЛНЫ РЭЛЕЯ

© 2022 г. А. В. Лебедев^а, *, С. А. Манаков^а, **

^аИнститут прикладной физики РАН, ул. Ульянова 46, Н. Новгород, 603950 Россия

*e-mail: swan@appl.sci-nnov.ru

**e-mail: manakovsergej@mail.ru

Поступила в редакцию 19.11.2020 г.

После доработки 03.08.2021 г.

Принята к публикации 22.09.2021 г.

Рассмотрены методические аспекты дистанционного исследования слоистых сред с использованием поверхностных волн рэлеевского типа. В общем виде получены оценки погрешности измерения скоростей волн сдвига и коэффициентов Пуассона в слоях и глубин залегания границ слоистой структуры. Показано, что получение оценки коэффициента Пуассона в слоях становится возможным только при использовании частотной зависимости параметра эллиптичности поверхностной волны. При этом в условиях реальных экспериментов погрешность этой оценки достаточна для получения информации о структуре связей в гранулированной среде, наличия насыщения пор жидкостью. Отмечены особенности, обусловленные использованием вибрационных источников в когерентной сейсмоакустике, и даны рекомендации по организации полевых работ.

Ключевые слова: нормальные волны в пористых средах, дистанционная когерентная сейсмическая диагностика природных сред

DOI: 10.31857/S0320791922010063

ВВЕДЕНИЕ

Дистанционная диагностика неоднородностей природных сред представляет значительный практический интерес, например, для оценки параметров грунта при строительстве и оценке устойчивости инженерных сооружений, обнаружения зарождающихся карстовых провалов, оползневых процессов и т.п. Значительный интерес представляет анализ характеристик приповерхностных слоев до глубин в несколько десятков метров [1], в частности, поиск таких потенциально опасных структур как карст. Существует множество методов дистанционного зондирования природных сред (электрическая и магнитная разведка, георадар, сейсмоакустическое зондирование). Примеры использования с обсуждением достоинств и недостатков (ограничений) различных геофизических методов исследования и диагностики неоднородностей представлены в обзорах [2, 3]. Отмечается, что сейсмоакустические методы характеризуются большей глубиной проникновения, а также меньшей чувствительностью к мелкомасштабным неоднородностям (загрязнению) вблизи поверхности и к наличию

сильно искажающих электрические (электромагнитные) характеристики среды водных слоев. Примеры сейсмоакустических исследований на малых глубинах, где в качестве пробных волн используются объемные волны, для которых применяются стандартные для сейсмической разведки методы анализа отраженных и преломленных волн [4, 5], хорошо известны (например, [6–8]). Физические основы инженерной сейсмоакустики представлены, например, в [9–11].

Наряду с объемными интерес представляют поверхностные волны, характеристики которых также отражают особенности строения пористой среды. Наличие неоднородности среды по глубине приводит к появлению дисперсии поверхностной волны, что позволяет производить дистанционную диагностику слоистой структуры [12–14]. Адекватность модели в виде набора плоских параллельных слоев обусловлена накоплением осадочных отложений в поле тяжести Земли, что приводит к появлению подобных плоскостойких структур. Теория распространения волн в слоистых структурах имеет долгую историю (например, [15, 16]), а обзор современного состоя-

ния проблемы представлен, например, в недавних монографиях [17, 18]. История и современное состояние методов диагностики на поверхностных волнах Рэлея и Стоунли представлена в [19, 20]. В последние примерно 10–20 лет активно развиваются методы, использующие природные источники шума. Впервые идея была высказана в пионерской работе Аки 1957 г. [21], но получила развитие в начале 21 века [22–24] с появлением совершенных цифровых систем регистрации, имеющих точную синхронизацию по времени. О растущем интересе к этой области исследований говорят и недавние публикации в Акустическом журнале [25, 26].

В представленной работе рассматриваются приложения инженерной сейсмоакустики с использованием портативного когерентного источника [27], что развивает идеи когерентной мало-глубинной сейсмоакустической диагностики [8]. Достоинством методов диагностики, опирающихся на анализ поверхностных волн, является то, что в этом случае рассматривается распространение напрямую от источника к приемнику [28–30], что исключает зависимость амплитуды и фазы от угла падения волны на границу. Использование векторного приема позволяет определить параметр эллиптичности волны Рэлея (отношение амплитуд проекций горизонтального и вертикального смещения) и в результате получить оценку распределения коэффициента Пуассона по глубине [30]. Информация о величине коэффициента Пуассона важна для определения характера связей внутри гранулированной среды (см. модельные представления в [31]). Несмотря на ряд успешных примеров дистанционной диагностики с использованием векторного приема волны Рэлея [30, 32], остался до конца невыясненным вопрос о точности оценки параметров слоистой среды при использовании векторного приема и анализе эллиптичности волны Рэлея. Ответу на этот вопрос посвящена настоящая статья.

Точность оценки параметров определяется отношением амплитуды полезного или зондирующего сигнала к уровню шума [33]. Отметим, что в одной из первых работ по использованию многоканальных приемников для анализа дисперсии поверхностной волны Рэлея (например, [14]) вопрос о присутствии шума в данных не обсуждается. Тем самым предполагается, что амплитуда сигнала может быть задана произвольной, шум является несущественным фактором, и также не принимается во внимание возможная нелинейность среды в области возбуждения. Авторы настоящей статьи полагают важным учет отношения сигнал/шум в задаче оценки параметров слоистой среды мето-

дами SASW/MASW – аббревиатуры отвечают сокращениям: Spectral Analysis of Surface Waves/Multichannel Analysis of Surface Waves. При этом уровень шума целесообразно задавать, опираясь на результаты измерений. Отношение сигнал/шум определяется амплитудой зондирующего сигнала. В когерентной сейсмоакустике амплитуда задается малой настолько, чтобы обеспечить долговременную стабильность излучения [27]. В этом случае обеспечивается линейность режима возбуждения волн и отсутствие пластических деформаций в области возбуждения. Достижение необходимого соотношения сигнал/шум возможно за счет когерентного накопления многих посылок зондирующих сигналов. Поэтому еще одной целью настоящей работы является определение требований к характеристикам излучения для достижения требуемой точности реконструкции параметров среды.

Анализ задачи в самом общем случае большого смысла не имеет из-за многообразия реализуемых в природе конфигураций слоистых сред. На взгляд авторов, более правильным будет использование моделей, отвечающих каким-то типичным ситуациям. В практически значимых случаях анализа глубин до первых десятков метров в качестве модели среды или ее первого приближения достаточно рассмотреть модель из одного-двух слоев, лежащих поверх полупространства. Такая модель в условиях, типичных для Восточно-Европейской платформы, отвечает верхнему слою почвы, лежащему на суглинках или супеси поверх глинистых отложений. Например, для условий Нижегородской области консолидированные осадочные породы типа карбонатных или песчанников размещаются на глубине порядка 50 метров [1], что позволяет упростить модель среды на меньших глубинах. Глубинный разрез в условиях сейсмоакустического полигона ИПФ РАН “Безводное” был получен методом фазового межскважинного профилирования на SH-волнах [28] и подтвержден результатами бурения с отбором керна. В этом случае было наглядно показано присутствие слоя почвы толщиной до 0.5 м и затем слоя супеси и суглинка с переходом к глине. При этом контраст по скоростным характеристикам слоев составил около 10–30% процентов. Таким образом, точность оценки параметров должна быть не хуже указанной величины для разрешения особенностей структуры поверхностных отложений и эффективного использования дистанционных методов диагностики сред в инженерной сейсмике.

Перечислим основные цели работы:

1. Необходимо определить погрешность оценки параметров слоистых сред при спектральном анализе волн Рэлея. Необходимо также показать, в чем состоит преимущество включения анализа частотной зависимости параметра эллиптичности, оценив погрешность оценки коэффициента Пуассона в слоях.

2. Использование портативных вибрационных источников требует более четкого понимания ограничений на режимы излучения. Поскольку эти ограничения имеют ясную связь с погрешностями измерений, ответив на первый круг вопросов, мы получим рекомендации по более эффективному использованию портативных вибрационных источников.

Работа организована следующим образом. В первой части дано краткое описание схемы измерений, используемой в методах SASW/MASW, а также способ представления данных. Во второй части приведены данные по измеренным спектральным амплитудам природного шума, а также рассмотрен вопрос о точности измерения параметров слоистой среды. В третьей части на примере модели в виде слоя, лежащего на полупространстве, доказывается возможность измерения параметров слоистой структуры с требуемой для целей диагностики точностью. Здесь же показывается, что привлечение параметра эллиптичности обеспечивает оценку коэффициента Пуассона слоев с удовлетворительной для целей диагностики точностью. В третьей части работы приведен пример структуры из трех слоев, где промежуточный слой имеет отличия только в коэффициенте Пуассона по сравнению с вмещающими его слоями. Такая модель отвечает практически важному случаю наличия насыщенного жидкостью пористого слоя между непроницаемыми средами сверху и снизу. Здесь показано, что эффективность диагностики насыщения повышается за счет использования частотной зависимости параметра эллиптичности. Все приведенные примеры демонстрируют практическую реализуемость развиваемых авторами методов дистанционной диагностики природных сред.

СХЕМА ИЗМЕРЕНИЙ И СПОСОБ ПРЕДСТАВЛЕНИЯ ДАННЫХ

На рис. 1 представлена типичная схема сейсмоакустических измерений, целью которых является определение параметров слоев среды. Вибрационный источник подробно описан в работе [27], его фотография приведена справа на рис. 1. На этой фотографии видны два акселерометра, с помощью которых осуществляется опре-

деление силы, действующей на грунт. Эта процедура подробно описана в [27] и в дальнейшем не упоминается: важно, что имеется однозначная и известная связь между амплитудой электрического сигнала и силой, возбуждающей сейсмические волны. В качестве зондирующего используется электрический сигнал с линейной частотной модуляцией (ЛЧМ) [34], который для подавления переходных процессов при включении и выключении вибратора подвергается процедуре взвешивания. В начальный и конечный моменты времени излучения сам электрический сигнал и его производная по времени равны нулю. В качестве весовой функции в наших экспериментах [27–30, 35] используется косинусное окно [36].

Отличие между многоканальным (MASW) [13] и двухканальным (SASW) [12] методами спектрального анализа поверхностных волн фактически сводятся к повышению отношения сигнал/шум за счет когерентной обработки данных с нескольких приемников (выигрыш от использования линейной антенны из геофонов). Поэтому при дальнейшем рассмотрении мы опираемся на простейшую реализацию с использованием двух геофонов [12]. В этом случае оценка скорости волны Рэлея V_R выполняется по разности фаз $\Delta\varphi$ сигналов двух геофонов, установленных на линии, соединяющей их с источником. Параметр эллиптичности равен отношению спектральных амплитуд соответствующих ненулевых проекций вектора колебательной скорости (смещения, ускорения) дневной поверхности:

$$V_R(\omega) = \frac{\omega d}{\Delta\varphi(\omega)} \frac{\omega d}{\arg(G_{12}^{(zz)}(\omega))}, \quad (1)$$

$$E = \frac{|v_r(\omega)|}{|v_z(\omega)|} = \frac{1}{2} \left(\left| \frac{G_{11}^{(rz)}(\omega)}{G_{11}^{(zz)}(\omega)} \right| + \left| \frac{G_{22}^{(rz)}(\omega)}{G_{22}^{(zz)}(\omega)} \right| \right), \quad (2)$$

где d – расстояние между геофонами, ω – круговая частота, $G_{12}(\omega)$ – взаимный спектр [36] для двух приемников, регистрирующих одну из проекций вектора колебательной скорости (смещения, ускорения), $G_{11}^{(rz)}(\omega)$ и $G_{22}^{(rz)}(\omega)$ – взаимные спектры каждого из приемников для двух проекций вектора колебательной скорости (смещения, ускорения), $G_{11}^{(zz)}(\omega)$ и $G_{22}^{(zz)}(\omega)$ – спектры мощности проекции z двух приемников. Величина $\Delta\varphi(\omega)$ определяется как фаза взаимного спектра двух приемников $G_{12}(\omega)$ [12]. При этом предполагается, что приемник 1 расположен ближе к источнику, чем приемник 2. Для оценки скорости волны Рэлея (1) неважно, какие проекции вектора колебательной скорости использованы, важным является определение разности фаз между

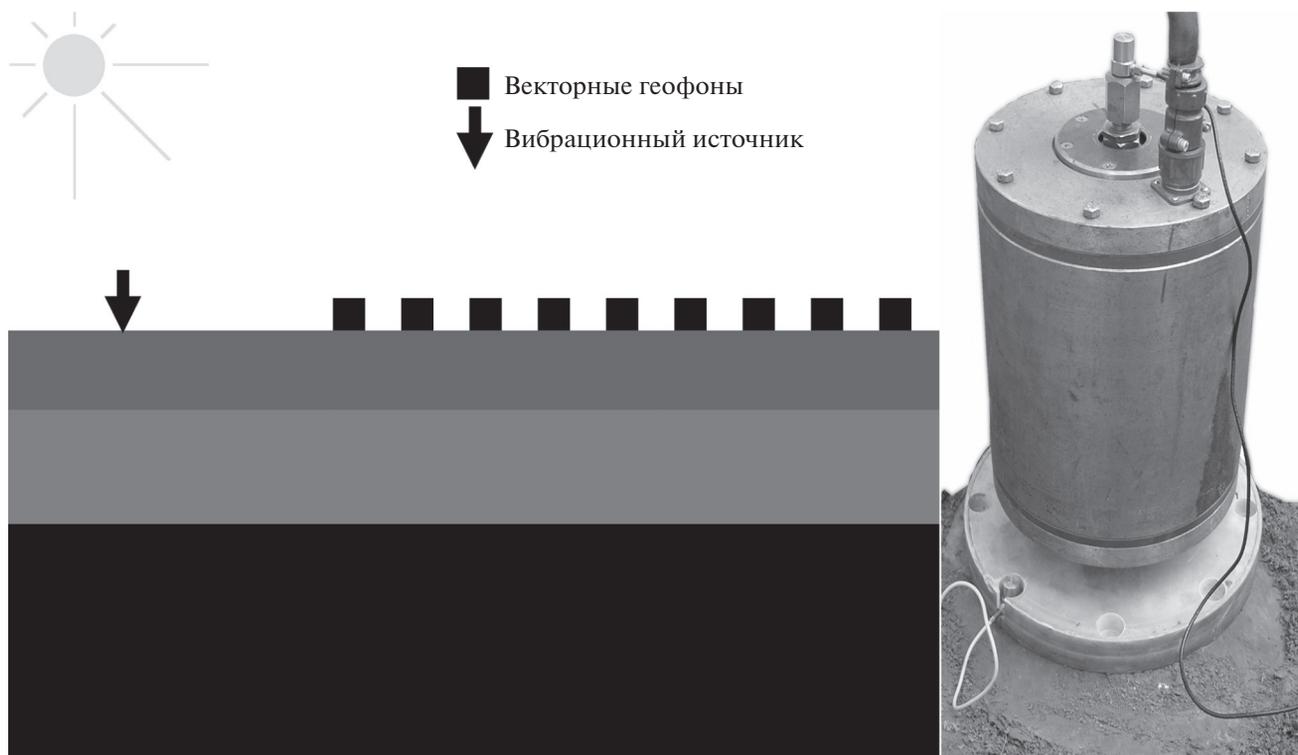


Рис. 1. Часто используемая схема измерений. Освещенная солнцем поверхность земли, на которой установлены вибрационный источник и геофоны, называется дневной поверхностью.

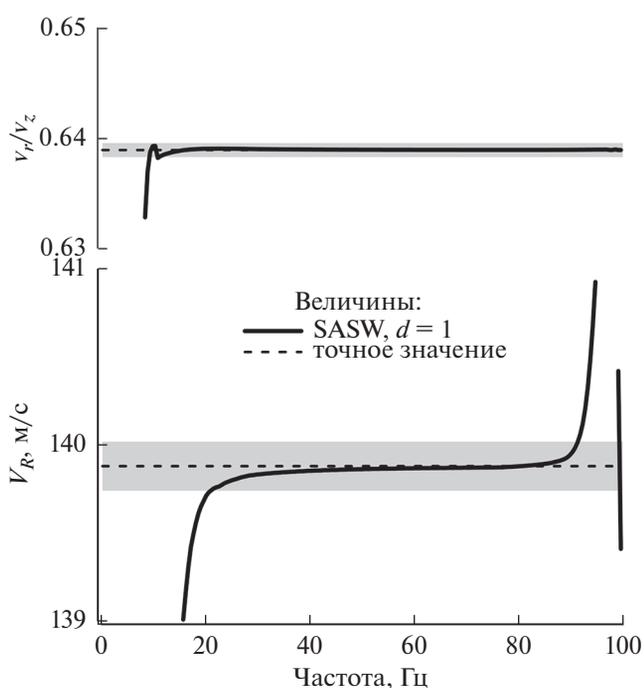


Рис. 2. Численное моделирование оценки параметров однородного полупространства. Заштрихованные области на графиках показывают отклонения от теоретических значений (штриховые линии) на $\pm 0.1\%$.

одинаковыми проекциями, что отражают верхние индексы в выражении для взаимного спектра. Оценка параметра эллиптичности (2) выполняется по отношению спектральных амплитуд соответствующих проекций двух векторных приемников. При распространении волны Рэлея в плоскослойной среде от нуля отличаются две проекции: v_r – горизонтальная вдоль линии, соединяющей приемники с точкой приложения силы, и v_z – вертикальная.

Точность измерений определяется двумя факторами. Во-первых, очевидным влиянием посторонних шумов. Во-вторых, особенностями излучения пробных сейсмоакустических волн. Оценка влияния второго фактора лучше всего иллюстрирует результат численного моделирования для однородного полупространства. В этом случае волна Рэлея не имеет дисперсии. Точность измерения скорости (1) грубо определяет минимально обнаруживаемый контраст параметров среды. Анализ максимально простой модели среды позволяет определить методические проблемы, возникающие при использовании спектрального метода анализа поверхностной волны и когерентных источников сейсмоакустического излучения. На рис. 2 внизу представлен результат численного моделирования оценки скорости волны Рэлея (1)

при использовании линейно-модулированного по частоте сигнала силы в полосе частот 10–100 Гц и расстоянии между двумя геофонами $d = 1$ м. Сверху представлен результат оценки (2) отношения проекций вектора колебательной скорости на дневной поверхности (эллиптичности волны Рэлея).

Искажения данных на низких частотах и частотах вблизи 100 Гц обусловлены наличием весового косинусного окна. Точное значение скорости волны Рэлея на границе однородного упругого полупространства равно $V_R = 0.9325V_S$, где скорость волны сдвига была задана равной $V_S = 150$ м/с. Конкретное численное значение отношения V_R/V_S имеет слабую зависимость от коэффициента Пуассона [37] и отвечает $V_S/V_P = 1/2$, где V_P – скорость продольной волны в упругом полупространстве. Заданные в численной модели значения скоростей объемных волн V_S и V_P отвечают многолетним измерениям в условиях полигона “Безводное” ИПФ РАН [27, 35].

Ожидаемое значение скорости волны Рэлея равно 139.875 м/с и показано на нижнем графике рис. 2 штриховой линией. На верхнем графике рис. 2 штриховой линией показано теоретическое значение отношения амплитуд проекций $E \approx 0.639$, отвечающее $V_S/V_P = 1/2$ или величине коэффициента Пуассона $\nu = 1/3$. Заштрихованные области на графиках показывают отклонения от теоретических значений на $\pm 0.1\%$. Скорость волны Рэлея (1) в полосе частот 20–90 Гц, где весовое окно вносит минимальные возмущения в спектр, лежит в пределах заштрихованной области. В силу линейной связи между скоростью волны Рэлея и скоростью сдвиговой волны последняя определяется с той же относительной точностью около 0.1%. Параметр эллиптичности (2) не связан с измерением фазы, и поэтому определяется с более высокой точностью. Таким образом, в отсутствие шума особенности возбуждения волн проявляются в области частот, где заметно отклонение весовой функции от единицы.

ХАРАКТЕРНЫЙ УРОВЕНЬ ШУМА, ПОГРЕШНОСТЬ ОЦЕНКИ ПАРАМЕТРОВ

Для оценки влияния шума на точность измерений необходимо располагать информацией о характерных значениях спектральной плотности амплитуды природного шума. Эти амплитуды предполагается в дальнейшем использовать в численном моделировании. На рис. 3 представлены измеренные в различное время и с использо-

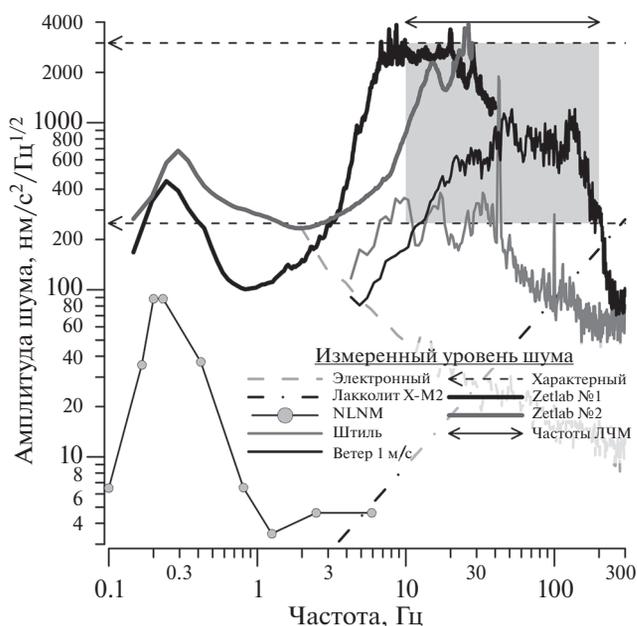


Рис. 3. Характерные спектральные амплитуды природного шума в Нижегородской области, включая полигон “Безводное” ИПФ РАН. Линии поясняются на графике.

ванием различных средств спектральные плотности амплитуды шума вертикальной проекции вектора ускорения дневной поверхности в районе полигона “Безводное” ИПФ РАН. Тонкие серая и черная линии отвечают измерениям 2006 года на полигоне, где проводились эксперименты [27, 35]. Место проведения экспериментов удалено от автомобильных дорог и иных источников индустриального шума и представляет собой открытый участок в лесу. Для измерений использовались акселерометры и усилители заряда на операционных усилителях с низким уровнем теплового шума. Кривая для теплового шума также приведена на графике серой линией с длинным штрихом, чтобы иметь возможность судить о достоверности измерений природного сейсмического шума. Хорошо видно, что этот шум в области частот выше нескольких герц обусловлен ветром, который возбуждает сейсмические колебания, например, через корневую систему колеблющихся деревьев.

Жирные сплошная и штриховая линии отвечают измерениям с использованием векторных сейсмических станций Zet048C, содержащих три геофона с рабочим диапазоном частот 0.05–50 Гц (более подробная информация представлена на сайте производителя оборудования www.zetlab.ru). Уровень собственного шума станций близок к минимальному наблюдаемому уровню, который

показан на рис. 3 линией с символами и в литературе имеет аббревиатуру NLNM [38]. Данные рис. 3 отвечают шумовой компоненте вертикального ускорения дневной поверхности в двух записях. Сплошная линия, обозначенная в подписи на рис. 3 как Zetlab 1, отвечает ночной записи ноября 2018 г. при установке станции на бетонное основание в подвале капитального строения, удаленного от антропогенных источников. Жирная темно-серая линия, обозначенная в подписи на рис. 3 как Zetlab 2, отвечает записи длительностью около месяца, которая была выполнена на полигоне “Безводное”.

Измерениям отвечает низкий уровень низкочастотного шума с хорошо различимым максимумом в окрестности 0.2 Гц, который связан с генерацией штормовых микросейсм [39]. В момент проведения измерений наблюдались порывы северо-восточного ветра, что проявилось в увеличении уровня шума для соответствующих проекций. Отметим, что данные, полученные с помощью сейсмостанции Zet048C, согласуются с данными, полученными с помощью акселерометров (первые три линии), и позволяют судить о возможных вариациях природного шума в полосе частот от единиц до сотен герц.

В целом шум в области частот выше 1 Гц, предположительно, в наибольшей степени связан с ветром, поскольку расстояние до ближайшей автомобильной трассы составляло примерно 20 км, а иных близлежащих антропогенных источников не имелось при проведении всех измерений, данные которых представлены на рис. 3. Исследование особенностей формирования сейсмического шума в условиях Восточно-Европейской платформы представлено в [40], где авторы указывают на антропогенный характер сейсмического шума в области частот выше 1 Гц, а также значительную корреляцию шума в этой области частот с силой ветра. Линия с символами отвечает минимальному среднему уровню шума по мировой сети сейсмических станций [38]. Эта кривая может рассматриваться в качестве минимально возможной (наблюдаемой) спектральной амплитуды природного шума. Подобный уровень шума возможно наблюдать в малонаселенных местах (например, [41]), к каковым, очевидно, не относится Восточно-Европейская платформа. Выполненные нами измерения указывают на значительное превышение уровня шума по сравнению с уровнем NLNM. Отметим, что и амплитуды шума, измеренные авторами [40] в Воронежской области, также существенно превышают уровень NLNM. Горизонтальные штриховые линии со стрелками показывают характерные минималь-

ные и максимальные уровни шума, а заштрихованная область отвечает диапазону изменений.

Диапазон частот в сейсмоакустических исследованиях определяется, во-первых, характеристиками источника, во-вторых, полосой рабочих частот регистратора и приемника. Значительный интерес представляют вибрационные источники электромагнитного типа [6, 27]. В этом случае источник характеризуется высокой стабильностью параметров излучаемых сейсмических волн [27], что обеспечивает долговременное накопление и повышение отношения сигнал/помеха. Подобные портативные вибрационные источники имеют нижнюю рабочую частоту порядка 10 Гц. Многоканальные сейсмические станции имеют рабочий диапазон частот от нескольких герц до первых килогерц. В качестве примера можно привести сейсмостанцию Лакколит X-M2 с полосой рабочих частот 5–8000 Гц. Распространенные в инженерной сейсмике геофоны, например, GS–20DX имеют полосу рабочих частот 10–250 Гц при незначительных вариациях верхней и нижней рабочих частот для других типов геофонов. На рис. 3 штрих-пунктирной линией показан уровень электронного шума сейсмостанции Лакколит X-M2. Нетрудно видеть, что на частотах ниже 100 Гц этот шум заметно ниже природного сейсмоакустического шума, и электронный шум сейсмостанции не приводит к ограничению точности измерения параметров слоистых сред методами SASW/MASW.

Расширение диапазона рабочих частот в область высоких частот большого смысла не имеет, поскольку на 200 Гц длина поверхностной волны Рэлея для условий полигона “Безводное” составляет порядка 0.5 метра. Самый верхний слой оказывается сильно неоднородным, что приводит к значительному поглощению волн из-за рассеяния (данные приведены в работе [35]). Использование более низких частот неизбежно приводит к увеличению массы и габаритов геофонов и вибрационных источников, что неудобно для оперативного обследования площадок под строительство, локализации нарушений в структуре среды. Таким образом, несложные оценки показывают, что при характерной величине скорости сдвиговой волны ~200 м/с [27, 35], отвечающей типичным значениям для приповерхностных слоев в средней полосе России (например, данные в [30]), частотный диапазон 5–200 Гц регистрирующей аппаратуры в полной мере обеспечивает исследования природных сред на глубинах от десятка сантиметров до примерно 20 метров с использованием поверхностной волны Рэлея в качестве зондирующей. Таким образом, диапазон

рабочих частот составляет 10–200 Гц с возможными небольшими вариациями верхней и нижней границ. Этот диапазон частот и вариации уровня природного сейсмического шума показаны на рис. 3 заштрихованной светло-серым цветом областью.

На рис. 4 представлена оценка функции распределения шумового сигнала вертикальной проекции вектора колебательной скорости в полосе частот выше 1 Гц. Число интервалов группировки k_g при оценке плотности вероятности выбиралось в соответствии с правилом [36]: $k_g = 1.87(N - 1)^{2/5} \approx 717$, где $N = 2880001$ число временных отсчетов анализируемой записи. Правая ось ординат на рис. 4 показывает, что число “попаданий” в каждую ячейку гистограммы много больше десяти (общепринятое требование при построении гистограмм не менее 10 [42]). Серой линией показана аппроксимация функцией распределения нормального процесса с нулевым средним и стандартным отклонением 0.18 мкм/с. Нетрудно видеть, что шум имеет статистику, очень близкую к нормальному распределению.

Критерий проверки χ^2 нормальности распределения (см., например, [36, 42]) указывает на не более, чем 5% отклонение от нормального закона распределения в пределах $|v_z| \leq 0.8$ мкм/с. Отклонение от нормального распределения при больших амплитудах скорости, предположительно, связано с нестационарным характером шума (например, из-за наблюдавшихся в процессе измерений порывов ветра). Возможность использования нормального распределения для описания сейсмоакустического шума используется при оценке погрешности определения параметров слоистой среды методом спектрального анализа поверхностных волн.

Результат расчета на рис. 2 отвечает отсутствию шума, т.е. бесконечной величине отношения сигнал/шум, а отклонения величин V_R и E от теоретических значений обусловлены особенностями возбуждения пробных сейсмоакустических волн. Наличие естественных шумов (рис. 3), очевидно, должно приводить к деградации точности оценки δV_R . Линейно-модулированный по частоте сигнал (ЛЧМ) имеет постоянную спектральную плотность мощности в полосе частот излучения при условии большой величины базы сигнала Π , равной произведению девиации частоты на длительность излучения [34]. Именно такие варианты использования ЛЧМ зондирующих сигналов применяются в когерентной сейсмоакустике, поскольку обеспечивают эффективное использо-

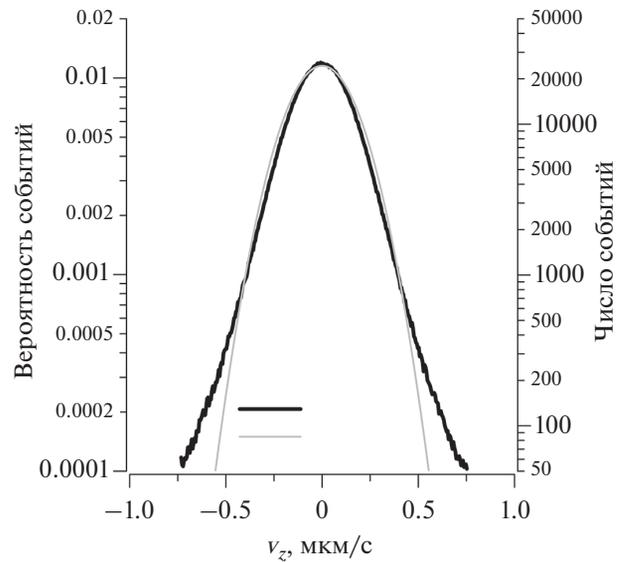


Рис. 4. Статистические свойства шума вертикальной проекции вектора колебательной скорости в области частот 1–50 Гц для записи Zetlab 1 на рис. 3, линии поясняются на графике.

вание процедур свертки принятого сигнала с опорным [27, 34]. Численному примеру на рис. 2 отвечает $\Pi = 738$, т.е. $\Pi \gg 1$. Используя выражения из статьи [43], можно получить следующую инженерную оценку спектральной плотности амплитуды вертикальной проекции вектора колебательной скорости на дневной поверхности:

$$\hat{v}_z(\omega) \approx 0.22 \frac{\omega^2 \hat{F}(\omega)}{\rho V_S^3} |H_0(k_R r)|, \quad (3)$$

где числовой коэффициент 0.22 отвечает типичному отношению скоростей объемных волн $V_S/V_P = 1/2$, $\hat{F}(\omega)$ – спектральная плотность амплитуды вертикальной силы, возбуждающей сейсмические колебания, ρ – плотность упругого полупространства, $H_0(k_R r)$ – функция Ханкеля нулевого порядка, $k_R = \omega/V_R = 2\pi/\lambda_R$, λ_R – длина волны Рэлея, r – расстояние от точки приложения силы до приемника. В волновой зоне источника при условии $r \gg \lambda_R$ функцию Ханкеля с высокой точностью можно аппроксимировать

асимптотическим выражением: $|H_0(k_R r)| \approx \frac{1}{\pi} \sqrt{\frac{\lambda_R}{r}}$. В результате амплитуда колебательной скорости оказывается пропорциональной частоте в степени 3/2.

Природный сейсмоакустический шум характеризуется примерным постоянством спектральной плотности ускорения в полосе частот от единиц до сотен герц (рис. 3). Поэтому отношение сигнал/шум пропорционально частоте в степени

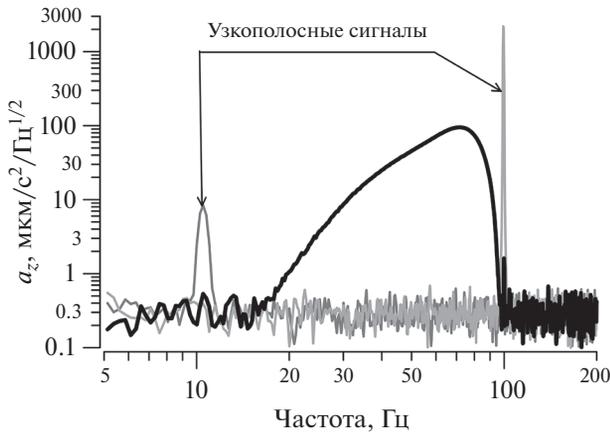


Рис. 5. Расчет для типичных условий натурального эксперимента. Черная линия отвечает ширине полосы излучения 10–100 Гц, серые линии – узким полосам излучения (пояснения в тексте).

5/2. Это указывает на наличие сложностей в измерении дисперсии волны Рэля в области низких частот. Еще раз отметим, что увеличение амплитуды силы вибрационного источника имеет естественные ограничения, обусловленные появлением пластических деформаций в области возбуждения и нестабильностью источника. При характерной для стабильной работы вибрационного источника величине силы 10 Н [27] и полосе излучения 10–100 Гц при условии $m \gg 1$ спектральная плотность амплитуды силы равна $\hat{F}(\omega) \approx 1 \text{ Н}/\sqrt{\text{Гц}}$. Несложные оценки по формуле (3) показывают, что при такой спектральной амплитуде источника амплитуда $\hat{v}_z(\omega)$ в области частот порядка 10 Гц оказывается сопоставимой со спектральной амплитудой природного сейсмоакустического шума.

На рис. 5 показан результат расчета частотной зависимости спектральной плотности ускорения $\hat{a}_z(\omega) = \omega \hat{v}_z(\omega)$ на расстоянии 15 метров от источника. Приведение данных для ускорения обусловлено примерным постоянством спектральной плотности амплитуды шумового ускорения дневной поверхности (рис. 3). Черная линия отвечает излучению в полосе 10–100 Гц. Серые линии показывают очевидный выигрыш в отношении сигнал/шум при сокращении полосы излучения до 1 Гц ($m \approx 8$), т.е. при десятикратном увеличении спектральной плотности амплитуды источника. Отношение амплитуд узкополосных сигналов приблизительно отвечает отмеченной выше зависимости $\propto \omega^{5/2}$. Уровень шума на рис. 5 отвечает зарегистрированному минимуму при нулевой скорости ветра (рис. 3).

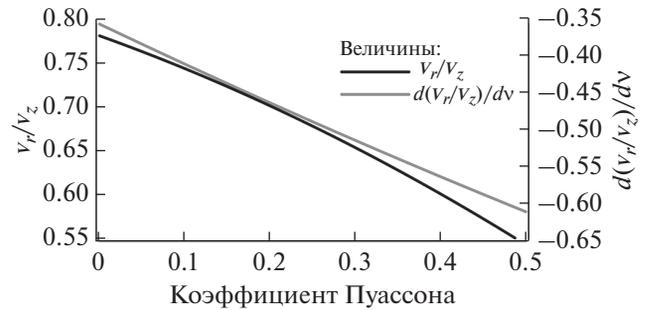


Рис. 6. Зависимости E (черная линия) и dE/dv (серая линия) от коэффициента Пуассона.

В случае аддитивного шума относительные вариации амплитуды и фазы сигнала одинаковы. Следовательно, возмущения фазы составят порядка $\delta\phi = 2\pi/N_s$, где N_s – отношение амплитуды сигнала к амплитуде шума. Например, при использовании широкополосного излучения (жирная черная линия на рис. 5) на частоте 20 Гц отношение амплитуды возбуждаемой волны Рэля к амплитуде шума составляет порядка $N_s = 10$ и $\delta\phi \approx 0.2\pi$. Из выражения (1) несложно получить связь $\delta\phi$ с погрешностью оценки скорости волны Рэля δV_R :

$$\delta V_R = V_R^2 \frac{\delta\phi}{\omega d}. \quad (4)$$

Отсюда следует, что расстояние d целесообразно задавать максимально возможным при сохранении однозначности фазы: $d \sim \lambda_R$. В этом случае измерения для условий рис. 5 дадут погрешность оценки порядка отношения сигнал/шум: $\delta V_R/V_R \sim 1/N_s$. Погрешность измерения отношения $\delta E = 1/N_s$, что следует из (1). Погрешность оценки коэффициента Пуассона зависит от производной dE/dv . Зависимости E и dE/dv от коэффициента Пуассона приведены на рис. 6. В представляющей интерес области изменения $0 \leq v < 1/2$ модуль производной $|dE/dv| \approx 1/2$. Следовательно, погрешность оценки коэффициента Пуассона имеет порядок:

$$\delta v \sim 2/N_s, \quad (5)$$

т.е. погрешность оценки коэффициента Пуассона имеет тот же порядок, что и относительная погрешность оценки скорости волны Рэля: $\delta v \sim \delta V_R/V_R$.

Увеличение точности возможно за счет роста N_s при использовании когерентного накопления импульсных откликов для каждого сеанса излучения. Отношение сигнал/шум растет пропорцио-

нально квадратному корню из числа N_p сеансов излучения ЛЧМ сигнала: $N_s \propto \sqrt{N_p}$. Для достижения точности порядка 1% (в десять раз шире заштрихованной области на рис. 2) необходимо использовать порядка 100 сеансов излучения или примерно 14 мин измерений. Отметим, что использование многих приемников (многоканальная реализация спектрального анализа поверхностных волн – MASW) аналогично когерентному усреднению временных реализаций. Например, при использовании вместо двух приемников N_g геофонов выигрыш в отношении сигнал/шум составит $\sqrt{N_g/2}$ раз. Данные рис. 5 явно указывают на еще одну возможность увеличения отношения сигнал/шум – сужение полосы частот ЛЧМ сигнала. Это следует из обратной пропорциональности спектральной плотности мощности полосе излучаемых частот при большой базе сигнала. При этом в каждом конкретном случае необходимо убедиться в возможности подавлении вкладов волн, отличных от волны Рэлея [35], для сокращенной полосы излучения.

ТОЧНОСТЬ ОЦЕНКИ ПАРАМЕТРОВ ЗАГЛУБЛЕННОГО СЛОЯ

Рассмотрим простую модельную среду, состоящую из упругого слоя мощности $D = 1$ м с параметрами $V_{1S} = 150$ м/с и $V_{1P} = 300$ м/с, лежащего поверх полупространства с $V_{2S} = 160$ м/с и $V_{2P} = 320$ м/с. Такая структура приблизительно отвечает условиям полигона “Безводное” ИПФ РАН до глубин порядка 5 метров [28, 27] и является достаточно типичной для Нижегородской области [1, 30]. Контраст изменения скорости сдвиговой волны сознательно задан малым (примерно 7%), чтобы показать, с одной стороны, сложность диагностики такой неоднородности, а с другой, – возможность определения параметров среды средствами когерентной сейсмоакустики. Если рассматривать простейшую реализацию метода SASW/MASW, которая не включает анализ проекций вектора смещения дневной поверхности, то величины плотности ρ и продольной скорости V_p не подлежат определению, как не влияющие на дисперсию волны Рэлея [14, 20]. Светло-серым цветом на рис. 7 заштрихована область вариаций измеряемых величин при изменении скорости продольной волны в пределах $270 \leq V_{2P} \leq 370$ м/с. Нетрудно видеть, что вариации дисперсионной зависимости существенно меньше, чем изменения параметра эллиптичности. Таким образом, при анализе только дисперсионной зависимости

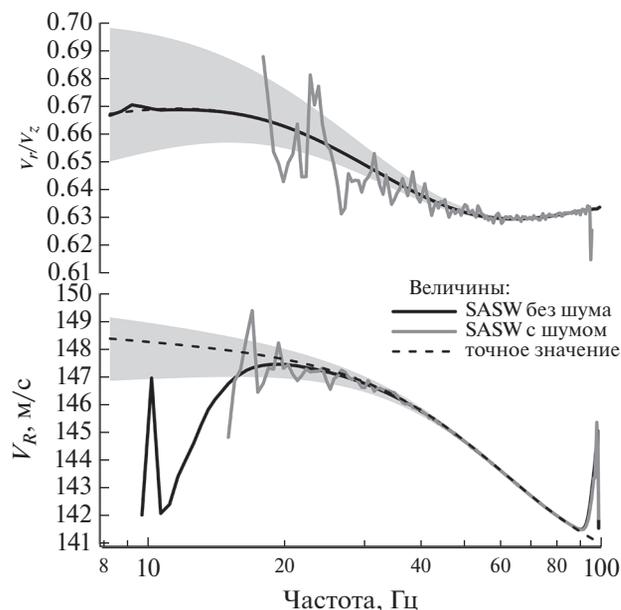


Рис. 7. Численное моделирование оценки параметров (1) для модели из двух слоев. Черные линии отвечают расчету в отсутствие природного аддитивного шума, серые – расчету с уровнем шума на рис. 3, штриховые линии показывают теоретические зависимости.

задача может состоять только в определении скоростей волны сдвига в слоях и глубины раздела слоев при заданных отношениях V_{1S}/V_{1P} и V_{2S}/V_{2P} (см. также обсуждение в [20]).

На рис. 7 сплошной черной линией показан результат расчета по формуле (1) в отсутствие шума. Нетрудно видеть, что погрешность определения скорости волны Рэлея в отсутствие шума примерна такая же, как и для однородного полупространства. Заметные отклонения, как и для рис. 2, связаны с наличием весового окна, исключая переходные процессы при работе излучателя [27]. Таким образом, все результаты, которые получены для простейшей модели однородного полупространства, имеют место и в более сложной модели двух слоев малого контраста скоростных параметров. Серой линией показан результат расчета по формуле (1) при наличии шума. Отношение сигнал/шум отвечает данным рис. 5 (моделирование измерений в тихом месте при слабом ветре).

На рис. 7 сверху показаны частотные зависимости отношения амплитуд проекций вектора колебательной скорости (2). Рукав в виде областей светло-серого цвета показывает вариации дисперсионной зависимости и E при изменении скорости продольной волны V_{2P} на ± 50 м/с (т.е. при вариации на 16%). Относительные измене-

ния дисперсионной зависимости не превышают 1.4%, т.е. существенно меньше заданного контраста скорости сдвиговой волны. В то же время относительные изменения величины E составляют величину около 7%, что имеет приблизительно тот же порядок. Предложение использовать анализ частотной зависимости E было высказано и проверено экспериментально в работах [30, 32]. Ниже рассмотрен опущенный ранее вопрос о точности оценки коэффициента Пуассона при анализе частотной зависимости величины эллиптичности (2).

Задача определения параметров методами спектрального анализа поверхностных волн рассмотрена в [14] и сводится к модификации градиентного метода Ньютона. Поскольку остаточная погрешность определяется уровнем шума, то при условии нормального распределения шума (рис. 4) точность определения параметров равна [33]:

$$\Delta p_j = \sqrt{\frac{2\epsilon_1}{H_{ij}^{(1)}}}, \quad (6)$$

где Δp_j представляет собой стандартное отклонение величины p_j , ϵ_1 – взвешенная остаточная дисперсия между измеренными величинами скорости волны Рэлея и их модельным представлением, \mathbf{p} – вектор параметров модели. При анализе только дисперсионной зависимости величина ϵ_1 имеет размерность квадрата скорости, вектор параметров $\mathbf{p} = \{V_{1S}, V_{2S}, D\}$ представляет собой скорости сдвиговых волн и глубину залегания границы слоев (в общем случае, набор скоростей и глубин залегания границ слоистой структуры).

Величина $H_{ij}^{(1)}$ представляет собой матрицу Гесса:

$$H_{ij}^{(1)} = \sum_{m=1}^M h_m^{(1)}, \quad (7)$$

где

$$h_{mij}^{(1)} = 2w_m \frac{\partial y_m}{\partial p_i} \frac{\partial y_m}{\partial p_j}.$$

Здесь y_m – вычисленная скорость волны Рэлея V_R на частоте f_m из набора частот $f_1 - f_M$, на которых выполнены измерения этой скорости. Величина w_m представляет собой безразмерный весовой множитель, который используется для учета возможной неравномерной погрешности измерений для каждого отсчета, что может быть связано с зависимостью N_s от частоты (рис. 5). В качестве веса данных часто используется величина, обратная дисперсии. При этом сумма весовых коэффициентов должна быть равна единице. В этом случае

величины w_m можно определить следующим образом:

$$w_m = N_s^2(f_m) / \sum_{m=1}^M N_s^2(f_m). \quad (8)$$

Весовые множители (8) учитывают отношение мощности шума к мощности зондирующего сейсмоакустического сигнала. При вычислении величины остаточной дисперсии также используются коэффициенты w_m : $\epsilon_1 = \sum_{m=1}^M w_m (y_m - \tilde{y}_m)^2$, где \tilde{y}_m – измеренные величины скорости волны Рэлея.

Учет частотной зависимости отношения амплитуд проекций вектора колебательной скорости (2) также приводит к выражениям, аналогичным (6) и (7):

$$\Delta v_j = \sqrt{\frac{2\epsilon_2}{H_{ij}^{(2)}}}, \quad (9)$$

где Δv_j представляет собой стандартное отклонение величины коэффициента Пуассона v_j в слое с номером j , ϵ_2 – взвешенная остаточная дисперсия между измеренными величинами E и их модельными значениями (весовые коэффициенты определены выражением (8)). Поскольку отношение амплитуд проекций является безразмерной величиной, ϵ_2 также безразмерная величина.

Матричные элементы $H_{ij}^{(2)}$ равны:

$$H_{ij}^{(2)} = \sum_{m=1}^M h_m^{(2)}, \quad (10)$$

где

$$h_{mij}^{(2)} = 2w_m \frac{\partial y_m}{\partial v_i} \frac{\partial y_m}{\partial v_j}.$$

Здесь y_m – вычисленное отношение E на частоте f_m из набора частот $f_1 - f_M$, на которых выполнены измерения этой величины. Величина w_m определена (8).

Величины $\partial y_m / \partial p_j$, входящие в (7), и $\partial E / \partial v_j$, входящие в (10), показаны на рис. 8. Максимум величины $|\partial V_R / \partial D|$ достигается при приближенном равенстве $\lambda_R / 2 \approx D$, что согласуется с результатом работы [14]. Штриховыми линиями на рис. 8 показаны производные по скоростям продольных волн в слоях. Эти величины примерно на 1–2 порядка меньше производных по скоростям сдвиговых волн. Приведенные зависимости иллюстрируют известный факт (например, [20]) практической невозможности оценки скоростей продольных волн в стандартных приложениях

SASW/MASW, использующих анализ только вертикальной проекции вектора колебательной скорости дневной поверхности.

Величины производных от параметра эллиптичности по коэффициенту Пуассона имеют порядок единицы, что ясно указывает на возможность использования зависимости $E(\omega)$ для оценки коэффициента Пуассона слоистой среды. При этом оценка глубины D залегания границы на основе анализа частотной зависимости E нецелесообразна из-за малой величины соответствующей производной $\partial E/\partial D$ по сравнению с производной $\partial V_R/\partial D$.

Погрешности определения параметров, вычисленные по формулам (6) и (9), составляют:

$$\begin{aligned} \delta V_{1S} &\approx 0.04 \text{ м/с или } 0.03\%, \\ \delta V_{2S} &\approx 0.10 \text{ м/с или } 0.06\%, \\ \delta D &\approx 0.01 \text{ м или } 1\%, \\ \delta v_1 &\approx 0.002, \\ \delta v_2 &\approx 0.12. \end{aligned} \quad (11)$$

Погрешности определения скоростей V_{1S} и V_{2S} существенно меньше заданного контраста скоростей. Наихудшая погрешность наблюдается для оценки коэффициента Пуассона второго (заглубленного) слоя. Этой величине погрешности отвечает изменение скорости продольной волны $\Delta V_{2P} = \pm 50$ м/с, отмеченное серой штриховкой на верхнем графике (рис. 7).

Из представленных на рис. 8 зависимостей следует стратегия поиска параметров слоистой среды спектральным методом анализа поверхностных волн SASW/MASW при учете параметра эллиптичности. Положение границ и оценка скорости волн сдвига в слоях выполняется также, как и в ранее (например, [14]) при заданном из априорных соображений коэффициенте Пуассона [20]. Анализ частотной зависимости $E(\omega)$ позволяет получить уточненное значение коэффициента Пуассона для слоев на каждом шаге итерационной процедуры [14]. Из-за наличия слабой зависимости скорости волны Рэлея от коэффициента Пуассона полученная оценка приведет к появлению небольших поправок к оценкам скоростей волн сдвига. Последовательное использование итераций, очевидно, как и в случае стандартной реализации SASW/MASW, приведет к получению оценки обеих скоростей в слоях.

Возможность дистанционной оценки величины коэффициента Пуассона важна для определения структуры связей между зернами в гранулированных средах (модели сред описаны, например, в [31]). Величина $\nu \approx 0$ отвечает контакту

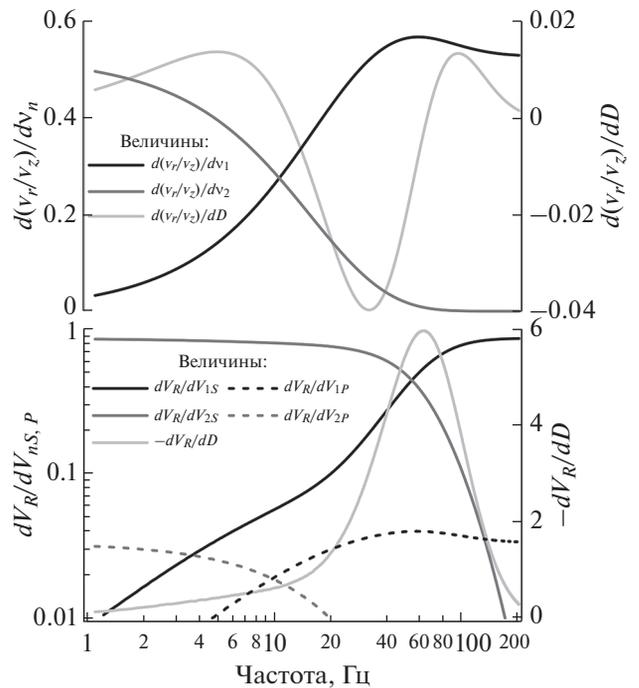


Рис. 8. Величины, входящие в матрицы (7) и (10). Линии поясняются на графике.

Герца–Миндлина, при котором наряду с прижимающими зерна друг к другу силами действуют силы сухого трения, препятствующие их относительному сдвигу. Величина $\nu = 1/4$ отвечает модели центральных сил между зернами, когда разрешено относительное проскальзывание зерен. Ве-

Таблица 1. Параметры трехслойных моделей

Слой	Модель 1				
	D , м	V_S , м/с	V_P , м/с	ν	V_R , м/с
1	1	153.62	307.24	1/3	143.26
2	1.5	150	2150	0.498	143.25
3	–	153.62	307.24	1/3	143.26
Модель 2					
1	1	153.62	307.24	1/3	143.26
2	1.5	149.5	299	1/3	139.41
3	–	154.5	309	1/3	144.07

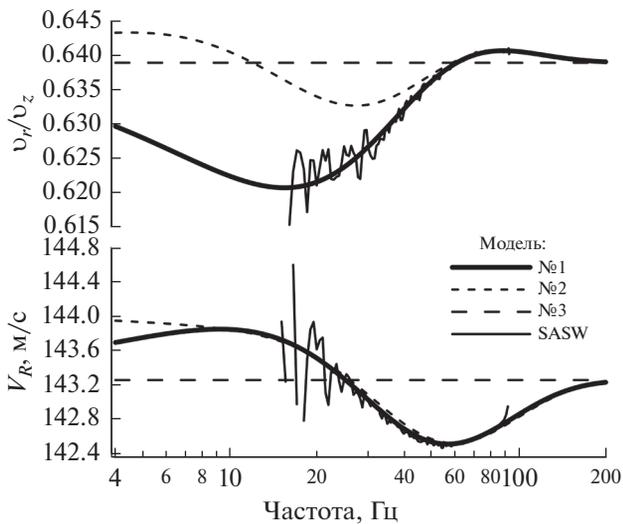


Рис. 9. Частотные зависимости скорости волны Рэлея и параметра эллиптичности для моделей 1–3. Линия, отвечающая SASW, показывает результат расчета с учетом аддитивного шума (рис. 3).

личина $\nu = 1/3$ (отношение скоростей объемных волн $V_s/V_p = 1/2$) отвечает типичному значению коэффициента Пуассона для большинства упругих материалов. Наконец, величина $\nu \approx 1/2$ отвечает гранулированным средам, пористое пространство в которых заполнено жидкостью. Таким образом, приведенная выше погрешность оценки коэффициента Пуассона $\delta\nu = 0.12$ позволяет разрешить перечисленные основные варианты структуры связей в гранулированных средах.

ПРИМЕР МОДЕЛЬНОЙ СРЕДЫ, В КОТОРОМ ВАЖНА ОЦЕНКА КОЭФФИЦИЕНТА ПУАССОНА ДЛЯ ДИАГНОСТИКИ НАСЫЩЕНИЯ ПОР ЖИДКОСТЬЮ

В качестве еще одного примера рассмотрим модель среды, где верхний слой и упругое полупространство ограничивают полностью насыщенный водой пористый слой. Параметры модельной среды из трех упругих слоев зададим таким образом, чтобы скорости волны Рэлея для каждой из трех сред были одинаковыми. Покажем, что использование частотной зависимости $E(\omega)$ позволяет разрешить насыщенный водой слой, а при анализе только дисперсионной зависимости скорости волны Рэлея, что характерно для известных методов SASW/MASW, получается неверное решение.

Параметры модельных сред приведены в табл. 1. Модель 1 отвечает параметрам пористой среды с

заполнением пор водой. Модель 2 отвечает среде с постоянным значением коэффициента Пуассона для всех слоев. При этом параметры заданы таким образом, что дисперсионные свойства волны Рэлея в моделях 1 и 2 практически неразличимы в ограниченном частотном диапазоне (в данном примере выше 10 Гц). Поскольку всегда из-за особенностей используемых источников и регистрирующей аппаратуры (Приложение) присутствуют ограничения снизу на диапазон частот, в пределах которого производятся измерения, рассматриваемый нами пример не является каким-то частным случаем.

Величина D отвечает глубине нижней границы слоя, прочерк для последнего означает полупространство. Плотности всех трех слоев для простоты положим одинаковыми. Скорость волны Рэлея для полупространства с параметрами каждого из трех слоев одинакова с точностью $\sim 10^{-5}$. Следовательно, дисперсия волны Рэлея в этом случае должна быть малой. Дисперсионные зависимости $V_R(\omega)$ и $E(\omega)$ показаны на рис. 9. Модель 3 представляет собой полупространство с параметрами первого слоя (табл. 1) и отвечает среде без дисперсии величин $V_R(\omega)$, $E(\omega)$.

Из представленных зависимостей следует, что относительное изменение $V_R(\omega)$ составляет около 1%, а относительное изменение $E(\omega)$ – около 3%. Таким образом, относительные изменения измеряемых величин действительно малы. При этом большие относительные изменения $E(\omega)$ указывают на информативность этого параметра. Отметим, что дисперсионные зависимости $V_R(\omega)$ для моделей 1 и 2 в полосе частот выше 10 Гц неразличимы, несмотря на существенное отличие коэффициентов Пуассона в этих моделях. Таким образом, имеется неоднозначность решения задачи определения параметров методами спектрального анализа поверхностных волн (SASW/MASW). В то же время частотная зависимость параметра эллиптичности $E(\omega)$ для моделей 1 и 2 отличается существенно в том же диапазоне частот. Следовательно, включение параметра $E(\omega)$ в анализ должно устранить неоднозначность определения параметров слоистой среды.

Сплошной тонкой линией показан результат численного моделирования (1) и (2) при уровне шума на 20 дБ ниже показанного на рис. 5, т.е. при использовании дополнительного когерентного накопления по $N_p = 100$ сеансам излучения. Результирующие погрешности, полученные при анализе данных в полосе 20–90 Гц, приведены в табл. 2. Нетрудно видеть, что, как и следовало

Таблица 2. Результирующие погрешности

δV_{1S} , м/с	δV_{2S} , м/с	δV_{3S} , м/с	δD_1 , м	δD_2 , м
0.03	0.09	0.12	0.009	0.019
δv_1	δv_2	δv_3		
0.0004	0.0305	0.1558		

ожидать, погрешности оценки максимальны для параметров полупространства. При этом погрешности оценки коэффициента Пуассона явно позволяют произвести диагностику насыщенности промежуточного слоя.

Таким образом, предложенное ранее [30, 32] расширение методов спектрального анализа поверхностных волн SASW/MASW за счет включения в анализ частотной зависимости параметра эллиптичности $E(\omega)$ действительно позволяет достичь точности, необходимой для решения важных задач дистанционной диагностики. Выражения (4) и (5), приведенные выше, носят общий характер и указывают путь достижения требуемой в каждом конкретном случае точности измерений. Хорошо известные выражения для когерентного временного (суммирование сеансов излучения) или пространственного (использование приемников в виде линейных антенн) накопления позволяют осуществить оценку необходимых N_p и N_g .

Отметим еще одну интересную особенность совместного анализа $V_R(\omega)$ и $E(\omega)$. Выше отмечалось, что в стандартных хорошо известных приложениях SASW/MASW осуществляется анализ только дисперсионной зависимости $V_R(\omega)$. Это не позволяет получить оценки распределения скорости продольной волны и плотности по глубине. Добавление в анализ зависимости $E(\omega)$ снимает неоднозначность относительно скорости продольных волн. Плотность и ее зависимость от глубины в настоящей статье не рассматривается (параметр полагается известным). Здесь важно указать на существование достаточно точных эмпирических соотношений, связывающих плотность и скорость продольной волны в природных материалах, например, соотношения Гарднера $\rho \propto V_p^{1/4}$ и ему подобные [31]. Следовательно, имея возможность дистанционно оценивать скорости обеих объемных волн (V_p и V_s) на различных глубинах, мы получаем возможность дистанционной оценки плотности и ее зависимо-

сти от глубины. Точность такой оценки, очевидно, определяется не только точностью оценки V_p , но и погрешностями используемых эмпирических соотношений. Рассмотрение данного вопроса выходит за рамки настоящей статьи.

ВЫВОДЫ

Подведем итог выполненной работы.

1. Определена погрешность оценки параметров слоистых сред при использовании спектрального метода анализа поверхностных волн. Демонстрировано преимущество включения в анализ частотной зависимости параметра эллиптичности в дополнение к анализу дисперсии волны Рэлея.

2. Приведенные примеры показали, что погрешность оценки коэффициента Пуассона в слоях позволяет надежно установить характер связей внутри гранулированной среды. В частности, оказывается, что при использовании частотной зависимости параметра эллиптичности возможно оценить степень насыщенности пор жидкостью.

3. Показаны особенности проведения дистанционной диагностики и измерений параметров слоистых сред при использовании портативных вибрационных источников. Отмечены ограничения на режимы излучения и их связь с уровнем природного сейсмического шума.

4. Приведены примеры, имеющие тесную связь с ранее выполненными экспериментальными исследованиями. Это указывает на практическую реализуемость рассматриваемых в статье методов и дополнительно подтверждает полученные ранее экспериментальные результаты.

В сокращенном виде работа была представлена на XXXII сессии РАО в 2019 г. Исследования выполнены при поддержке гранта РФФИ 18-45-520006 и частичной поддержке госзадания ИПФ РАН по теме 0030-2021-0009.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Методология обеспечения защиты урбанизированных территорий от природных и техногенных воздействий. Под общей редакцией проф. Копосова Е.В. Министерство образования и науки РФ, Нижегородский государственный архитектурно-строительный университет, 2013. 596 с.
2. *Butler K.D.* Detection and characterization of subsurface cavities, tunnels and abandoned mines. Press USA. 2008. P. 578–584.
3. *Benson R.C., Yuhr L.B.* Surface Geophysical Methods. Springer Netherlands. Dordrecht. 2016. P. 161–200.

4. Хаттон Л., Уэрдингтон М., Мейкин Дж. Обработка сейсмических данных, теория и практика. М.: Мир, 1989. 216 с.
5. Yılmaz Ö. Seismic data analysis. Vols. 1, 2. Tulsa: Soc. Expl. Geophys., 2001. 1028 p., 1053 p.
6. Ghose R., Nijhof V., Brouwer J., Matsubaraz Y., Kaidaz Y., Takahashiz T. Shallow to very shallow, high-resolution reflection seismic using a portable vibrator system // Geophysics. 1998. V. 63. № 4. P. 1295–1309.
7. Zhubayev A., Ghose R. Contrasting behavior between dispersive seismic velocity and attenuation: Advantages in subsoil characterization // J. Acoust. Soc. Am. 2012. V. 131. № 2. EL170–EL176.
8. Авербах В.С., Артельный В.В., Боголюбов Б.Н., Долинин Д.В., Заславский Ю.М., Марышев А.П., Постоев Ю.К., Таланов В.И. Применение мобильного сейсмоакустического комплекса для изучения геологической структуры и поиска неоднородностей на глубинах до 100 метров // Акуст. журн. 2001. Т. 47. 6. С. 732–735.
9. Горяинов Н.Н., Ляховицкий Ф.М. Сейсмические методы в инженерной геологии. М.: Недра, 1979. 143 с.
10. Никитин В.Н. Основы инженерной сейсмологии. Изд-во Московского университета, 1981. 176 с.
11. Авербух А.Г. Изучение состава и свойств горных пород при сейсморазведке. М.: Недра, 1982. 232 с.
12. Stokoe K.H., Rix G.R., Nazarian S. In situ seismic testing of surface waves // Proc. of 12-th Int. Conf. Soil Mech. and Found. Engng. 1989. V. 1. P. 331–334.
13. Park C.B., Miller R.D., Xia J. Multichannel analysis of surface waves // Geophysics. 1999. V. 64. № 3. P. 800–808.
14. Xia J., Park C.B., Miller R.D. Estimation of near-surface shear-wave velocity by inversion of Rayleigh waves // Geophysics. 1999. V. 64. № 3. P. 691–700.
15. Ewing W.M., Jardetzky W.S., Press F. Elastic waves in layered media. N.Y.: McGraw-Hill, 1957. 380 p.
16. Бреховских Л.М. Волны в слоистых средах. М.: Наука, 1973. 343 с.
17. Разин А.В., Собисевич А.Л. Геоакустика слоистых сред. М.: Институт физики Земли РАН им. О.Ю. Шмидта, 2012. 210 с.
18. Петухов Ю.В., Разин А.В., Собисевич А.Л., Куликов В.И. Сейсмоакустические и акустико-гравитационные волны в слоистых средах. М.: Институт физики Земли РАН им. О.Ю. Шмидта, 2013. 280 с.
19. Miller R., Xia J., Park C.B., Ivanov J.M. The history of MASW // The Leading Edge. 2008. April. P. 568.
20. Maraschini M. A new approach for the inversion of Rayleigh and Scholte waves in site characterization // Ph.D. thesis. Dottorato di Ricerca in Ingegneria Geotecnica (XX ciclo), Politecnico di Torino, 2008. 276 p.
21. Aki K. Space and time spectra of stationary stochastic waves, with special reference to micro-tremors // Bull. Earthq. Res. Inst. 1957. V. 35. P. 415–456.
22. Королева Т.Ю., Яновская Т.Б., Патрушева С.С. Использование сейсмического шума для определения структуры верхней толщи Земли // Физика Земли. 2009. Т. 45. 5. С. 3–14.
23. Schuster G.T. Seismic interferometry. Cambridge UP, 2009. 274 p.
24. Яновская Т.Б. К теории метода микросейсмического зондирования // Физика Земли. 2017. Т. 53. 6. С. 18–23.
25. Собисевич А.Л., Преснов Д.А., Шуруп А.С. Фундаментальные основы совершенствования пассивных сейсмогидроакустических методов исследования шельфа арктики // Акуст. журн. 2021. Т. 67. № 1. С. 72–97.
26. Цуканов А.А., Горбатиков А.В. Исследование влияния вклада объемных волн на результат применения метода микросейсмического зондирования // Акуст. журн. 2020. Т. 66. 2. С. 198–205.
27. Авербах В.С., Лебедев А.В., Марышев А.П., Таланов В.И. Диагностика акустических свойств неконсолидированных сред в натуральных условиях // Акуст. журн. 2008. Т. 54. 4. С. 607–620.
28. Авербах В.С., Лебедев А.В., Манаков С.А., Таланов В.И. Фазовый метод межскважинного профилирования на когерентных SH-волнах // Акуст. журн. 2012. Т. 58. 5. С. 649–655.
29. Авербах В.С., Коньков А.И., Лебедев А.В., Малеханов А.И., Манаков С.А., Таланов В.И. Методы когерентной инженерной сейсморазведки в Институте прикладной физики РАН // Технологии сейсморазведки. 2015. Т. 2. С. 119–123.
30. Авербах В.С., Грибов Н.Н., Коньков А.И., Лебедев А.В., Малеханов А.И., Манаков С.А., Таланов В.И. Новый метод реконструкции неоднородностей среды с использованием волны Рэлея: примеры практического применения // Изв. Росс. Акад. наук. Серия физическая. 2016. Т. 80. 10. С. 1314–1320.
31. Mavko G., Mukerji T., Dvorkin J. The Rock Physics Handbook. Tools For Seismic Analysis in Porous Media. Cambridge University Press. MA., 2009, 2-nd edition. 524 p.
32. Konkov A.I., Lebedev A.V., Manakov S.A. Rayleigh Wave Dispersive Properties of a Vector Displacement as a Tool for P- and S-wave Velocities Near Surface Profiling / Handbook of Geomathematics. Freeden W., Nashed M.Z. and Sonar T. edited. Springer-Verlag GmbH Berlin, Heidelberg, 2015, 2-nd edition. P. 2189–2206.
33. Бард Й. Нелинейное оценивание параметров. М.: Статистика, 1979. 349 с.
34. Гоноровский И.С. Радио-технические цепи и сигналы. М.: Радио и связь, 1986. 512 с.
35. Авербах В.С., Лебедев А.В., Марышев А.П., Таланов В.И. Наблюдение эффектов медленной динамики в неконсолидированных средах в натуральных условиях // Акуст. журн. 2009. Т. 55. 2. С. 208–215.
36. Отнес Р., Эноксон Л. Прикладной анализ временных рядов. Основные методы. М.: Мир, 1982. 428 с.

37. Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. Теория упругости. Теоретическая физика. Т. VII. М.: Наука, 1987. 248 с.
38. Peterson J. Observations and modelling of background seismic noise // Open-file report 93–322. U.S. Geological Survey, Albuquerque, New Mexico, 1993. 94 p.
39. Kiwamu Nishida. Ambient seismic wave field // Proc. Jpn. Acad. 2017. V. Ser. B 93. № 7. P. 423–448.
40. Надежка Л.И., Сафронич И.Н., Орлов Р.А., Ефременко М.А. Микросейсмические исследования на территории Воронежского кристаллического массива / Землетрясения и микросейсмичность в задачах современной геодинамики Восточно-Европейской платформы. Под. ред. Шарова Н.В., Маловичко А.А., Шукина Ю.К. Книга 2: Микросейсмичность. Петрозаводск: Карельский научный центр РАН, 2007. С. 48–80.
41. McNamara D.E., Buland R.P. Ambient noise levels in the continental United States // Bull. Seism. Soc. Am. 2004. V. 94. № 4. P. 1517–1527.
42. Худсон Д. Статистика для физиков. М.: Мир, 1967. 295 с.
43. Lebedev A.V., Beresnev I.A. Nonlinear distortion of signals radiated by Vibroseis sources // Geophysics. 2004. V. 69. № 4. P. 968–977.

ОБРАБОТКА АКУСТИЧЕСКИХ СИГНАЛОВ.
КОМПЬЮТЕРНОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ

УДК 534.6.08

ПРОСТРАНСТВЕННАЯ КОРРЕКЦИЯ АКУСТИЧЕСКОЙ ГОЛОГРАММЫ
ДЛЯ ВОССТАНОВЛЕНИЯ КОЛЕБАНИЙ ПОВЕРХНОСТИ
АКСИАЛЬНО-СИММЕТРИЧНОГО УЛЬТРАЗВУКОВОГО ИЗЛУЧАТЕЛЯ

© 2022 г. А. З. Калоев^а, Д. А. Николаев^а, В. А. Хохлова^а, *, С. А. Цысарь^а, О. А. Сапожников^а

^аМосковский государственный университет им. М.В. Ломоносова,
ГСП-1, Ленинские горы, Москва, 119991 Россия

*e-mail: vera@acs366.phys.msu.ru

Поступила в редакцию 18.07.2021 г.

После доработки 18.07.2021 г.

Принята к публикации 22.09.2021 г.

Предложен метод пространственной коррекции акустической голограммы, зарегистрированной на произвольно ориентированном плоском участке перед аксиально-симметричным ультразвуковым излучателем. Суть метода заключается в определении расположения оси излучателя по измеренной голограмме, переносе данных голограммы на плоскость, перпендикулярную найденной оси, и центрировании относительно нее с использованием алгоритма коррекции в виде соответствующих поворотов и сдвигов. По откорректированной голограмме восстанавливается структура колебаний излучающей поверхности ультразвукового источника. Рассмотрен также упрощенный алгоритм коррекции в случае малых углов наклона исходной голограммы к оси источника с узким угловым спектром. Точность развитых алгоритмов проанализирована численно на примере одиночного фокусирующего излучателя с равномерным распределением колебательной скорости на его поверхности и продемонстрирована экспериментально для кольцевой 12-элементной решетки.

Ключевые слова: акустическая голограмма, характеристика акустических преобразователей, терапевтические многоэлементные излучатели

DOI: 10.31857/S032079192201004X

ВВЕДЕНИЕ

Развитие методов ультразвуковой терапии с использованием фокусированного ультразвука большой интенсивности требует разработки уточненных стандартов к применяемым устройствам и создаваемым ими полям. Производители ультразвуковых излучателей обычно предоставляют информацию о геометрических размерах источника, его фокусном расстоянии, рабочей частоте и эффективности преобразования электрической мощности в акустическую. Однако реальная пространственная структура колебаний излучающей поверхности при этом неизвестна. Указанные производителем номинальные геометрические параметры излучателя могут быть использованы для расчета ультразвукового поля, создаваемого излучателем в приближении равномерности распределения амплитуды нормальной компоненты колебательной скорости на его излучающей поверхности. Такое приближение не всегда оправдано и поэтому рассчитанное с его помощью акустическое поле может значительно отличаться от реального, что является существенным недостатком при лабора-

торном и клиническом использовании ультразвуковых систем.

Для точного предсказания пространственно-временной структуры ультразвукового поля следует исходить из экспериментально восстановленного распределения нормальной компоненты колебательной скорости на поверхности излучателя. Такое распределение может быть получено методом акустической голографии, который позволяет восстановить структуру акустического поля во всем пространстве на основе голограммы – измеренного двумерного поперечного распределения параметров поля на поверхности, расположенной перед излучателем [1–3]. Данный метод недавно был рекомендован как стандарт по характеристике ультразвуковых преобразователей [4].

При регистрации акустической голограммы необходимо контролировать большое число параметров эксперимента, которые могут вносить систематическую ошибку в структуру рассчитанного из измеренной голограммы поля [5]. Голограмма обычно измеряется миниатюрным приемником в большом количестве точек плоского участка, размер которого выбирается несколько

большим диаметра ультразвукового пучка, чтобы обеспечить полную регистрацию акустического поля. В случае аксиально-симметричного преобразователя участок, на котором измеряется голограмма, удобно расположить напротив излучателя так, чтобы центр голограммы лежал на оси излучателя, а нормаль к участку была направлена вдоль оси. В реальности обеспечить такое идеальное расположение голограммы не удастся, неизбежно появление сдвигов и небольших углов между осью излучателя и нормалью к плоскости голограммы [6].

Следует отметить, что не только при идеальном, но и при наклонном или смещенном положении акустическая голограмма содержит полную информацию о структуре поля. В этом смысле точная ориентация участка записи голограммы не принципиальна, важно лишь, чтобы указанный участок пересекался всем исследуемым пучком. Однако при анализе поля и, особенно, при определении структуры колебаний излучающей поверхности удобнее привести измеренную голограмму к координатам излучателя путем ее пересчета на плоскость, центрированную и перпендикулярную его оси.

В настоящей работе предлагается способ такой пространственной коррекции голограммы. Проводится сравнение результатов точной коррекции с использованием преобразования углового спектра голограммы с результатами приближенной коррекции путем поворота фазового фронта голограммы в лучевом приближении. Точность предлагаемых методов анализируется в численном эксперименте на примере поля одиночного фокусирующего излучателя в виде равномерно колеблющегося сегмента сферической поверхности. Проведена также экспериментальная апробация предложенных подходов при восстановлении структуры колебаний поверхности кольцевой 12-элементной фазированной решетки.

ВЫБОР СИСТЕМ КООРДИНАТ ДЛЯ ЗАПИСИ ГОЛОГРАММЫ

Рассмотрим акустическое поле, создаваемое аксиально-симметричным источником. Как следствие, само поле также является аксиально-симметричным. Ось симметрии будем называть “акустической” осью. Будем называть “идеальной” голограмму, зарегистрированную на плоском участке, центр которого находится на акустической оси, а нормаль ориентирована параллельно указанной оси. Единственным параметром, определяющим взаимное расположение идеальной голограммы и источника, является расстояние между ними, поэтому, зная его, можно рассчитать структуру колебаний излучателя. При произвольном расположении измеренной голограммы соответствующий расчет также возможен, но яв-

ляется более затруднительным, поскольку в этом случае необходимо знать несколько параметров, задающих взаимное расположение излучателя и голограммы. Соответственно, задача расчета колебательной скорости на излучающей поверхности становится громоздкой как в теоретическом, так и в численном плане. Голограмму, которая измеряется в общем случае в эксперименте и отличается от идеальной некоторым сдвигом и поворотом, будем называть “реальной”.

Поскольку и реальная, и идеальная голограммы являются полными записями одного и того же волнового поля, они могут быть пересчитаны друг в друга при их известной взаимной ориентации в пространстве. На практике акустическая голограмма измеряется путем сканирования акустического поля с помощью 3-координатной системы микропозиционирования. В этом случае для задания ориентации реальной и идеальной голограмм естественно использовать декартову систему координат, оси которой расположены вдоль трех направлений перемещения. Будем называть указанные оси X , Y , Z “механическими” осями и считать, что измерение голограммы произведено в результате сканирования поля в плоскости (X, Y) (рис. 1).

Первым этапом в решении задачи построения идеальной голограммы является нахождение акустической оси излучателя в механической системе координат. Пусть S_0 – плоский участок, на котором записана исходная голограмма, т.е. двумерное распределение амплитуды и фазы или, что то же самое, комплексной амплитуды волны в плоскости (X, Y) . Поскольку исследуемое поле является аксиально-симметричным, распределение амплитуды волны в плоскости измерения голограммы (X, Y) будет также иметь симметрию с выделенным центром даже при наклонном расположении участка записи относительно акустической оси. При измерении голограммы расположим начало механической системы координат $(X, Y, Z) = (0, 0, 0)$ вблизи этого центра. Точность совпадения центра симметрии пучка с началом координат будет определяться шагом сканирования, однако точное совпадение на этом этапе не принципиально. При измерении голограммы, близкой к идеальной, и таком выборе начала координат ось Z будет близка к акустической оси. По данным измеренной голограммы рассчитывается распределение амплитуды волны на оси Z с помощью интеграла Рэлея [7] или метода углового спектра [8–10]. В силу близости оси Z к акустической оси полученное распределение будет примерно совпадать с распределением давления вдоль акустической оси и содержать дифракционные максимумы и минимумы.

Далее рассчитываются вспомогательные поперечные распределения давления на двух плоских

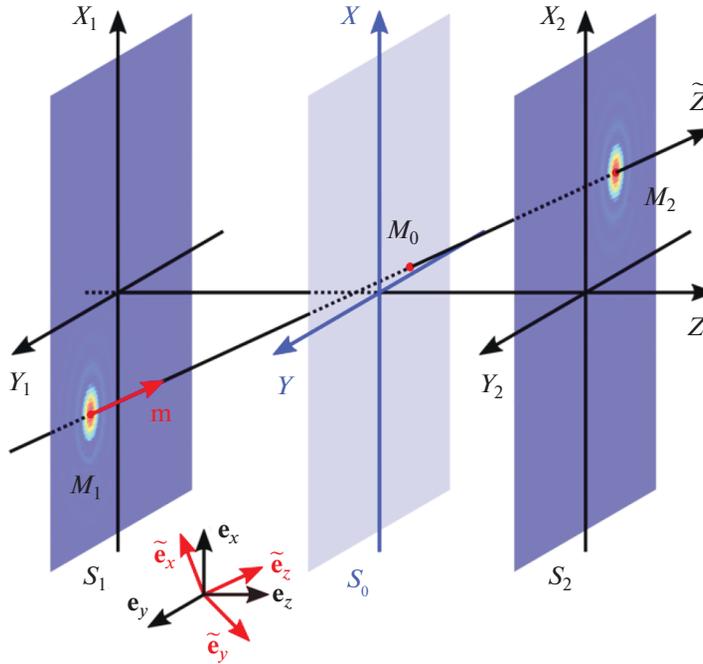


Рис. 1. Схема построения акустической оси излучателя \tilde{Z} .

участках S_1 и S_2 , параллельных плоскости исходной голограммы и расположенных на расстояниях $z = z_1$ и $z = z_2$, в которых амплитуда волны имеет локальные максимумы (рис. 1). Как и при нахождении поля на оси Z , расчет поля на участках S_1 и S_2 можно провести с помощью интеграла Рэлея или метода углового спектра. Задачей здесь является как можно более точное определение координаты точек пересечения участков S_1 и S_2 акустической осью. Для ускорения расчетов сначала удобно получить поперечные распределения поля в узлах сетки с большим шагом, затем приближенно найти центр симметрии распределения и в его окрестности заново провести расчеты уже с более мелким шагом сетки. В результате на участках S_1 и S_2 вспомогательных плоскостей можно определить с высокой точностью координаты $\mathbf{r}_1 = (x_1, y_1, z_1)$ и $\mathbf{r}_2 = (x_2, y_2, z_2)$ максимумов поля M_1 и M_2 , через которые проходит акустическая ось.

По найденным координатам точек M_1 и M_2 далее рассчитываются координаты \mathbf{r}_0 точки M_0 пересечения акустической осью излучателя плоскости исходной голограммы, а также координаты направляющего единичного вектора \mathbf{m} акустической оси:

$$\mathbf{r}_0 = \mathbf{r}_1 - (\mathbf{r}_2 - \mathbf{r}_1) \frac{z_1 - z_0}{z_2 - z_1}, \quad (1)$$

$$\mathbf{m} = \frac{\mathbf{r}_2 - \mathbf{r}_1}{|\mathbf{r}_2 - \mathbf{r}_1|}. \quad (2)$$

Здесь $\mathbf{r}_0 = (x_0, y_0, z_0)$ — радиус-вектор точки M_0 , причем $z_0 = 0$ в силу исходного выбора начала координат. Векторы \mathbf{r}_0 и \mathbf{m} полностью задают искомую акустическую ось. Максимальные ошибки $\Delta \mathbf{r}_0$ и $\Delta \mathbf{m}$ в определении координат векторов \mathbf{r}_0 и \mathbf{m} определяются выбором шагов Δx и Δy сетки вспомогательных голограмм и расстояния h между ними:

$$\Delta \mathbf{r}_0 = (\Delta x/2, \Delta y/2, 0) \text{ и}$$

$$\Delta \mathbf{m} = \frac{1}{h} \left(\Delta x, \Delta y, \sqrt{(m_x^2 \Delta x^2 + m_y^2 \Delta y^2) / m_z^2} \right).$$

Приведенное выше описание проводилось в механической декартовой системе координат, соответствующей трем направлениям перемещения в 3-координатной системе микропозиционирования. Для восстановления идеальной голограммы перейдем теперь к новой декартовой системе координат $(\tilde{X}, \tilde{Y}, \tilde{Z})$, начало которой лежит в точке M_0 , а ось \tilde{Z} совпадает с акустической осью излучателя. Оси \tilde{X} и \tilde{Y} лежат в плоскости, перпендикулярной оси излучателя, поэтому их направление можно специально не оговаривать в силу аксиальной симметрии задачи; удобно выбрать их близкими к соответствующим осям X и Y . Для удобства описания двух систем введем орты $\mathbf{e}_x, \mathbf{e}_y, \mathbf{e}_z$ исходной (механической) системы коор-

динат и орты $\tilde{\mathbf{e}}_x, \tilde{\mathbf{e}}_y, \tilde{\mathbf{e}}_z$ новой системы, “привязанной” к излучателю (рис. 1). Согласно сказанному выше:

$$\tilde{\mathbf{e}}_z = \mathbf{m} = (m_x, m_y, m_z). \quad (3)$$

Орты $\tilde{\mathbf{e}}_x$ и $\tilde{\mathbf{e}}_y$ в старом базисе можно ввести, например, следующим образом:

$$\tilde{\mathbf{e}}_y = \frac{\tilde{\mathbf{e}}_z \times \mathbf{e}_x}{|\tilde{\mathbf{e}}_z \times \mathbf{e}_x|} = \left(0, \frac{m_z}{\sqrt{m_z^2 + m_y^2}}, -\frac{m_y}{\sqrt{m_z^2 + m_y^2}} \right), \quad (4)$$

$$\begin{aligned} \tilde{\mathbf{e}}_x &= \tilde{\mathbf{e}}_y \times \tilde{\mathbf{e}}_z = \\ &= \left(\sqrt{m_z^2 + m_y^2}, -\frac{m_x m_y}{\sqrt{m_z^2 + m_y^2}}, -\frac{m_x m_z}{\sqrt{m_z^2 + m_y^2}} \right), \end{aligned} \quad (5)$$

где знак \times обозначает векторное произведение.

Заметим, что выбранный таким образом новый базис может быть получен из старого путем двух последовательных поворотов: сначала вокруг оси X на угол α , а затем вокруг новой, получившейся после поворота оси \tilde{Y} на угол β , которые определяются следующими выражениями:

$$\alpha = -\arcsin(\tilde{\mathbf{e}}_y \mathbf{e}_z) = \arcsin\left(\frac{m_y}{\sqrt{m_z^2 + m_y^2}}\right), \quad (6)$$

$$\beta = -\arcsin(\mathbf{e}_x \tilde{\mathbf{e}}_z) = -\arcsin(m_x), \quad (7)$$

где применяется скалярное произведение векторов. Первый поворот делает ось \tilde{Y} перпендикулярной вектору \mathbf{m} , а второй – ось \tilde{X} перпендикулярной векторам \mathbf{m} и $\tilde{\mathbf{e}}_y$. Здесь и далее положительный угол поворота голограммы или системы координат вокруг какой-либо оси соответствует повороту по часовой стрелке в правой системе координат, если смотреть в направлении, противоположном оси, вокруг которой происходит вращение.

РАСЧЕТ ИДЕАЛЬНОЙ ГОЛОГРАММЫ ИЗ РЕАЛЬНОЙ

На втором этапе построения идеальной голограммы используется связь двух описанных выше систем координат. Перевод голограммы из одной системы в другую удобно выполнить в рамках метода углового спектра. Пространственный (угловой) спектр $S(k_x, k_y)$ поля в плоскости измеренной голограммы $p_0(x, y)$ имеет вид [8]:

$$S(k_x, k_y) = \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} p_0(x, y) e^{-i(k_x x + k_y y)} dx dy. \quad (8)$$

При известном спектре $S(k_x, k_y)$ комплексная амплитуда давления $p(x, y, z)$, являющаяся решением

уравнения Гельмгольца, выражается следующим образом:

$$\begin{aligned} p(x, y, z) &= \frac{1}{(2\pi)^2} \times \\ &\times \iint_{k_x^2 + k_y^2 \leq k^2} S(k_x, k_y) e^{i(k_x x + k_y y + \sqrt{k^2 - k_x^2 - k_y^2} z)} dk_x dk_y, \end{aligned} \quad (9)$$

где $k = \omega/c$ – волновое число, ω – циклическая частота волны, c – скорость звука.

Здесь область интегрирования ограничена кругом радиуса k , что оправдано на расстояниях от излучателя много больших длины волны. Строго говоря, для записи точного решения (9) область интегрирования следует распространить на всю плоскость, что позволяет учесть неоднородные (эванесцентные) волны [1]. Однако указанные неоднородные волны быстро затухают при удалении от излучателя и поэтому для ультразвука мегагерцового диапазона, используемого в медицине и неразрушающем контроле, их влиянием можно пренебречь. Представление волнового поля (9) имеет вид суперпозиции плоских волн с комплексной амплитудой, пропорциональной величине $S(k_x, k_y) \exp(i\mathbf{k}\mathbf{r})$, причем волновой вектор \mathbf{k} в системе координат (X, Y, Z) имеет вид:

$$\mathbf{k} = (k_x, k_y, k_z = \sqrt{k^2 - k_x^2 - k_y^2}). \quad (10)$$

Перейдем в новую систему координат $(\tilde{X}, \tilde{Y}, \tilde{Z})$ с центром в точке M_0 . Радиус-вектор точки пространства при этом выражается следующим образом: $\mathbf{r} = \tilde{x}\tilde{\mathbf{e}}_x + \tilde{y}\tilde{\mathbf{e}}_y + \tilde{z}\tilde{\mathbf{e}}_z + \mathbf{r}_0$. В новой системе координат выражение (9) преобразуется к виду:

$$\begin{aligned} P(\tilde{x}, \tilde{y}, \tilde{z}) &= \frac{1}{(2\pi)^2} \times \\ &\times \iint_{k_x^2 + k_y^2 \leq k^2} S(k_x, k_y) e^{i[\tilde{x}(\mathbf{k}\tilde{\mathbf{e}}_x) + \tilde{y}(\mathbf{k}\tilde{\mathbf{e}}_y) + \tilde{z}(\mathbf{k}\tilde{\mathbf{e}}_z) + (\mathbf{k}\mathbf{r}_0)]} dk_x dk_y, \end{aligned} \quad (11)$$

где $P(\tilde{x}, \tilde{y}, \tilde{z}) = p(x, y, z)$ – комплексная амплитуда волны, записанная в новых координатах. Скалярные произведения в показателе экспоненты легко вычисляются на основе соотношений (3)–(5).

Выберем в качестве плоскости задания идеальной голограммы $P_0(\tilde{x}, \tilde{y})$ плоскость $\tilde{z} = 0$, проходящую через точку M_0 . При таком выборе $P_0(\tilde{x}, \tilde{y}) = P(\tilde{x}, \tilde{y}, \tilde{z} = 0)$, и поэтому из выражения (11) следует искомое представление для идеальной голограммы:

$$P_0(\tilde{x}, \tilde{y}) = \frac{1}{(2\pi)^2} \times \int\int_{k_x^2 + k_y^2 \leq k^2} S(k_x, k_y) e^{i[\tilde{x}(k\tilde{e}_x) + \tilde{y}(k\tilde{e}_y) + (k\tilde{r}_0)]} dk_x dk_y, \quad (12)$$

где слагаемые в показателе экспоненты задаются выражениями (1)–(5) и (10). Отметим, что в случае малости угла между нормалью к исходной голограмме и акустической осью излучателя, а также узости углового спектра волны, выражение (12) упрощается:

$$P_0(\tilde{x}, \tilde{y}) \approx e^{-ik(m_x\tilde{x} + m_y\tilde{y})} p_0(\tilde{x} + x_0, \tilde{y} + y_0). \quad (13)$$

Как видно, в указанном приближении переход (13) от измеренной голограммы $p_0(x, y)$ к идеальной голограмме $P_0(\tilde{x}, \tilde{y})$ соответствует перемещению центра координат исходной голограммы в точку M_0 и умножению на дополнительный набег фазы, увеличивающийся вдоль поперечных координат, для плоской волны, распространяющейся в направлении вектора \mathbf{m} . Как отмечалось, первым условием справедливости приближения (13) является требование малости углов поворота, что

соответствует условию $\sqrt{m_x^2 + m_y^2} \ll 1$. На практике его относительно нетрудно выполнить, так как при должной аккуратности излучателя диаметром несколько сантиметров даже вручную могут быть ориентированы относительно осей системы позиционирования с ошибкой, не превышающей одного–двух градусов. Второе условие заключается в локализации углового спектра в узкой области

частот $\sqrt{k_x^2 + k_y^2} \ll k$, что зависит от параметров излучателя. Например, при использовании сильно фокусирующих излучателей ультразвуковой хирургии угловой спектр волны может быть достаточно широким и, следовательно, применение выражения (13) для поворота и центрирования голограммы будет менее точным.

Следует отметить, что для осуществления точного поворота и центрирования измеренной голограммы не удастся использовать алгоритм быстрого преобразования Фурье (БПФ), поскольку при сведении интеграла в формуле (12) к форме обратного преобразования Фурье, т.е. при разложении подынтегрального выражения на множители $S_1(k_x, k_y, \mathbf{r}) \exp(i\mathbf{k}\mathbf{r})$, эквивалентный спектр $S_1(k_x, k_y, \mathbf{r})$ будет зависеть от координат вектора \mathbf{r} . Таким образом, для точной корректировки голограммы необходимо либо численно рассчитывать интеграл (12), либо реализовывать дискретное преобразование Фурье (ДПФ) со спектром, зависящим от координат. В данной работе в расчетах используется второй способ, а спектр $S(k_x, k_y)$ исходной голограммы вычисляется с помощью БПФ. Ввиду большого числа точек

в голограмме, ее точная корректировка может занимать значительное время, особенно для больших голограмм, в то время как приближенный поворот и центрирование по формуле (13) могут быть осуществлены очень быстро умножением голограммы на соответствующую экспоненциальную матрицу. Поэтому представляет интерес изучение обоих методов корректировки, а также анализ ошибки, вносимой при использовании приближенной формулы (13).

ЧИСЛЕННАЯ ВЕРИФИКАЦИЯ МЕТОДА

Численный эксперимент по анализу предложенного алгоритма получения идеальной голограммы и восстановления распределения нормальной компоненты колебательной скорости на излучающей поверхности проводился на примере одноэлементного сферического излучателя с рабочей частотой $f_0 = 2$ МГц, радиусом кривизны $F = 80$ мм и диаметром $D = 100$ мм (рис. 2). Выбранная частота, форма и размеры излучателя соответствовали параметрам описанной в следующем экспериментальном разделе кольцевой фазированной решетки.

На поверхности S излучателя задавалось равномерное распределение колебательной скорости единичной амплитуды и с помощью интеграла Рэлея рассчитывалось давление на поверхности S_0 неидеальной голограммы:

$$P(\mathbf{r}_2) = -\frac{ik\rho c}{2\pi} \int_S V_n(\mathbf{r}_1) \frac{e^{ikR}}{R} dS, \quad (14)$$

где $R = |\mathbf{r}_1 - \mathbf{r}_2|$, \mathbf{r}_1 – радиус-вектор элемента поверхности dS , \mathbf{r}_2 – радиус-вектор точки, в которой происходит расчет комплексной амплитуды давления P . Угол между нормалью к поверхности голограммы и осью излучателя $O\tilde{Z}$ выбирался ненулевым, а центр участка S_0 был смещен относительно оси излучателя (рис. 2).

Для расчета неидеальной голограммы S_0 по формуле (14) необходимо знать уравнение плоскости, в которой лежит данная голограмма. Оно было получено из уравнения плоскости, в которой лежит идеальная голограмма S_i , путем ее двух последовательных поворотов: сначала вокруг оси \tilde{Y} , а затем вокруг новой, получившейся после первого поворота, оси X ; а также смещения центра координат в плоскости повернутой голограммы. Таким образом, для однозначного задания положения плоскости реальной голограммы использовалось 5 параметров: расстояние от центра источника O до центра идеальной голограммы S_i , углы ее поворотов вокруг осей \tilde{Y} и новой оси X , а также смещение центра голограммы по осям X и Y (рис. 2).

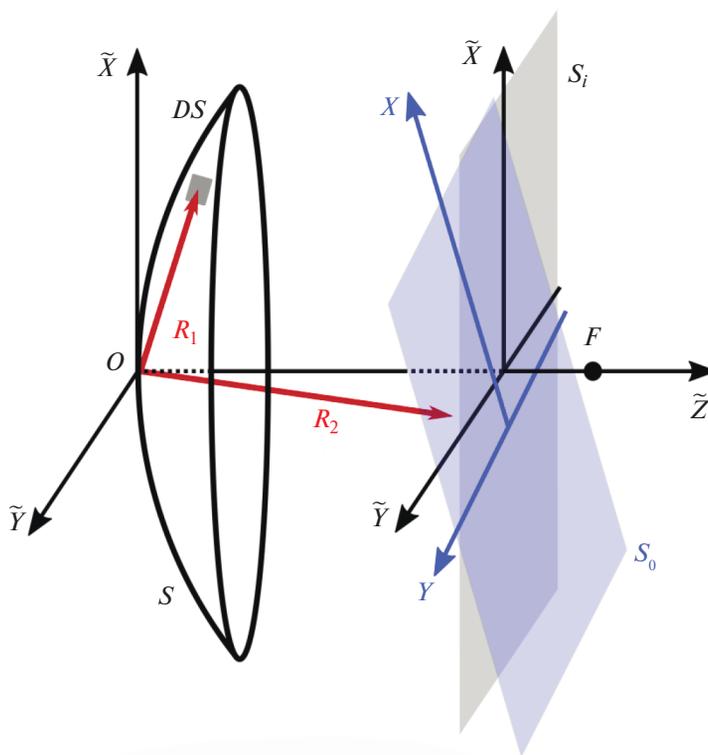


Рис. 2. Схема расположения одиночного излучателя в виде сферического сегмента относительно плоской поверхности исходной голограммы S_0 и поверхности идеальной голограммы S_i .

После вычисления распределения давления на поверхности S_0 (рис. 2) по формуле (14) применялся описанный алгоритм нахождения акустической оси излучателя, затем осуществлялись поворот и центрирование голограммы точным (12) и приближенным (13) методами. Из рассчитанных двух новых голограмм и из исходной неидеальной голограммы с помощью интеграла Рэля восстанавливались распределения амплитуды и фазы нормальной компоненты колебательной скорости на поверхности в виде сферического сегмента, отсекаемого используемой голограммой от сферы радиуса $F = 80$ мм с центром на предполагаемой акустической оси и расположенного на некотором расстоянии от голограммы. В случае проведения коррекции предполагалось, что акустическая ось проходила перпендикулярно плоскости скорректированной голограммы через ее центр M_0 (1), а в отсутствие коррекции — перпендикулярно плоскости исходной голограммы через ближайший к центру симметрии поля узел сетки. Расстояние от голограмм до сферической поверхности определялось путем совмещения максимумов распределений амплитуды давления на оси, рассчитанных с помощью интеграла Рэля (14) для номинальных параметров источника и восстановленных из используемых голограмм. Вне поверхности сферического сегмента,

отсекаемого голограммой, амплитуда и фаза колебательной скорости полагалась равной нулю.

Плоскость неидеальной голограммы S_0 была получена из плоскости идеальной голограммы S_i , отстоящей от центра O излучателя на 70 мм (рис. 2). Размер голограммы был выбран равным 301×301 точек с шагом $dx = dy = 0.35$ мм, что соответствовало 0.47 длины волны в воде на рабочей частоте излучателя. Окончательный шаг сетки на вспомогательных плоскостях (рис. 1) составлял 0.01 мм, что соответствовало максимальной ошибке в определении координат центра симметрии полученных неидеальных голограмм 0.014 мм.

Рассматривались три варианта отклонения исходной голограммы от идеальной. В первом случае неидеальная голограмма задавалась путем поворота и смещения идеальной голограммы на относительно большие, по сравнению с характерными экспериментальными значениями, величины: углы поворота вокруг осей \tilde{Y} и X составляли 4° и -4° , соответственно, а центр голограммы смещался в точку $(x_0, y_0) = (2, 4)$ мм. Во втором случае рассматривался случай малых углов поворота и смещения идеальной голограммы: углы поворота вокруг осей \tilde{Y} и X составляли 1° и -1° , соответственно, а центр голограммы смещался в точку $(x_0, y_0) = (1, 1)$ мм. В третьем случае,

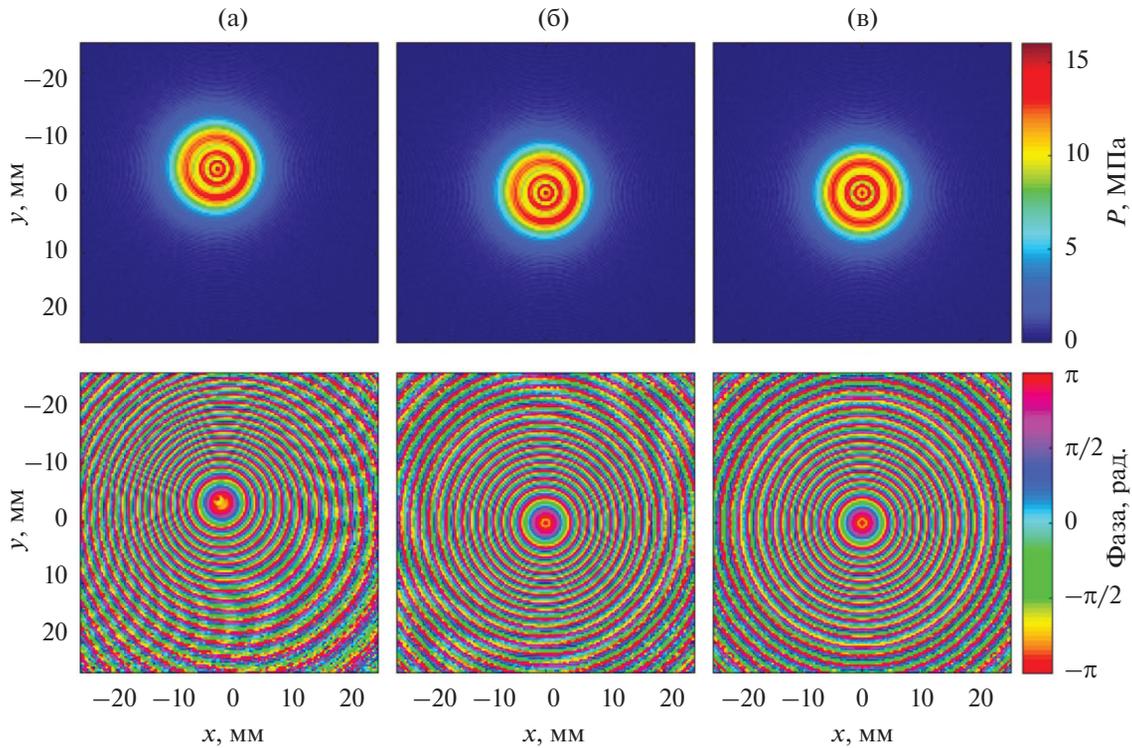


Рис. 3. Распределение амплитуды (сверху) и фазы (снизу) в плоскости: (а) – исходной голограммы S_0 для случая большого поворота и смещения ее плоскости относительно идеальной голограммы, (б) – голограммы, скорректированной приближенным методом, (в) – голограммы, скорректированной точным методом.

для количественной оценки точности восстановления колебательной скорости на поверхности излучателя при использовании точного и приближенного методов корректировки, вычислялись голограммы, не смещенные относительно идеальной, но повернутые вокруг оси \tilde{X} на изменяющийся угол $0^\circ \leq \alpha \leq 20^\circ$. В этом случае голограмма задавалась на сетке, состоящей из 201×201 точек.

Для первого случая большого поворота и смещения плоскости идеальной голограммы, результаты расчета амплитуды и фазы давления в центральной части полученной неидеальной голограммы, а также после ее приближенной и точной коррекции, представлены на рис. 3. При отсутствии коррекции (рис. 3а) отчетливо видно смещение центра голограммы и нарушение симметрии распределений как для амплитуды, так и для фазы давления. После приближенной коррекции (рис. 3б) распределения амплитуды, и фазы давления стали центрированы. Угловая асимметрия в распределении фазы по углу вокруг оси пучка существенно уменьшилась, однако сохранилась неизменной в распределении амплитуды, поскольку приближенная коррекция (13) представляет собой перенос центра системы координат и умножение на фазовый множитель. После точ-

ной коррекции (рис. 3в) и амплитуда, и фаза стали симметричными относительно центра голограммы. Обратное смещение центра голограммы и углы поворота при корректировке, вычисленные по (1), (6), (7), составили $(-2.00, -3.99)$ мм и $(-3.99, 3.97)$ градуса.

На рис. 4 представлены исходно заданные распределения амплитуды и фазы нормальной компоненты колебательной скорости на поверхности излучателя (рис. 4а) и восстановленные из полученных голограмм (рис. 3). При восстановлении без коррекции голограмма центрировалась путем смещения центра координат в узел сетки с координатами $(-2.10, -3.85)$ мм, наиболее близкий к центру симметрии поля голограммы. Как видно (рис. 4б), большая неточность в нахождении координат центра практически не повлияла на равномерность восстановленного распределения амплитуды давления на поверхности сферы, но произошло ожидаемое смещение поверхности излучателя вдоль сферической поверхности, на которой проводился расчет. В случае приближенной корректировки голограммы (рис. 4в) распределение амплитуды отличается от исходно заданного (рис. 4а) как неравномерностью вдоль поверхности, так и нерезкой границей излучателя. При этом наблюдаемые отличия стали даже сильнее, чем в случае отсутствия корректировки голо-

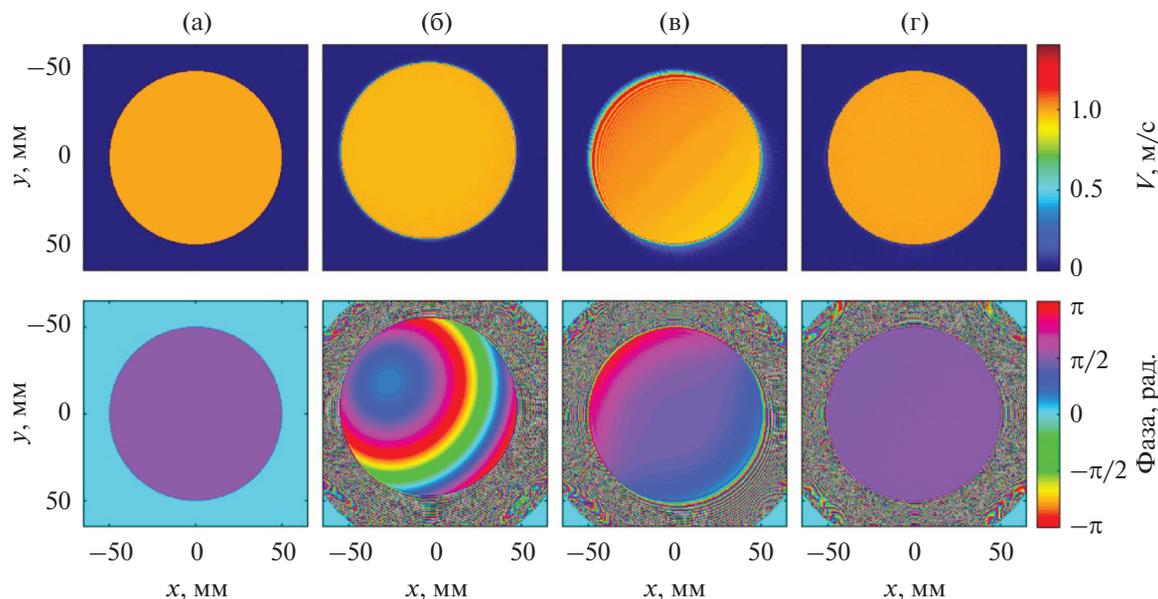


Рис. 4. Распределение амплитуды (сверху) и фазы (снизу) нормальной компоненты колебательной скорости на излучателе: (а) — изначально заданное; рассчитанное из: (б) — исходной голограммы для случая большого поворота и смещения ее плоскости относительно идеальной голограммы, (в) — голограммы, скорректированной приближенным методом, (г) — голограммы, скорректированной точным методом.

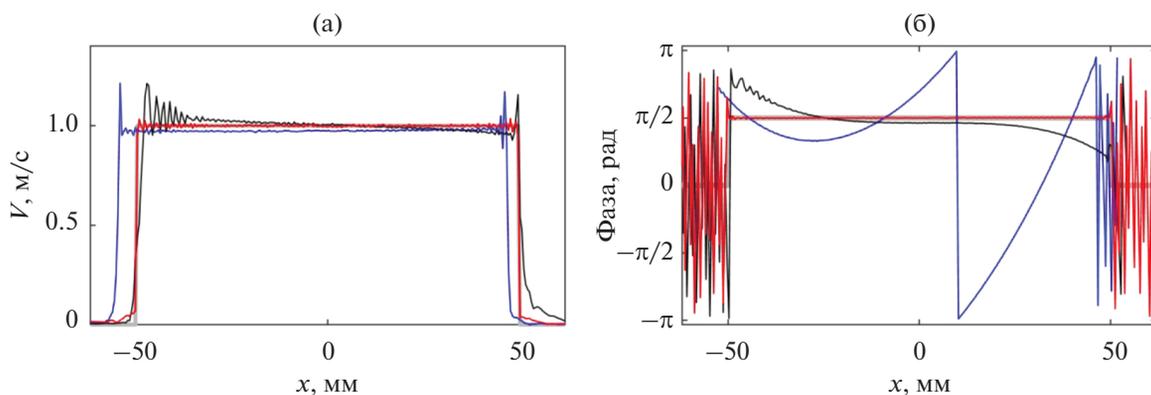


Рис. 5. (а) — Амплитуда и (б) — фаза нормальной компоненты колебательной скорости поверхности вдоль оси X при $y = 0$. Серая линия соответствует заданному прямоугольному распределению; синяя кривая — восстановленному из исходной голограммы без корректировки для случая большого поворота и смещения ее плоскости относительно идеальной голограммы; красная и черная — восстановленным из голограмм, скорректированных точным и приближенным методами, соответственно.

граммы, что свидетельствует о неточности подхода. Распределение фазы стало более равномерным, однако также отличается от исходного. При точной корректировке голограммы рассчитанная структура колебаний излучателя практически не отличается от исходной (рис. 4г). Заметна лишь небольшая неоднородность в распределении амплитуды на краях излучателя, которая появляется вследствие неучета неоднородных волн при использовании метода углового спектра в решении (9). В реальных измерениях дополнительную

ошибку в определении данных величин также могут внести ошибки измерения голограммы [5].

Для большей наглядности на рис. 5 приведено сравнение полученных распределений амплитуды (рис. 5а) и фазы (рис. 5б) на поверхности излучателя вдоль оси X при $y = 0$. Красная кривая соответствует распределению, полученному после точной коррекции голограммы. Видно, что она очень близка к исходно заданному прямоугольному распределению (серая кривая), в то время как результаты, полученные после приближенной коррекции или при ее отсутствии (черная и

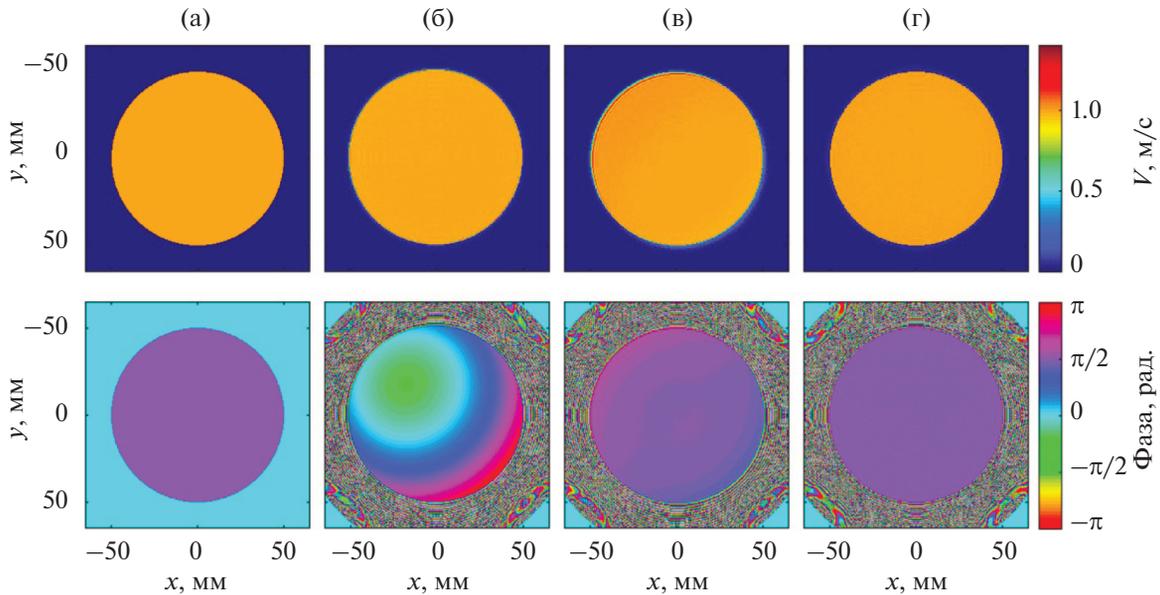


Рис. 6. Распределение амплитуды (сверху) и фазы (снизу) нормальной компоненты колебательной скорости на излучателе: (а) – изначально заданное; рассчитанное из: (б) – исходной голограммы для случая малого поворота и смещения ее плоскости относительно идеальной, (в) – приближенно скорректированной голограммы, (г) – точно скорректированной голограммы.

синия кривые, соответственно) сильно отличаются от истинных.

Для второго случая малых углов поворота и смещения исходной голограммы относительно идеальной результаты восстановления амплитуды и фазы колебательной скорости на излучателе представлены на рис. 6. Обратное смещение центра голограммы и углы поворота при корректировке по сравнению с заданными (1.00, 1.00) мм и (1.00, -1.00) градуса составили (-1.01, -1.01) мм и (-1.01, 1.01) градуса; при восстановлении без коррекции центр координат смещался в узел сетки с координатами (-1.05, -1.05) мм. В целом, в восстановленных распределениях хотя и в меньшей степени, но наблюдаются те же отличия, что и в случае больших поворотов и смещений. Интересно отметить, что хотя в данном случае применение приближенного метода является более обоснованным, распределения как амплитуды, так и фазы колебательной скорости на излучателе (рис. 6в), полученные из приближенно скорректированной голограммы, по-прежнему отличаются от исходных (рис. 6а). Связано это с тем, что угловой спектр поля рассматриваемого сильнофокусирующего излучателя является достаточно широким.

Для третьего случая различных углов α поворота голограммы относительно идеальной и использования точного и приближенного методов ее коррекции была проведена количественная оценка величины ошибки определения колебательной скорости на поверхности излучателя. Из полученных голограмм вычислялась колебатель-

ная скорость на предполагаемой поверхности излучателя без коррекции и после приближенного и точного поворотов голограммы. Как указывалось выше, вследствие неучета неоднородных волн [8] даже при расчете идеальной голограммы на основе поля с излучателя и обратного перерасчета распределение колебательной скорости на излучателе не будет идентичным исходному. Поэтому возникающая при точном и приближенном поворотах ошибка $\epsilon(\alpha)$ в рассчитанном на излучателе распределении колебательной скорости $V_n(\alpha)$ рассматривалась относительно численно восстановленного распределения $V_n(\alpha = 0)$:

$$\epsilon(\alpha) = \frac{1}{N} \sum_n^N |V_n(\alpha) - V_n(\alpha = 0)|, \quad (15)$$

где N – количество точек сетки на поверхности сферического сегмента, отсекаемого голограммой от сферы радиуса $F = 80$ мм, на которой ищется распределение скорости.

Сравнение введенной таким образом ошибки для описанных трех случаев представлено на рис. 7. Как и ожидалось, по мере увеличения угла между нормалью к голограмме и осью излучателя, ошибка в определении колебательной скорости на поверхности излучателя, возникающая после приближенной коррекции голограммы, растет значительно быстрее, чем в случае точной коррекции. Появление небольшой ошибки при использовании точного метода корректировки связано

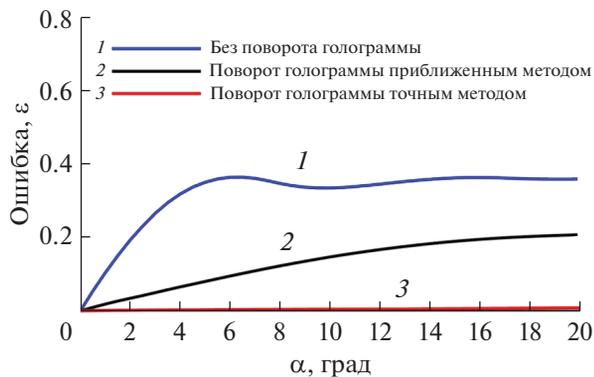


Рис. 7. Зависимость ошибки в определении распределения комплексной амплитуды нормальной компоненты колебательной скорости на излучающей поверхности от угла наклона плоскости голограммы к оси излучателя при точной (красная линия 3) и приближенной (черная линия 2) корректировке голограммы, а также при отсутствии корректировки (синяя линия 1).

как с неточностью определения направления акустической оси и, соответственно, координат векторов \mathbf{m} и \mathbf{r}_0 (1), (2), так и с тем фактом, что при больших углах поворота ввиду фиксированного размера голограммы на ее поверхность попадает меньше энергии пучка, поэтому она будет содержать в себе менее полную информацию об акустическом поле.

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ ВЕРИФИКАЦИЯ МЕТОДА

Экспериментальная верификация предложенного метода проводилась для кольцевого фокусирующего пьезокомпозитного преобразователя (Imasonic, Франция) (рис. 8), имеющего форму вогнутой сферической чаши с круглым центральным отверстием. Преобразователь имеет следующие номинальные параметры: внутренний и внешний диаметры $D_1 = 40$ мм и $D_2 = 100$ мм, соответственно, фокусное расстояние (радиус кривизны) $F = 80$ мм, резонансная частота $f_0 = 2$ МГц. Излучающая поверхность преобразователя разделена на 12 кольцевых сегментов с равной площадью $S = 5.2$ см² и зазором толщиной $dr = 0.5$ мм, что позволяет использовать его в качестве кольцевой фазированной решетки.

Излучатель погружался в резервуар с дегазированной водой размером $100 \times 50 \times 50$ см и был неподвижно закреплен в процессе измерений. Фильтрация и дегазация воды осуществлялись с помощью системы подготовки воды PA WTS (Water Treatment System, Precision Acoustics, Великобритания). На каждый из элементов фазированной решетки подавалось электрическое напряжение от 12-канального генератора [11]. Напротив решетки был выставлен игольчатый гидрофон HNA-0400 (Onda Corp., США) с диаметром чувствительного участка 0.4 мм. Чувствительность гидрофона с учетом встроенного предусилителя электрического сигнала составляла 1.197 В/МПа

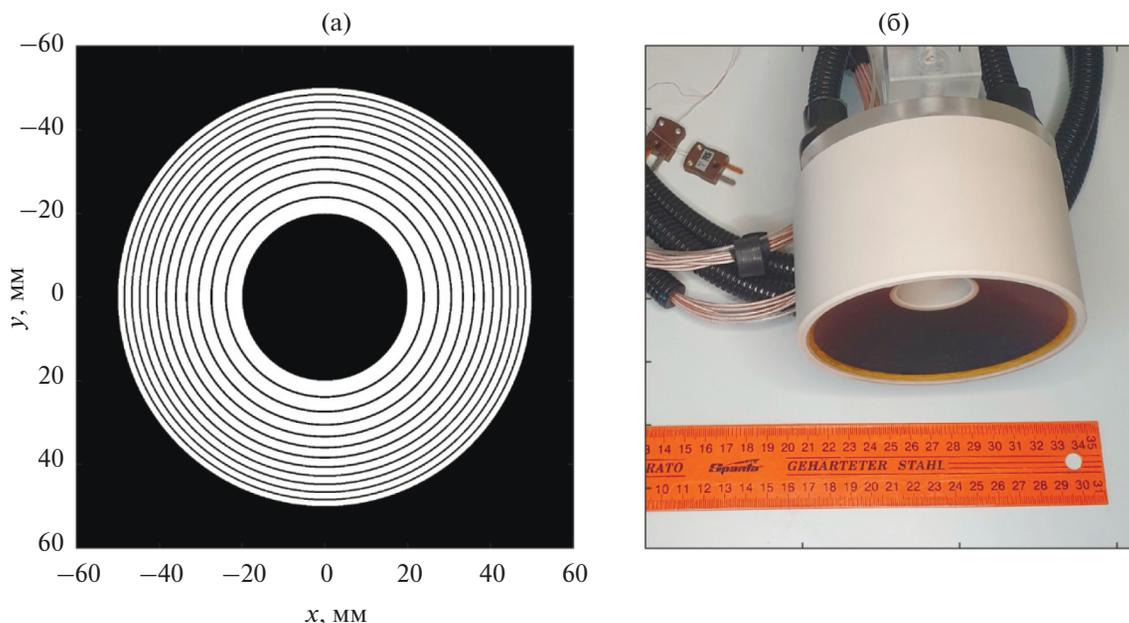


Рис. 8. (а) — Диаграмма и (б) — фотография исследуемой ультразвуковой фазированной решетки (Imasonic, France), состоящей из 12 колец равной площади, расположенных на сфере радиуса $F = 80$ мм.

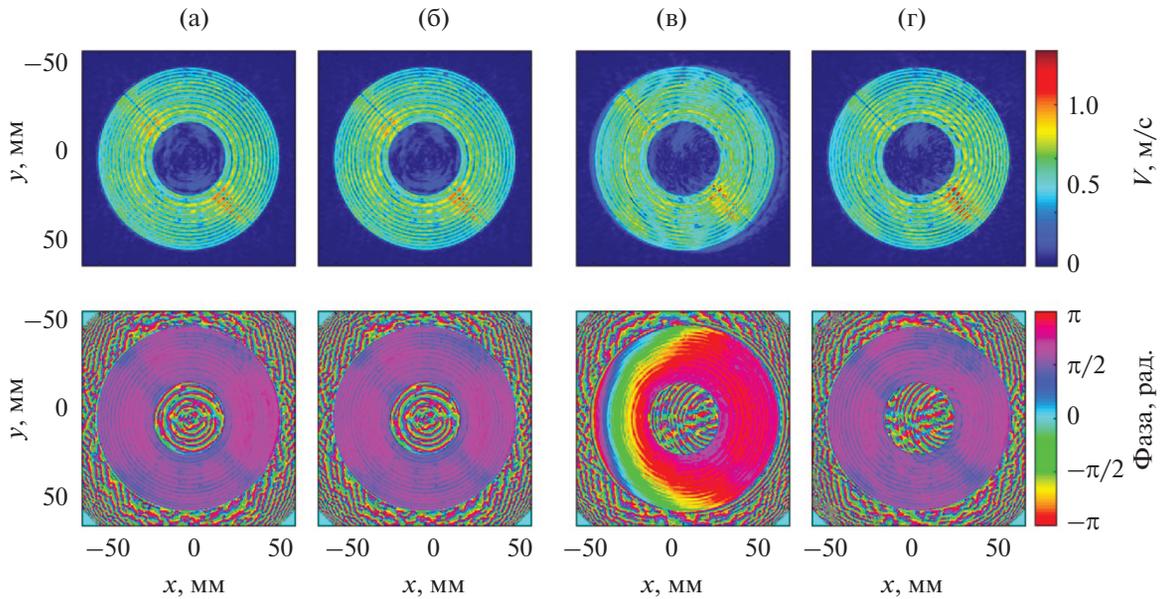


Рис. 9. Сравнение распределений амплитуды (сверху) и фазы (снизу) нормальной компоненты колебательной скорости на поверхности фазированной решетки, восстановленные из голограмм, измеренных при (а, б) – малом и (в, г) – большом углах поворота плоскости голограммы относительно акустической оси решетки после коррекции (а, в) – приближенным и (б, г) – точным методами.

на частоте 2 МГц. Гидрофон в процессе измерений перемещался автоматическим образом с помощью системы микропозиционирования UMS-3 (Precision Acoustics, Великобритания), расположенной над резервуаром и позволяющей проводить пространственное трехмерное сканирование с гарантируемой точностью позиционирования 6 мкм. Электрический сигнал гидрофона поступал на осциллограф (TDS5054B, Tektronix Inc., США), подключенный к компьютеру. Управление процессом измерений осуществлялось программой, написанной в среде LabView, входящей в состав системы позиционирования Precision Acoustics. Контроль стабильности температуры воды во время измерений проводился с помощью встроенной в излучатель термопары. Время измерения голограмм составляло приблизительно 10 ч, за это время отклонение температуры от 22°C составляло не более 0.3°C.

Было проведено измерение двух голограмм: первая голограмма записывалась при расположении преобразователя параллельно плоскости измерения голограммы с точностью около 1°, вторая голограмма – после поворота излучателя на 10° вокруг оси Y голограммы. Вращение осуществлялось с помощью поворотного механизма системы позиционирования с номинальной точностью выставления угла до 0.2°. Голограмма записывалась путем регистрации сигнала гидрофона в узлах плоской квадратной сетки с шагом 0.4 мм, расположенной на расстоянии 15 мм от фокаль-

ного максимума в сторону излучателя. Соответствующее количество узлов сетки было выбрано равным 221×221 , размер голограммы в каждом измерении превышал геометрический размер ультразвукового пучка в данной области в 3.6 раза. Центр области сканирования в обоих случаях устанавливался вручную в центре акустического пучка для обеспечения максимально полного попадания акустического пучка в область измерений.

Все кольцевые элементы излучателя возбуждались синфазно электрическим импульсом, состоящим из $N = 5$ периодов на частоте $f_0 = 2$ МГц, амплитудой 1В, период повторения сигнала составлял $T = 4$ мс. Сигнал в каждой точке голограммы записывался в пределах временного окна длительностью 100 мкс, что было достаточным для записи регистрируемого гидрофоном импульсного акустического сигнала в каждой точке голограммы. Запись сигнала гидрофона происходила с шагом дискретизации 20 нс, что для выбранного временного окна составляет 5000 временных отсчетов. Для снижения уровня шумов в каждой точке голограммы проводилось усреднение по 48 реализациям периодически повторяющегося сигнала. Результатом измерений являлась нестационарная голограмма, из которой с помощью спектрального разложения выделялась голограмма на резонансной частоте излучателя, которая далее нормировалась на соответствующую составляющую спектра сигнала напряжения на элементах. После учета чувствительности гидрофона было получено распределение комплексной

амплитуды давления в паскалях в плоскости измеряемой голограммы, соответствующее режиму работы решетки в монохроматическом режиме на резонансной частоте при напряжении на элементах равном 1 В.

На основе полученных данных с использованием описанных выше методов проводилась реконструкция распределения колебаний поверхности излучателя после предварительной точной и приближенной корректировок измеренных голограмм. Вспомогательные распределения давления на участках S_1 и S_2 (рис. 1) строились на расстояниях -15.07 и 14.75 мм от исходных голограмм, соответственно, а расчет поля на них проводился с использованием интеграла Рэлея итерационным образом в окне с количеством точек 50×50 и окончательным шагом сетки 0.01 мм.

В первом случае близкого к идеальному расположения измеряемой голограммы при ее коррекции потребовалось перенести центр координат в точку $(0.06, 0.27)$ мм, совершить поворот вокруг оси X на -0.15° и затем вокруг \tilde{Y} на 0.44° . Расстояние от плоскости скорректированных голограмм до максимума распределения амплитуды на оси излучателя получилось равным 15.01 мм. Распределения амплитуды и фазы колебательной скорости, восстановленные на предполагаемой поверхности излучателя, описанной ранее, как после приближенной (рис. 9а), так и после точной (рис. 9б) корректировок оказались внешне практически неотличимыми.

Во втором случае, когда ось излучателя была повернута относительно осей системы позиционирования на достаточно большой угол, для восстановления идеальной голограммы центр координат был перенесен в точку $(-0.08, 0.15)$ мм, а исходная голограмма повернута вокруг оси X на -0.19° и вокруг оси \tilde{Y} на -9.57° . Расстояния от приближенно и точно скорректированных голограмм до фокуса получились равными 13.60 и 15.08 мм, соответственно. В этом случае приближенный способ корректировки голограммы дает неудовлетворительные результаты (рис. 9в). Заметим, что распределение колебательной скорости на излучателе, полученное даже из точно скорректированной голограммы (рис. 9г), несколько отличается от рассчитанного при небольшом угле поворота (рис. 9б). Данное расхождение может быть связано с учетом диаграммы направленности гидрофона, что вносит дополнительные искажения при измерении голограммы на повернутой плоскости [12].

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В работе предложен метод пространственной коррекции акустических голограмм излучателей, обладающих аксиальной симметрией, для прак-

тического использования при характеристике колебаний поверхности самих излучателей и создаваемых ими полей. Метод позволяет построить голограмму на плоскости, перпендикулярной оси излучателя и центрированной относительно нее, что представляется наиболее удобным для последующего задания граничных условий на поверхности излучателя в задачах численного эксперимента, реконструкции поля и сравнения с данными измерений в координатах излучателя. Проанализирована ошибка точного и приближенного методов коррекции голограммы при различных углах между осью излучателя и нормалью к исходной голограмме. Показано, что несмотря на то, что приближенный метод коррекции является гораздо более простым в реализации и быстрым в плане расчета, его использование для источников с широким угловым спектром даже при малых углах наклона плоскости голограммы к оси излучателя может вносить существенные ошибки при реконструкции идеальной голограммы. Таким образом, для практических приложений медицинского ультразвука, требующих высокой точности определения структуры колебаний поверхности излучателя и создаваемого им поля, корректировка акустической голограммы точным методом является предпочтительной.

Работа выполнена при финансовой поддержке грантов РНФ 19-12-00148 и студенческой стипендии от Focused Ultrasound Foundation.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Maynard J.D., Williams E.G., Lee Y.* Nearfield acoustic holography: I. Theory of generalized holography and the development of NAH // *J. Acoust. Soc. Am.* 1985. V. 78. № 4. P. 1395–1413.
2. *Сапожников О.А., Пищальников Ю.А., Морозов А.В.* Восстановление распределения нормальной скорости на поверхности ультразвукового излучателя на основе измерения акустического давления вдоль контрольной поверхности // *Акуст. журн.* 2003. Т. 49. № 3. С. 416–424.
3. *Сапожников О.А., Пономарев А.Е., Смагин М.А.* Нестационарная акустическая голография для реконструкции скорости поверхности акустических излучателей // *Акуст. журн.* 2006. Т. 52. № 3. С. 385–392.
4. IEC/TS62556. Ultrasonics-field characterization-specification and measurement of field parameters for high intensity therapeutic ultrasound (HITU) transducers and systems // International Electrotechnical Commission, Geneva, Switzerland, 2014, ed. 1.0
5. *Sapozhnikov O.A., Tsysar S.A., Khokhlova V.A., Kreider W.* Acoustic holography as a metrological tool for characterizing medical ultrasound sources and fields // *J. Acoust. Soc. Am.* 2015. V. 138. № 3. P. 1515–1532.
6. *Николаев Д.А., Цысарь С.А., Сапожников О.А.* Определение и компенсация перекоса осей трехкоординатных систем позиционирования с помощью мето-

- да акустической голографии // Изв. Росс. акад. наук. Сер. физ. 2021. Т. 85. № 6. С. 854–862.
7. *O'Neil N.T.* Theory of focusing radiators // *J. Acoust. Soc. Am.* 1949. V. 21. P. 516–526.
 8. *Goodman W.* Introduction to Fourier Optics // New York: McGraw-Hill, 1968.
 9. *Stepanishen P.R., Benjamin K.C.* Forward and backward projection of acoustic fields using FFT methods // *J. Acoust. Soc. Am.* 1982. V. 71. P. 803–811.
 10. *Schafer M.E., Lewin P.A.* Transducer characterization using the angular spectrum method // *J. Acoust. Soc. Am.* 1989. V. 85. № 5. P. 2202–2214.
 11. *Maxwell A.D., Yuldashev P.V., Kreider W., Khokhlova T.D., Schade G.R., Hall T.L., Sapozhnikov O.A., Bailey M.R., Khokhlova V.A.* A prototype therapy system for transcutaneous application of boiling histotripsy // *IEEE Trans. Ultrason. Ferroelect. Freq. Contr.* 2017. V. 64. № 10. P. 1542–1557.
 12. *Ghanem M.A., Maxwell A.D., Kreider W., Cunitz B.W., Khokhlova V.A., Sapozhnikov O.A., Bailey M.R.* Field characterization and compensation of vibrational non-uniformity for a 256-element focused ultrasound phased array // *IEEE Trans. Ultrason. Ferroelect. Freq. Contr.* 2018. V. 65. № 9. P. 1618–1630.

ОПТОАКУСТИКА НЕОДНОРОДНЫХ БИОМЕДИЦИНСКИХ СРЕД: КОНКУРЕНЦИЯ МЕХАНИЗМОВ И ПЕРСПЕКТИВЫ ПРИМЕНЕНИЯ (ОБЗОР)

© 2022 г. С. В. Егерева^а, *, Я. О. Симановский^б

^аАкустический институт имени Н.Н. Андреева, ул. Шверника 4, Москва, 117449 Россия

^бИнститут общей физики имени А.М. Прохорова Российской академии наук,
ГСП-1, ул. Вавилова 38, Москва, 119991 Россия

*e-mail: segerev@gmail.com

Поступила в редакцию 12.07.2021 г.

После доработки 09.09.2021 г.

Принята к публикации 22.09.2021 г.

Приведен обзор достижений и проблем опто(фото)акустики последних лет в области биомедицинских приложений в реальных средах и в реальных режимах оптоакустического (ОА) преобразования. Оптоакустика представляет развитое и конкурентное направление. Имеется существенный прогресс в технике лазерной генерации звука, в технике приема, обработки и интерпретации сигнала. Исследования по проблемам прикладной оптоакустики неоднородных биомедицинских сред – жидких образцов и биологических тканей – развиваются по нескольким направлениям. Это визуализация, детектирование примесей в малых концентрациях, проточная цитометрия, тераностика. В зависимости от условий, вклад в информативный звуковой отклик могут вносить несколько механизмов преобразования. Это линейный и нелинейный термоупругие механизмы, причем приобретающие дополнительные черты при лазерном облучении суспензий, а также неоднородных биологических тканей. Проявляется также совместный вклад термоупругих механизмов и механизма лазерно-индуцированной кавитации, развивающейся на неоднородностях. Прогресс биомедицинских оптоакустических технологий предполагает полный учет условий ОА-преобразования применительно к конкретной задаче. Как выяснилось, публикации по вопросам лазерной генерации звука в реальных средах уже составили большой массив, нуждающийся в структуризации. Нельзя обойти вниманием и предстоящий в недалеком будущем переход к клиническому применению систем ОА-визуализации.

Ключевые слова: оптоакустический эффект, неоднородные жидкости, биологические ткани, визуализация, детектирование примесей в малых концентрациях, проточная цитометрия, тераностика

DOI: 10.31857/S0320791922010026

ВВЕДЕНИЕ

Оптоакустический эффект состоит в генерации звука в среде при облучении ее лазерным излучением переменной интенсивности. Стимулом к написанию этого обзора явилось известие о создании Международного консорциума по стандартизации в области оптоакустики (The International Photoacoustic Standardisation Consortium – IPASC) [1]. Консорциум призван объединить усилия представителей промышленности, биомедицинского сообщества, сообщества исследователей-оптоакустиков для унификации, скорейшего внедрения в клиническую практику и вывода на рынок диагностических и терапевтических технологий, основанных на опто(фото)акустическом эффекте. За этим решением стоит общее признание прогресса как в изучении собственно эффекта, так и его потенциальных приложений.

Консорциум имеет организационную структуру, декларированные цели, документацию, отраженную на соответствующем сайте. Разработка стандартов визуализации будет проводиться в русле известных решений для уже освоенных биомедицинских технологий – МРТ, КТ и УЗИ – и, в основном, охватывает перспективные системы оптоакустической (ОА) визуализации. В документах Консорциума отмечается, что прогресс методов оптоакустической (ОА) диагностики привел к появлению разнообразных устройств, качество которых трудно сопоставить в отсутствие единого критерия качества и единых методик измерений.

Исследования по проблемам прикладной оптоакустики неоднородных биомедицинских сред – жидких образцов и биологических тканей – развиваются по нескольким направлениям. Это визуа-

лизация, детектирование примесей в малых концентрациях, проточная цитометрия, тераностика. Стало очевидно, что как визуализация, так и другие направления ОА-приложений в биологии и медицине завершают этап “feasibility study”. На этом этапе исследования часто имеют целью показать принципиальную возможность решать ту или иную общественно полезную задачу с помощью опто(фото)акустики. В свою очередь, этому этапу предшествовал этап фундаментальных исследований. Сегодня биомедицинская оптоакустика является конкурентной областью, а исследователи активно публикуют свои результаты. Следует отметить обзорные статьи и монографии, важные для понимания современных методов решения задач медицины и биологии. Развитие оптоакустических методов визуализации обобщено в обзорах [2–7]. Практика применения наночастиц в качестве контрастных поглощающих центров для решения различных диагностических задач изложена в [8, 9]. Методы измерений в образцах с использованием ОА-спектроскопии рассмотрены в [10]. Нелинейные механизмы преобразования применительно к биомедицине систематизированы в работе [11]. Развитие совместного использования оптоакустического метода и метода “термолинзы” для выявления сверхмалых концентраций примесей и даже отдельных молекул в малых объемах жидких образцов отражено в монографии [12].

Вклады в информативный звуковой отклик могут вносить несколько механизмов ОА-преобразования. Соотношение вкладов зависит от конкретных условий облучения образца и регистрации отклика. Наиболее известен линейный термоупругий механизм [13]. Применительно к диагностике неоднородных биомедицинских сред его проявления могут не укладываться в простые модели. Так, при ОА-диагностике образцов в малых объемах необходимо учитывать ряд факторов. К ним относятся особенности времяразрешающей регистрации термоупругого отклика в области преобразования, или в непосредственной близости к ней. Помимо линейного механизма, известны нелинейные механизмы термоупругого преобразования, которые проявляются при определенных условиях. Нелинейность отклика часто связана с температурной зависимостью коэффициента объемного теплового расширения образца. Однако изучается влияние и нелинейностей других типов. В неоднородных релаксирующих средах термоупругий механизм преобразования приобретает новые черты, например, связанные с теплообменом частиц и растворителя в суспензии. Активно исследуется еще один механизм генерации звука. Он связан с конкуренцией вклада лазерно-индуцированной кавитации и термоупругих вкладов различной природы. Представляется, что перспективы применения опто-

акустических методов связаны и с тем, насколько подробно будут учитываться как конкуренция механизмов, так и их совместное действие в неоднородных средах.

Современные публикации по этой теме уже составили большой массив, нуждающийся в структуризации. В последующих разделах обзора излагаются краткие сведения об особенностях биомедицинских сред, важных с точки зрения ОА-преобразования, обсуждаются особенности выполнения измерений в малых объемах жидких образцов, рассматривается конкуренция “невозмущающих” термоупругих механизмов, обобщаются работы по лазерно-индуцированной кавитации и ее роли в новых диагностических и терапевтических процедурах. И, наконец, в завершающем разделе освещаются новые практики и перспективы ОА-визуализации.

1. НЕОДНОРОДНЫЕ БИОМЕДИЦИНСКИЕ СРЕДЫ

Представляют интерес две группы объектов оптоакустических приложений применительно к неоднородным биомедицинским средам.

К первой группе объектов относятся жидкие среды: растворы, эмульсии и суспензии. Например, кровь является суспензией эритроцитов и других клеток в плазме. К суспензиям относятся и некоторые нерастворимые лекарственные формы. ОА-приложения для этой группы – это, в основном, измерения в разбавленных растворах и суспензиях. Коэффициенты оптического поглощения компонентов и теплофизические параметры образца играют большую роль в формировании звукового отклика. Роль оптического рассеяния для приложений в объектах первой группы относительно невелика. Условие, когда можно пренебречь перераспределением оптической интенсивности из-за рассеяния на частицах, приближенно выражается неравенством $N_0\sigma_{sc}L \ll 1$, где N_0 – концентрация частиц, σ_{sc} – сечение рассеяния частицы, L – характерный масштаб вдоль направления луча.

Оптическое поглощение отдельной частицей радиуса R_0 определяется ее сечением поглощения σ_0 . Для суспензий диэлектрических частиц σ_0 связано с геометрическим сечением πR_0^2 соотношением $\sigma_0 = k_a \pi R_0^2$, где k_a – фактор эффективности поглощения на длине волны λ , зависящий от оптических постоянных вещества частицы и от соотношения длины волны излучения и радиуса частицы. Для диэлектрических частиц с показателем преломления $n = n' + in''$ (n' и n'' – вещественная и мнимая части показателя преломле-

ния, соответственно) при $n' \geq 1$ и $n'' < 1$ значение k_a вычисляются по формуле [14]:

$$k_a = [1 - \exp(-8\pi n''(R_0/\lambda))] \exp[-0.2((n'^2 - n''^2)^{1/2} - 1)].$$

Детектирование следовых концентраций неразстворимых частиц – традиционно популярное *in vitro* приложение ОА-методов. Например, суспензия макромолекул липополисахаридов (ЛПС) – популярный объект в задачах ОА-детектирования. Диагностика содержания ЛПС – важная задача, поскольку в медицинской практике приходится иметь дело с эндотоксином, вызывающим пирогенный эффект у человека и животных¹. Измерения на основе ОА-преобразования используют оптический контраст исследуемой примеси и растворителя. Дополнительная селективность измерений достигается при учете частотных компонент звукового отклика, связанных с теплопередачей от частиц к растворителю. При достижении плотности энергии, достаточной для нагрева частиц выше температуры кипения растворителя, проявляется вклад механизмов преобразования, связанных с фазовыми превращениями в образце. Конкуренция механизмов может представлять помеху, но может и использоваться для увеличения показателей качества диагностики.

В последние годы широкое распространение в биомедицинских приложениях получили неорганические, в том числе, металлические частицы, имеющие размеры от десяти до нескольких сотен нанометров. Металлические частицы с размерами, меньшими длины волны оптического излучения, демонстрируют т.н. “локальный плазмонный резонанс”, который выражается в многократном увеличении сечений рассеяния и поглощения по сравнению с их геометрическим сечением. Резонансная длина волны зависит от формы и размеров частицы и ее структуры. Таким образом, их спектральными характеристиками поглощения можно управлять. Расчет сечения поглощения резонансных частиц более сложен, однако методы моделирования свойств наночастиц в качестве центров поглощения, а также методы конструирования наночастиц с заданными свойствами в ОА-приложениях хорошо освоены [9, 15, 16].

Вклады в звуковой отклик, возбуждаемые (а) при поглощении излучения непосредственно в растворителе и (б) под действием передачи тепла от частиц к растворителю, зависят от величины коэффициента Грюнайзена растворителя, $\Gamma = \beta c / C_p$, β – коэффициент объемного теплового расшире-

ния образца, C_p – удельная теплоемкость образца, c – скорость звука в образце. Модель линейного термооптического преобразования в водных растворах предсказывает обращение Γ в ноль в точке максимальной плотности воды, $T_0 = 4^\circ\text{C}$. Исходя из этой модели, для подавления фонового отклика воды предлагается и реализуется термостатирование образцов в этой температурной точке. Однако конкуренция механизмов преобразования может снизить эффективность данной меры.

Ко второй группе объектов ОА-приложений относятся биологические ткани организма животных и человека. Учет свойств тканей актуален для развития оптоакустических методов визуализации, проточной цитометрии, тераностики. Роль оптического рассеяния в объектах этой группы очень важна. Ткани человеческого организма рассеивают по-разному [17]. Максимальное светорассеяние характерно для эпидермиса, минимальное – для тканей сердца, легких, печени. Светорассеяние в ткани грудных желез изменяется в широком диапазоне, по-видимому, в зависимости от соотношения долей фиброзной и жировой ткани. Вторичное световое поле, формируемое в результате многократного рассеяния лазерного излучения в биологической ткани, является фактором, влияющим на характеристики звукового отклика. Модель ОА-преобразования в сильнорассеивающих средах дана в работе [18].

Относительное оптическое поглощение биологических тканей влияет на контраст изображения, получаемого в ОА-визуализации. В поглощение ткани вносят вклад как естественные (эндогенные) хромофоры (группы атомов в молекулярной структуре вещества, поглощающие электромагнитное излучение), так и искусственно внесенные (экзогенные) агенты [8, 9]. Эндогенные хромофоры обуславливают поглощение таких компонентов биологических тканей, как вода, гемоглобин, меланин, липиды и некоторые другие вещества. Их вклад в общий коэффициент поглощения биологической ткани неодинаков. Это обстоятельство учитывается для визуализации т.н. “целевых объектов” в тканях. Так, в диапазоне длин волн 650–900 нм коэффициент оптического поглощения гемоглобина на порядок превышает показатели воды, липидов и эластинов [16, 19], что, например, позволяет выполнять ОА-визуализацию сосудистой сети с высоким контрастом [20]. На длине волны 1200 нм становится заметным сильный пик поглощения липидов [21]. Этот пик – основа ОА-визуализации локализованных липидных отложений в сосудах [4]. Биологические ткани характеризуются спектральными “окнами”, в которых наблюдается пониженное эндогенное поглощение. Поэтому обсуждавшиеся выше экзогенные агенты (например,

¹ Пирогенный эффект – побочный результат некоторых инъекций, приводящий к лихорадочному состоянию пациента. Предупреждение эффекта путем удаления нежелательных макромолекул является важной стадией производства одноразовых полимерных изделий медицинского назначения.

наночастицы) конструируются таким образом, чтобы обеспечить резонансное поглощение на длинах волн, соответствующих этим окнам. Это обеспечивает максимально возможный контраст при ОА-визуализации. Соответственно, требованием к наночастицам является возможность их безвредного внутривенного или внутримышечного введения в организм.

Рассеяние и поглощение света в тканях влияют на показатели качества оптоакустической диагностики и терапии. Транспортная длина свободного пробега фотона, на которой фотон в среднем не изменяет свою траекторию, для биологической ткани составляет величину примерно 1 мм. На расстоянии, превышающем эту величину, световое поле становится диффузным, и освещенность экспоненциально убывает с глубиной с постоянной μ_{eff} . Эта величина – эффективный коэффициент ослабления – учитывает вклад как поглощения, так и рассеяния света [22].

Акустические свойства биологических тканей также определяются присутствием в их составе отдельных компонентов. Скорость продольной звуковой волны в мягких тканях слабо зависит от частоты и – при температуре 35°C – лежит в диапазоне 1550–1650 м/с в зависимости от вида ткани [23]. Соответственно, коэффициент Γ для тканей превышает это значение для воды при той же температуре. Затухание акустической волны при распространении в биотканях характеризуется экспоненциальной зависимостью с показателем затухания, пропорциональным частоте волны в широком диапазоне частот. Ткани с большей долей жира и наличием границ раздела между жировой и “нежировой” структурами характеризуются, в среднем, меньшей скоростью звука и большими значениями коэффициентов затухания и рассеяния в сравнении с другими мягкими тканями. Такими, например, тканями молочной железы [24]. Распространение звука в костной ткани характеризуется дисперсией, а скорость звука варьирует в зависимости от ряда факторов (например, наличие или отсутствие остеопороза).

Акустическая неоднородность биологических тканей может проявить себя как мешающий фактор в ходе оптоакустических диагностических и терапевтических процедур, так как приводит к появлению рассеянных фоновых сигналов и искажению профиля звукового отклика. Для повышения качества измерений в рассеивающих звук биологических тканях применяют соответствующую конфигурацию системы или объединяют оптоакустические методы диагностики с более традиционными ультразвуковыми исследованиями [10].

2. ОПТОАКУСТИЧЕСКИЕ ИЗМЕРЕНИЯ В ЖИДКИХ ОБРАЗЦАХ МАЛОГО ОБЪЕМА

Исследования измерительного потенциала оптоакустических методов, в частности, применительно к жидким образцам, восходят к работам [25, 26]. Оптоакустическая диагностика сред является разновидностью калориметрических методов спектроскопии. В ее основе лежит поглощение оптического излучения, с последующей безызлучательной релаксацией и нагревом образца.

Упрощенно, процесс измерений основан на том, что амплитуда звукового отклика пропорциональна коэффициенту оптического поглощения жидкого образца α . При измерении малых концентраций примесей в образце используют соотношение $\alpha = \alpha_0 + \epsilon(\lambda) C$, где α_0 – коэффициент поглощения чистого растворителя, $\epsilon(\lambda)$ – молярная поглощающая способность растворенного вещества, зависящая от длины волны лазерного луча λ , C – искомая концентрация примеси, пропорциональная амплитуде давления в звуковом отклике. Степень компенсации амплитуды фонового отклика растворителя, пропорционального величине α_0 , влияет на качество измерений. Помимо амплитудной версии, популярность получила времяразрешающая ОА-диагностика, предъявляющая более строгие требования к приему отклика. В настоящее время методы оптоакустики применяются в двух областях, вытесняя традиционную абсорбционную спектроскопию. В сочетании с другими процедурами, принятыми в аналитической химии, выполняется определение химического состава исследуемого раствора. Проводится также выявление отдельных примесей в сверхмалых концентрациях.

Характеристики дальнего звукового поля в однородном жидком полупространстве при термоупругой генерации хорошо изучены [13, 27]. Построение измерительной модели линейного термоупругого отклика в области преобразования, или в непосредственной близости к ней, потребовало дополнительных исследований.

Амплитудная ОА-диагностика относительно легко реализуется, если образец помещен в большие кюветы (больше 50 мл). Однако в этих случаях успешно применяются и более традиционные процедуры: электрохимическое обнаружение, титрование, ионометрия. Преимущество ОА-диагностики связано с возможностью проведения измерений именно в малых объемах образцов. Показатели качества измерений зависят от того, в какой степени при регистрации информативного звукового отклика учитывается влияние отражений от стенок кювет, влияние помехи, связанной с прямой “засветкой” приемника давления. При проведении ОА-измерений в рассеивающих, релаксирующих средах, в многофазных средах (на-

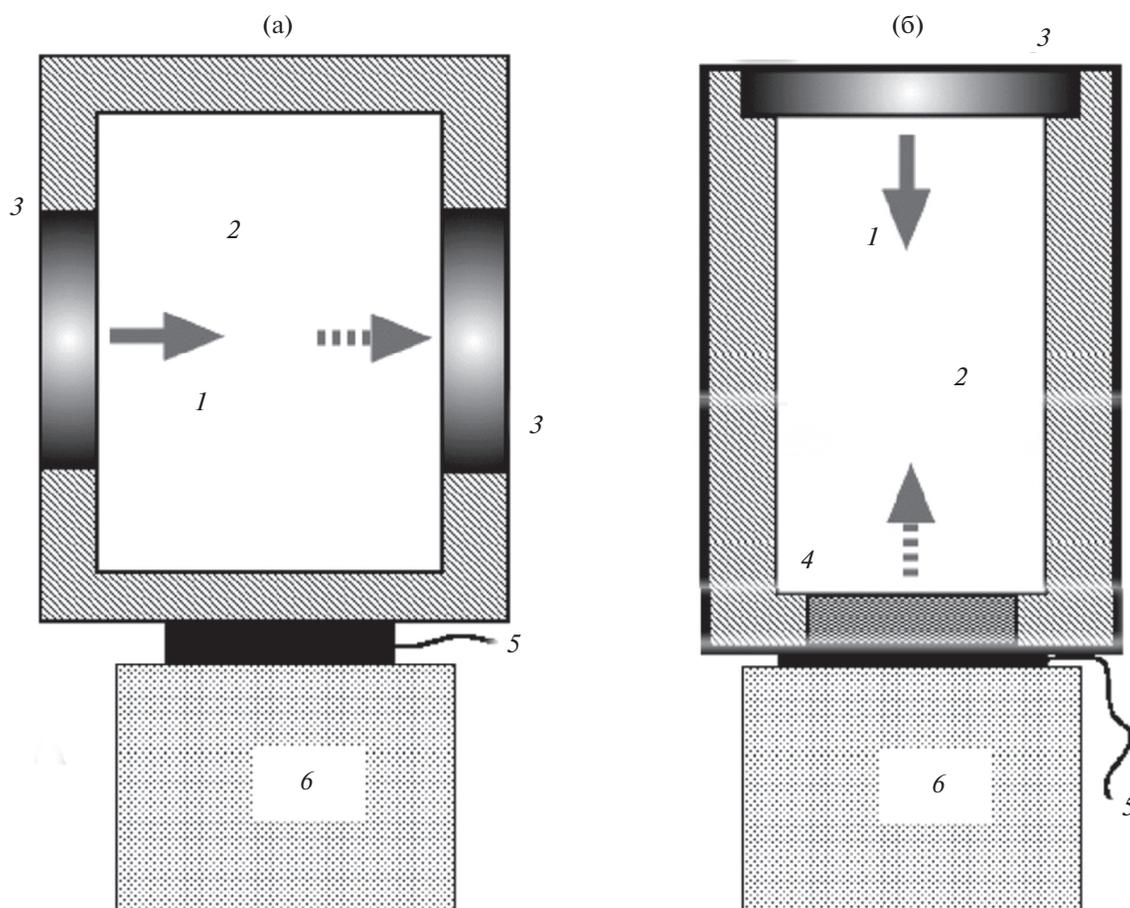


Рис. 1. Распространенные типы оптоакустических измерительных ячеек: (а) – латеральная, (б) – фронтальная. Здесь 1 – входящий лазерный импульс, 2 – исследуемый образец, 3 – окно, 4 – зеркало, 5 – приемник звукового отклика, 6 – согласующий демпфер.

пример, в жидкостях с пузырьками газа) также приходится учитывать, что процесс преобразования имеет особенности по сравнению с простой моделью термооптического механизма.

При измерениях *in vitro* ядром измерительной системы обычно является т.н. оптоакустическая ячейка, содержащая образец. ОА-ячейка является компактным и простым устройством, обеспечивающим приемлемую точность и чувствительность. В ячейке происходит генерация и прием звукового измерительного отклика, а показатели качества диагностики зависят от конструкции конкретной ячейки. На рис. 1 обобщенно показаны два исторически первых типа оптоакустических ячеек. Латеральная оптоакустическая ячейка (рис. 1а) удобна для измерений в жидких образцах относительно большого объема (10–100 мл). При прохождении луча через ячейку лазерная энергия лишь частично поглощается в образце [28]. Таким образом, исследуемый образец является оптически “тонким”, т.е. $\alpha L \ll 1$, где L в данном случае – расстояние между входным и выходным окнами. Область преобразования имеет цилиндрическую

форму, а радиус поперечного сечения пучка a в режиме “короткого” лазерного импульса удовлетворяет условию $a \gg c\tau$, где τ – длительность лазерного импульса. Звуковой отклик поступает на приемник давления, находящийся в поле расходящейся цилиндрической упругой волны. Амплитуда отклика оценивается согласно работе [26] следующим образом:

$$p_m = (\alpha\beta c^2 E_0) / (\pi a^{3/2} C_p r^{1/2}),$$

где E_0 – энергия лазерного импульса.

Латеральная ячейка не предназначена для “временноразрешающей” калориметрии, она используется для регистрации амплитуды акустического отклика в относительно низкочастотном диапазоне (до 1 МГц). В случаях, когда требования к чувствительности не являются строгими, в качестве латеральной ячейки может использоваться обычная спектрофотометрическая кювета, установленная непосредственно на приемнике давления. Латеральная ячейка – один из немногих типов устройств, позволяющих проводить из-

мерения в условиях фазовых превращений в образце.

Ячейка второго типа, а именно фронтальная (front-face) ячейка (рис. 1б), была разработана для “временноразрешающих” измерений. Такая ячейка более чувствительна по сравнению с латеральной благодаря более полному использованию спектра сигнала. Луч входит в ячейку через окно, распространяется по жидкому образцу и отражается от зеркала, защищающего приемник звукового отклика. Приемник работает непосредственно в области преобразования. Моделирование работы ячейки такого типа проведено в [29, 30]. Так, обнаружено, что амплитуда отклика обратно пропорциональна толщине слоя образца [29]. Однако при толщине слоя менее 25 мкм чувствительность измерений падает из-за помех различной природы. Так, зеркало, защищающее приемник давления от прямого попадания лазерного луча, само по себе является элементом, поглощающим излучение и генерирующим акустическую помеху. Вторым источником погрешности является помеха из-за прямого воздействия лазерного луча на приемник. Эти факторы ограничивают измерительные возможности фронтальной ячейки. Факторы помех, связанных с лазерной генерацией паразитного сигнала на неоднородностях границ стекол ячейки, активно изучаются [31, 32]. С помощью такой ячейки исследовалась структурная релаксация химических соединений в диапазоне до 20 МГц [29], динамика молекулярной безызлучательной релаксации [33], проводилась диагностика содержания липополисахаридов (ЛПС) в вытяжках одноразовых шприцев [34].

Растет число применений и призматической оптоакустической ячейки, в которой слой образца параллелен пластине приемника, а прямое световое воздействие на приемник звука исключается из-за наклонной траектории лазерного луча (рис. 2а). Схема ячейки очень проста в конструктивном плане [35]. Эта ячейка удовлетворяет условиям анализа образцов малого объема, что и привлекает к ней внимание специалистов в области аналитической химии, экологов, специалистов по санитарии. Лазерный нагрев вызывает рост давления в слое образца, зажато между верхней и нижней кварцевыми призмами. Толщина слоя образца L определяется толщиной кольца, которую, оценочно, изменяют в пределах от 10 до 45 мкм. При современном уровне развития лазерной техники, освоившей излучение импульсов очень малой длительности, $\tau = 10$ нс и менее, слой удастся поддерживать акустически “широким”. Характерные параметры задачи удовлетворяют условиям $d_{th} \ll c\tau = d_{ac} \ll L \ll 1/\alpha$, где d_{th} – длина диффузии тепла, c – скорость звука в образце, d_{ac} – длина пробега звука. Можно предложить простейшую одномерную, но на-

глядную модель работы призматической ячейки. В приближении задачи с начальными условиями адиабатический подход дает для оценки амплитуды прироста давления следующее выражение (расчетная схема показана на рис. 2б):

$$p_0 = \alpha\beta c^2 E_0 / \pi a^2 C_p.$$

При разгрузке начального избыточного давления p_0 в слое жидкого образца возникают импульсы механического напряжения $\sigma(t)$ в материале призмы (кварц):

$$\sigma(t) = \begin{cases} Wp_0/2, & 0 \leq t < L/c; \\ WVp_0/2, & L/c \leq t < 2L/c; \\ WV^2 p_0/2, & 2L/c \leq t < 3L/c; \\ WV^3 p_0/2, & 3L/c \leq t < 4L/c; \\ \dots \end{cases}$$

$$V = \frac{\rho_1 c_1 - \rho c}{\rho_1 c_1 + \rho c},$$

$$W = \frac{2\rho_1 c_1}{\rho_1 c_1 + \rho c},$$

где V и W – соответственно коэффициенты отражения и прохождения упругой волны на границе “образец–кварц”, ρ_1 – плотность кварца, c_1 – скорость звука в кварце. Результаты расчета на графике рис. 3 показывают, что динамика разгрузки избыточного давления зависит от толщины слоя образца. На границах “образец–кварц” происходит многократное отражение импульса. Соответственно, профиль импульса, прошедшего в нижнюю призму, имеет ступенчатую форму. Строгое описание профиля импульса в призматической ячейке должно учитывать как произвольные условия возбуждения, так и дифракционную эволюцию импульса, распространяющегося в направлении приемника давления (пунктирные линии на рис. 2а). Решение можно получить методом передаточных функций, аналогично работе [36]. Спектр упругого импульса $\sigma(\omega, x)$ на произвольном расстоянии x от границы “жидкость–кварц” пропорционален произведению спектра огибающей лазерного импульса $F(\omega)$ и двух “специальных” передаточных функций, $G(\omega)$ – передаточной функции, которая описывает релаксацию избыточного давления в жидком образце, и $D(\omega, x)$ – передаточной функции, которая описывает дифракционную эволюцию импульса при его распространении в нижней призме вдоль оси x ,

$$\sigma(\omega, x) \sim F(\omega)G(\omega)D(\omega, x).$$

Имеем для $G(\omega)$ [30, 37]:

$$G(\omega) = \frac{1}{2} \rho c L \frac{\sin(kL/2) W \exp(-ikL/2)}{kL/2 \quad 1 - V \exp(-ikL)},$$

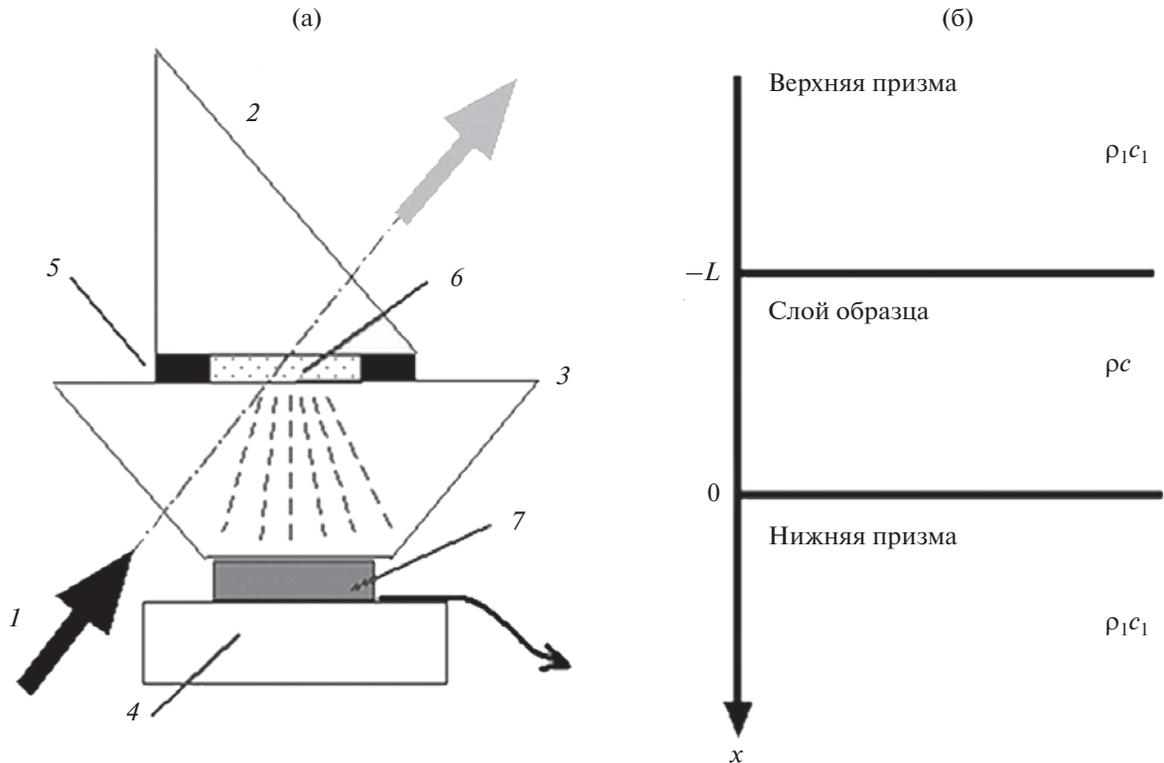


Рис. 2. Призматическая ячейка. (а) – Конструктивная и (б) – расчетная схемы. Здесь 1 – падающий луч, 2 и 3 – верхняя и нижняя кварцевые призмы, соответственно, 4 – согласующий демпфер, 5 – кольцо, задающее толщину слоя образца, 6 – образец, 7 – приемник давления.

где k – волновое число, $k = \omega/c$. Дифракционную эволюцию при распространении импульса в нижней призме можно рассчитать в рамках квазиоптического приближения для продольной волны, имеющей плоский фазовый фронт и гауссово поперечное распределение амплитуды [38]:

$$D(\omega, x) = 1 / \left(1 - i2xc_1 / (\omega a^2) \right).$$

На вход приемника поступает импульс, имеющий спектр $\sigma(\omega, L_1)$, где L_1 – толщина призмы. Влияние $D(\omega, L_1)$ аналогично действию фильтра высоких частот с постоянной времени $a^2 / (2L_1 c_1)$. Регистрация широкополосного импульсного отклика представляет непростую задачу. Подходы к расчету неискажающих широкополосных приемников коротких импульсов давления разработаны в ряде работ, в частности, в [39]. Для определения характеристик приемника в составе призматической ячейки выполним соответствующее моделирование, полагая, что интерфейс “кварц–керамика” акустически согласован. С выхода приемника результирующий электрический сигнал со спектром $U(\omega)$ подается на нагрузку, имеющую импеданс $Z_E(\omega)$. Передаточная функция приемника (спектральная чувствительность) имеет вид $S(\omega) = U(\omega) / \sigma(\omega, L_1)$. Оптималь-

ный режим соответствует активной нагрузке $Z_E(\omega) = R$, при этом неискажающая регистрация возможна в пределах полосы частот, ограниченной соотношениями $\omega\tau_p \ll 1$ и $\omega\tau_{RC} \gg 1$. Здесь $\tau_{RC} = RC_s$ – постоянная времени, определяемая

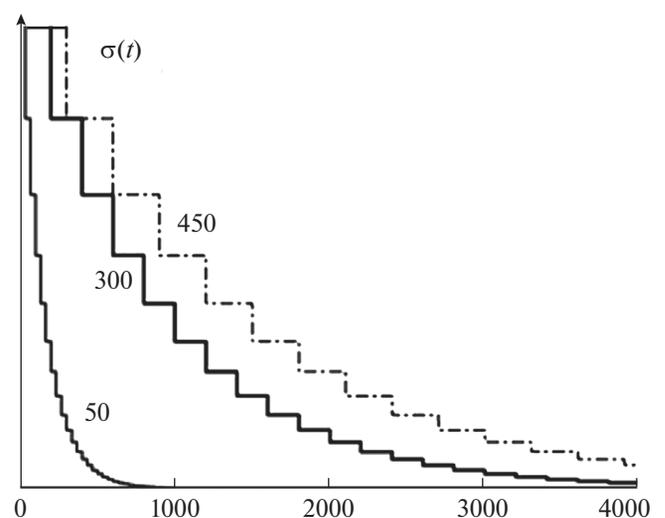


Рис. 3. Упругий импульс на входе в призму для значений толщины образца, соответственно, 50, 300, 450 мкм. По горизонтальной оси – время в наносекундах.

емкостью C_s преобразователя и сопротивлением нагрузки R , τ_p – время прохождения упругого импульса по толщине пьезокерамической пластины. Спектральную чувствительность с учетом результата работы [39] для активной нагрузки можно представить следующим образом:

$$S(\omega) = \frac{h_{33}W_f\tau_p}{Z_2}.$$

Здесь $Z_2 = \rho_2 c_2$ – акустическое сопротивление пластины пьезокерамического преобразователя, W_f – коэффициент прохождения на границе раздела “кварц–керамика”, ρ_2 – плотность, c_2 – скорость звука, h_{33} – пьезоэлектрический модуль материала преобразователя. Таким образом, неискажающая регистрация широкополосного импульсного отклика возможна, если использовать “акустически тонкий” пьезокерамический приемник, а постоянную времени τ_{RC} приемной системы поддерживать относительно большой. В указанном диапазоне чувствительность не зависит от частоты, т.е. $S(\omega) = S$. Кроме того, значение чувствительности пропорционально толщине приемной пластины. Например, при толщине пластины 0,4 мм и плотности материала $\rho_2 = 7.5 \times 10^3$ кг/м³, $c_2 = 4200$ м/с и $h_{33} = 0.2 \times 10^{10}$ Кл/Н получаем оценку для $S = 6$ мкВ/Па. При адекватном приеме отклика можно определить и показатели качества призматической ячейки. Так, при безреагентном детектировании следовых концентраций ЛПС предел обнаружения в призматической ячейке в объемных долях составляет 10^{-7} , что соответствует предельно допустимому содержанию этого вещества. Известны результаты моделирования призматических ячеек применительно к решению задач диагностики фотоактивных сред и детектированию малых концентраций опасных веществ [40, 41].

3. “НЕВОЗМУЩАЮЩЕЕ” ОПТОАКУСТИЧЕСКОЕ ПРЕОБРАЗОВАНИЕ. КОНКУРЕНЦИЯ МЕХАНИЗМОВ

3.1. Нелинейное термоупругое преобразование

Из числа различных нелинейных эффектов, сопровождающих “невозмущающее” оптоакустическое преобразование, наиболее часто встречается трансформация профиля отклика, вызванная температурной зависимостью теплофизических параметров образца [13]. Так, при использовании водного раствора в качестве образца температурная зависимость теплофизических характеристик, в частности, коэффициента объемного теплового расширения $\beta(T)$, приводит к изменению условий генерации звука в среде за время тепловыделения и, соответственно, к изменениям зву-

кового отклика. Например, тепловая нелинейность отчетливо проявляется при большой плотности термализованной энергии в средах с заметным оптическим поглощением [42].

Освоение методов оптоакустической томографии показало, что переход в режим тепловой нелинейности может значительно улучшить разрешение изображения [43]. Учет тепловой нелинейности важен и при проведении измерений в тканях, термостатированных в точке максимальной плотности воды $T_0 = 4^\circ\text{C}$ в целях минимизации фонового отклика. Предполагается, что в соответствии с простыми линейными моделями фоновый отклик раствора в этой точке минимален в силу смены в ней знака величины $\beta(T)$ [44]. Однако по данным экспериментов значение точки обращения отклика оценивается различными авторами неодинаково, а согласно, например, работе [45] отклик наблюдается при любой температуре. При одном и том же значении плотности термализованной энергии вклад тепловой нелинейности в звуковой отклик может быть неодинаковым. В точках температурных аномалий, а также при определенных условиях межфазного теплообмена даже весьма скромное тепловыделение стимулирует эффект тепловой нелинейности.

Суммарный профиль акустического отклика $p(t)$ в температурной точке T_0 представляет суперпозицию линейной составляющей $p_L(t)$ и “нелинейной” добавки $p_N(t)$, пропорциональной параметру тепловой нелинейности N :

$$N = \frac{\partial\beta/\partial T(T_0)}{\beta} \frac{\alpha E_0}{a^2 \rho C_p}.$$

Как показано выше, в измерительных схемах, использующих латеральную оптоакустическую ячейку, длительность звукового отклика велика по сравнению с длительностью лазерного импульса τ . Составляющие отклика $p_L(t)$ и $p_N(t)$ имеют схожие профили и могут компенсировать друг друга, если у них противоположные знаки. При этом термостатирование может эффективно подавлять фоновый сигнал. И, наоборот, если условия генерации и приема отклика таковы, что давление в звуковом отклике успевает следовать за изменениями $\beta(T)$ (например, таковы времяразрешающие измерения во фронтальной ячейке), $p_L(t)$ и $p_N(t)$ имеют различающиеся профили и не могут компенсировать друг друга, а точка обращения фазы сигнала отсутствует [46].

Для характеристики роли тепловой нелинейности при ОА-преобразовании в некоторых биологических тканях оценивают не только зависимость $\beta(T)$, но и применяют более общий подход – обращаются к анализу температурной зависимо-

сти коэффициента Грюнайзена $\Gamma(T)$. Если для дистиллированной воды при комнатной температуре он легко рассчитывается ($\Gamma = 0.11$), то применительно к некоторым другим средам величина $\Gamma(T)$ и его температурная зависимость часто остаются неизвестными. Для корректного моделирования влияния температурной зависимости $\Gamma(T)$ используют образец с умеренным или сильным оптическим поглощением. Так, точная калибровка образцов возможна на основе зависимости $\Gamma(T)$, полученной в нескольких температурных точках [47]. Известен еще один измерительный метод, “двухимпульсная релаксационная оптоакустическая микроскопия Грюнайзена”. В основу метода положена совместная температурная зависимость входящих в параметр Грюнайзена параметров образцов биологических тканей [48]. Первый (из двух) лазерный импульс генерирует акустический отклик в ансамбле поглощающих на данной длине волны частиц. Через короткое время второй лазерный импульс дополнительно возбуждает эти поглотители. Интервал между импульсами уступает времени тепловой релаксации поглотителей. Благодаря температурной зависимости параметра Грюнайзена возникает второй звуковой отклик, более заметный, чем первый.

В биомедицинской оптоакустической практике используются и другие нелинейные эффекты. Например, в некоторых биологических тканях имеет место насыщение коэффициента оптического поглощения с ростом плотности энергии в лазерном импульсе. Факт нелинейной зависимости амплитуды акустического отклика от плотности энергии лазерного импульса используется для количественного определения степени насыщения кислородом тканей *in vivo* [49]. Этот вид нелинейности проявляется благодаря разнице времен тепловой релаксации оксигенированных и дезоксигенированных молекул гемоглобина. Приводящий к нелинейному звуковому отклику эффект фотообесцвечивания флюорофоров при ОА-преобразовании использован для существенного повышения пространственного разрешения в диагностике биологических образцов [50]. Эффекты нелинейности в биомедицинской оптоакустической практике рассмотрены в обзоре [11]. Показано, что учет даже таких нелинейных ОА-эффектов, которые представляются подчас экзотическими, не только позволяет подавить различные виды помехи при измерениях, но и создает предпосылки для создания новых диагностических инструментов.

3.2. Оптоакустическое преобразование в неоднородных жидкостях

В этом разделе рассматриваются особенности “невозмущающего” ОА-преобразования в суспензиях. В экспериментах советских авторов 1980-х гг., по-видимому, было впервые обнаружено влияние взвешенных частиц на ОА-преобразование в слабопоглощающих жидких средах [51, 52]. Эти исследования обогатили развитые ранее “идеальные” модели термоупругого механизма. Лазерная генерация звукового отклика, вызванного присутствием частиц, проявляется и при весьма умеренных значениях термализованной оптической энергии, когда пороги фазовых превращений еще не достигнуты. С появлением широко цитируемых работ [53, 54] этот отклик, характерный для преобразования в суспензиях, коллоидных растворах, эмульсиях, привлек широкое внимание.

В зависимости от задачи, микроскопические неоднородности в образце — частицы, макромолекулы — могут представлять помеху, а могут и сами представлять объект ОА-диагностики. Стимулом к развитию моделей невозмущающего термоупругого преобразования в неоднородных искусственных и реальных средах явились задачи детектирования взвесей в малых концентрациях. Накоплен определенный опыт решения с помощью оптоакустических измерений задач биологии, медицины и аналитической химии. Это: (а) детектирование следовых концентраций макромолекул ЛПС; (б) контроль производства суспензий полистироловых микросфер; (в) диагностика эмульсий в биологической и экологической практике.

Модели ОА-преобразования в неоднородных средах развиты, в частности, в работах [55–57]. Были развиты принципы ОА-томографии оптически неоднородных сред и впервые решена задача о детектировании отдельной неоднородности в светорассеивающей среде [57]. Дана модель преобразования, учитывающая перекрытие температурных волн соседних частиц [56]. Температурные поля отдельных частиц перекрываются, если, например концентрация суспензии значительна. При этом ОА-преобразование происходит (с точностью до небольшой добавки) так же, как и в однородной жидкости. Условия “микрооднородной” жидкости характеризуются соотношением $N_0 \gg 4(\chi\tau)^{3/2}$ [57]. В этой ситуации возможности оптоакустического детектирования частиц сокращаются.

По отдельности рассматривают случаи термически больших (длина диффузии тепла за время лазерного импульса значительно меньше размера частицы) и термически малых частиц. Известные модели несколько различаются с точки зрения количественных характеристик отклика. Однако есть и общее: звуковой отклик представлен сум-

мой трех слагаемых: вклада источника термоупругих возмущений собственно в растворителе, вклада источника, связанного с передачей тепла от частиц в жидкость (“тепловой поршень”), а также вклада, связанного с собственным расширением нагретых частиц (“механический поршень”).

При облучении суспензии наносекундными лазерными импульсами выравнивание температуры по объему микронной частицы происходит за время, существенно большее длительности лазерного импульса $\tau_R = R_0^2/\chi \gg \tau$, где χ – теплопроводность вещества частицы, R_0 – радиус частицы. На динамику теплопередачи от частиц к жидкости влияет соотношение их коэффициентов тепловой активности, $\Psi_{P,L} = (\kappa C_p)_{P,L}^{1/2}$, где κ – коэффициент теплопроводности, ρ – плотность, а индексы P, L, соответственно, относятся к частице и жидкости. Для диэлектрических частиц выполняется соотношение $\Psi_L \gg \Psi_P$. В этих условиях τ_R представляет длительность действия теплового поршня, и длительность суммарного отклика увеличивается. Относительная роль вклада теплового поршня оценочно определяется соотношением $B = N_0 k_a \pi R_0^2 / \alpha$, N_0 – числовая концентрация частиц. В отсутствие частиц взвеси $B = 0$ и звуковой отклик связан с ОА-преобразованием в растворителе. Значение $B = 1$ отвечает равному вкладу термоупругих источников двух видов. Этому значению B при $R_0 = 2$ мкм, $k_a = 1$, $\alpha = 10^{-4}$ см⁻¹ соответствует $N_0 = 10^3$ см⁻³ (объемная доля взвеси 10^{-8}). Дополнительный механизм оптоакустического преобразования, связанный с передачей тепла от частиц к растворителю, приводит к увеличению амплитуды общего отклика пробы и его затягиванию. Последнее обстоятельство сближает рассматриваемую задачу с задачами импульсной оптоакустики релаксирующих сред. При $B > 1$ анализ отклика в полосе низких частот дает возможность количественного определения содержания взвеси. При $B \gg 1$ доминирует вклад “теплового поршня”. Третий вклад (“механический поршень”) представляет малую добавку по отношению к другим составляющим.

Появление низкочастотных компонент в отклике используется для повышения селективности ОА-диагностики. В эксперименте [58] образец, содержащий макромолекулы ЛПС в водном растворе, помещался в пьезокерамический цилиндр. Лазерный луч на длине волны, соответствующей полосе поглощения макромолекул – (275–305) нм – проходил через образец соосно с цилиндром. В качестве измерительного параметра принято соотношение амплитуд откликов на частотах кольцевого и толщинного резонансов цилиндра.

В однородном водном образце отклик возбуждался преимущественно на частоте 900 кГц (частота толщинного резонанса цилиндра), а с ростом концентрации ЛПС в образце возрастала и амплитуда отклика на частоте кольцевого резонанса цилиндра – 80 кГц.

При преобразовании в водных суспензиях проявляются особенности эффекта тепловой нелинейности. В классических опытах в точке максимальной плотности воды экспериментально наблюдался т.н. “трехполярный” звуковой импульс. Простая модель нелинейного преобразования в неоднородных средах объясняет такой профиль отклика [55]. Учет вклада тепловой нелинейности в суспензиях важен при выявлении звукового отклика неоднородностей на фоне отклика растворителя. Нелинейность отклика циркулирующих в крови отдельных и грозящих метастазами клеток меланомы используется в эксперименте [59] для выявления этого отклика на фоне сигнала помехи, связанного с ОА-преобразованием в эритроцитах, а также для перехода к детектированию единичных аномальных клеток.

Современные модели оптоакустического преобразования в суспензиях восходят к работам [60, 61], давшим строгое решение задачи излучения звука одиночной нагретой сферической частицей в жидкости. Оценена и степень влияния эффектов акустической релаксации в эмульсиях и суспензиях на этапе распространения отклика.

3.3. Оптоакустика и суспензии наночастиц

Как отмечалось выше, ОА-преобразование в суспензиях наночастиц изучается в целях разработки новых диагностических и терапевтических методов. Биологические ткани имеют слабое поглощение в оптическом диапазоне, что ограничивает эндогенный контраст при визуализации. Контраст изображения может быть повышен при введении внешних, экзогенных контрастных веществ, в качестве которых и выступают наночастицы [8, 9]. Распространение получили наночастицы сложного состава. Например, золотые наночастицы с диэлектрическим покрытием из диоксида кремния используются как для предотвращения их разрушения при высокой плотности энергии в лазерном импульсе, так и для увеличения эффективности ОА-преобразования. Такая структура затрудняет теплопередачу “золото–вода” и предотвращает перегрев слоя воды.

Наночастицы с эффектом плазмонного резонанса, применяемые *in vivo*, конструируются для обеспечения эффективного поглощения света на длине волны в пределах от 600 до 900 нм. За редким исключением, для применения *in vivo* допускают только режимы преобразования, при которых удается избежать парообразования на по-

верхности перегретых частиц. В этих условиях тепловая нелинейность часто вносит доминирующий вклад. Соответственно, основу практического применения составляет модель нелинейного теплового ОА-преобразования [62]. При том, что амплитуда звукового отклика в линейном режиме хорошо предсказывается моделью точечного источника, введенной в работе [60], результаты [62] показывают, что модель [60] значительно завышает амплитуду звукового отклика в нелинейном режиме. Модель [62] дает количественные оценки т.н. критической энергии, определяемой как поглощенная энергия, необходимая для того, чтобы линейный и нелинейный вклады в звуковой отклик были равны.

Характеристики звукового отклика в суспензиях металлических наночастиц хорошо изучены и в экспериментальном плане. Так, получены зависимости амплитуды звукового отклика в суспензиях от длины волны облучения, а также от размеров (в пределах 8–90 нм), формы и состава наночастиц [16, 44]. В подобных опытах для предотвращения фазовых переходов на частицах и образования пузырьков плотность оптической энергии в импульсе ограничивается величиной 5 мДж/см². Используются лазерные импульсы с длительностью не больше нескольких единиц наносекунд. Такое же значение пороговой плотности оптической энергии – 5 мДж/см² – эмпирически определено и в работе [63]. В этой же работе исследуются и перспективы применения суспензии золотых наночастиц различной формы для невозмущающей ОА-визуализации *in vivo*. Например, интерес вызывают золотые “наностержни” с покрытием.

Термостатирование образцов суспензий при различных температурах проводится для разделения вкладов линейного и нелинейного термоупругих механизмов. Например, ОА-измерения проводятся в проточном капилляре, подвешенном в термостатированной ванне при температуре $T_0 = 4^\circ\text{C}$ [44]. В этой температурной точке реализуются различные сценарии излучения звукового отклика суспензиями наночастиц [64, 65]. В эксперименте [66] исследуется ОА-преобразование в суспензиях как золотых наночастиц, так и содержащих краситель полистироловых наночастиц при различных концентрациях и в трех температурных точках (4, 20 и 37°C). При температуре $T_0 = 4^\circ\text{C}$ амплитуда отклика отличается от нулевых значений и увеличивается с ростом размера частиц (в особенности, полистироловых), что также согласуется с простыми моделями начала 1990-х гг. Действительно, известные нелинейные модели предсказывают различную степень успеха гашения отклика, например, в зависимости от конфигурации приемной системы.

В настоящее время исследования направлены на оптимизацию типа наночастиц для конкретного биомедицинского применения (визуализация, селективное детектирование в потоке). Суспензии наночастиц уже используются для проведения различных медицинских диагностических и терапевтических процедур, например, в цитометрии.

3.4. Оптоакустика неоднородных сред в задачах проточной цитометрии

Одним из востребованных приложений оптоакустики неоднородных сред является проточная цитометрия. Это современная технология измерения характеристик клеток, их органелл и происходящих в них процессов. Исследуемые клетки вводятся в высокоскоростной ламинарный искусственный поток, в котором они выстраиваются одна за другой и перемешаются через область фокусировки лазерного излучения. В стандартной оптической версии проточной цитометрии измерения основаны на регистрации рассеянного лазерного излучения или лазерно-индуцированной флуоресценции. Параметры рассеяния света позволяют количественно оценить свойства циркулирующих клеток. Эта процедура *in vitro* применяется для изучения воздействия различных факторов на здоровые и аномальные человеческие клетки. Соответственно, она пригодна и для ранней диагностики заболеваний [67]. Версия *in vitro* предполагает извлечение клеток из живой системы, что может изменить их свойства. В этом смысле оказался перспективным неинвазивный *in vivo* метод проточной оптоакустической цитометрии [68]: клетки крови или лимфы облучаются через кожу сфокусированным на кровеносном или лимфатическом сосуде лазерным пучком. Доставка излучения к объекту обычно осуществляется с помощью микроскопа или оптического волокна с фокусирующим наконечником. Доминирует рассмотренный выше вклад “теплового поршня”: при поглощении излучения клетками в области фокусировки в окружающую жидкость передается тепло. В жидкости генерируются звуковые отклики, которые регистрируются с помощью приемника, находящегося в контакте с кожей. По оценке [67] метод проточной ОА-цитометрии имеет преимущество перед традиционной оптической версией метода при исследовании глубоко залегающих сосудов *in vivo* (до 1–3 см). Обеспечивается высокая чувствительность, достаточная для обнаружения одиночных циркулирующих клеток за счет их собственного поглощения или поглощения излучения прикрепленными к ним сильно поглощающими характеристическими метками.

Развитие ОА-цитометрии идет по пути адаптации длины волны лазерного излучения и пара-

метров оптического поглощения меток-мишеней, образующих комплексы с аномальными клетками. Так, комбинация двух типов наночастиц в качестве меток используется для детектирования клеток рака молочной железы в потоке [69]. Первый тип – это углеродные нанотрубки с золотой оболочкой, а второй – наночастицы с магнитными свойствами, состоящие из ядра (оксид железа) и полимерной оболочки. Магнитные свойства этих частиц использовались для концентрирования комплексов “метка-мишень” под сильным постоянным магнитом в целях увеличения амплитуды сигнала, а также для последующего уничтожения этого скопления. Применены два лазера с длинами волн 900 и 639 нм, излучающих импульсы с небольшим временным сдвигом для раздельной регистрации откликов каждой из групп частиц. Это позволило улучшить селективность метода. В другом показательном эксперименте система проточной ОА-цитометрии, использующая лазеры с высокой частотой следования импульсов на длинах волн 532, 671 и 820 нм, продемонстрировала идентификацию и подсчет эритроцитов, инфицированных малярией [70].

Развитие этой технологии требует экспериментального и математического моделирования. Так, показана возможность оптоакустической дискриминации оксигенированных и дезоксигенированных эритроцитов в модельных суспензиях [71].

4. КАВИТАЦИОННЫЕ ПРОЦЕССЫ ПРИ ОА-ПРЕОБРАЗОВАНИИ

Звуковой отклик “кавитационной” природы при лазерном облучении образцов используется *in vitro* для детектирования следовых концентраций частиц или *in vivo* для терапевтических и хирургических приложений [72]. Зародышами кавитации являются частицы взвеси природного или искусственного происхождения или другие неоднородности. Если при облучении суспензии локальная плотность энергии достигает некоего порогового значения, температура частицы может превысить температуру кипения растворителя. На поверхности перегретых частиц развивается фазовый переход. Расширяющийся и схлопывающийся пузырек является эффективным излучателем звука. Амплитуду первого звукового отклика отдельной “кавитационной” частицы можно принять пропорциональной превышению плотности энергии над пороговым значением, $p(\epsilon) \sim (\epsilon - \epsilon_{th})$. В определенном интервале плотностей энергии, при $\epsilon > \epsilon_{th}$ кавитационный механизм сосуществует с линейным и нелинейным термоупругим механизмами ОА-преобразования.

При наличии в образце только фоновых, как правило, диэлектрических частиц нижний предел

этого интервала плотности энергии ϵ_{th} дается выражением [73]:

$$\epsilon_{th} = \frac{4R_0\Delta T}{3k_a}(\rho C_p)_p,$$

где ΔT – разность температуры кипения растворителя и исходной температуры. Для случая частиц, существенно уступающих по размерам длине волны излучения, коэффициент k_a пропорционален радиусу частицы R_0 , при этом величина ϵ_{th} не зависит от размера частицы. Для случая частиц, размеры которых превышают длину волны, а также для случая сильно поглощающих частиц $k_a \approx 1$, и величина ϵ_{th} растет пропорционально радиусу частицы. Так, для угольных частиц $((\rho C_p)_p = 2 \text{ Дж/см}^3 \text{ } ^\circ\text{C})$ при $\Delta T = 80^\circ\text{C}$ оценки дают $\epsilon_{th} = 2 \text{ мДж/см}^2$ (при $R_0 = 0.1 \text{ мкм}$), $\epsilon_{th} = 20 \text{ мДж/см}^2$ (при $R_0 = 1 \text{ мкм}$), $\epsilon_{th} = 200 \text{ мДж/см}^2$ (при $R_0 = 10 \text{ мкм}$).

Различают “начальный” по энергии и/или по концентрации частиц режим кавитации и режим развитой кавитации. Начальный режим охватывает отдельные частицы и отличается слабой повторяемостью амплитуды звукового отклика суспензии в серии от одного импульса облучения к другому. Для начального режима кавитации в неоднородных жидкостях при малом поглощении растворителя характерно ОА-преобразование по типу т.н. комбинированного механизма преобразования. А именно, серия звуковых откликов представляет, в основном, термоупругие отклики постоянной амплитуды от нагретых растворителя и частиц. Эти отклики чередуются с редкими импульсами большой амплитуды “кавитационного” происхождения [74, 75]. Статистические эффекты, проявляющиеся при обработке записей серий флукутирующего звукового отклика, могут быть использованы при детектировании следовых концентраций примесей. В частности, можно дискриминировать вклады в отклик от фоновых частиц и регистрировать вклады только от искусственно введенных контрастных частиц [72].

На рис. 4 показана запись амплитуд откликов в серии импульсного облучения воды в режиме начальной кавитации [75]. Объект облучения – дистиллированная вода, прошедшая двойную фильтрацию (диаметр природных частиц, оставшихся в образце после фильтрации, менее 300 нм). Плотность оптической энергии незначительно превышает порог кавитации. Существование механизма состоит в том, что наиболее часто в серии встречаются звуковые отклики термоупругого происхождения, а средняя амплитуда в серии определяется редкими, но интенсивными импульсами кавитационного характера.

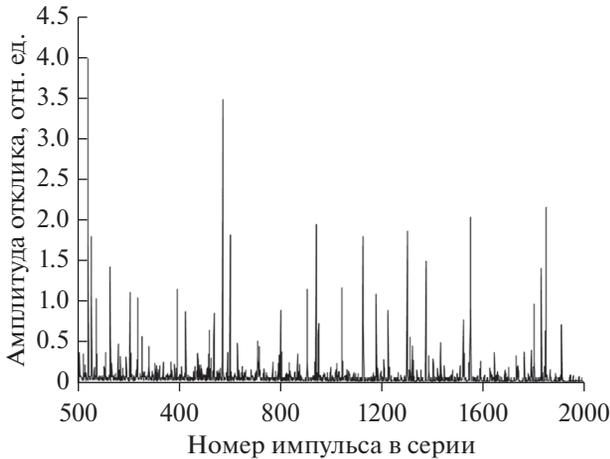


Рис. 4. Пример записи серии 2000 амплитуд звуковых откликов, зарегистрированных в латеральной конфигурации [75]. Перепечатано с разрешения © The Optical Society.

При обработке записей отклики группируют или ранжируют по амплитуде. Второй вариант предпочтительнее — он позволяет работать с относительно небольшими выборками, например, использовать серии всего в несколько сотен записей. На рис. 5 обобщенно показаны результаты обработки 200 записей в виде диаграммы “ранг r — амплитуда p_m ” в двойных логарифмических координатах для четырех образцов — исходного образца воды и образцов водных суспензий золотых наночастиц трех различных концентраций. Плотность лазерной энергии поддерживалась постоянной от импульса к импульсу. Графики на рисунке получены следующим образом. Звуковому отклику, имеющему максимальную амплитуду, присваивается ранг 1. И, наоборот, самое маленькое значение амплитуды — у отклика, получившего ранг 200. Для суспензий малой концентрации и умеренных значений оптической плотности ранговое распределение амплитуд откликов соответствует эмпирическому степенному закону Ципфа—Мандельброта

$$p_m(r) = A/(r + B)^{1/\mu},$$

где A и B — константы, μ — параметр, определяющий наклон графиков 1–3 на рис. 5. Записи для серии облучения исходного образца воды, содержащего лишь фоновые частицы, соответствует прямая 1 ($\mu = 1$). Последовательное добавление к исходной суспензии золотых наночастиц одинакового размера приводит к росту повторяемости амплитуд, что показывает все больший угол наклона графиков 2 ($\mu = 3$) и 3 ($\mu = 7$). И, наконец, при значительных концентрациях частиц одинакового размера ОА-преобразование характеризуется режимом “развитой кавитации”, а распре-

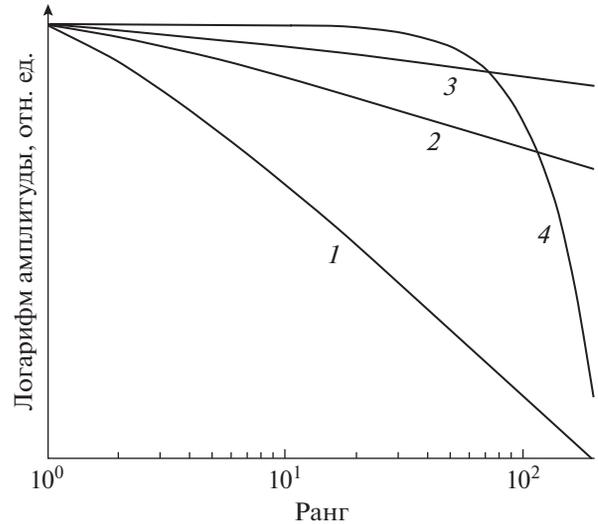


Рис. 5. Ранговое распределение амплитуд звуковых откликов как результат обработки записей четырех экспериментальных серий облучения жидких образцов по 200 импульсов в серии [75]. Перепечатано с разрешения © The Optical Society.

ление амплитуд уже отвечает гауссовой кривой (кривая 4). Эта кривая демонстрирует хорошую повторяемость процесса: из 200 откликов 110 имеют одинаковую амплитуду (длинный горизонтальный отрезок на кривой). Сценарии детектирования искусственных частиц в возрастающей концентрации на фоне вклада частиц природного характера “укладываются” в трансформацию графика от наклонной прямой 1 до кривой 4.

Режим начальной кавитации исследуется в целях развития методов детектирования примесей *in vitro* или для уточнения величины опасных пороговых плотностей энергии при облучении биологических тканей *in vivo*. Действительно, при достижении порога кавитации расширяющиеся паровые пузырьки и импульсы давления большой амплитуды повреждают ткани. Например, этого эффекта избегают при микрокоагуляции сетчатки глаз. Переход к режиму развитой кавитации достигается не только увеличением концентрации частиц одинакового размера в суспензии, но и повышением плотности оптической энергии. Режим развитой кавитации составляет основу процедур точечного механического разрушения клеток и лежит в основе перспективных методов противоопухолевой терапии. Признано, что лазерное облучение суспензией наночастиц с “кавитационным” продолжением эффективно для селективного разрушения аномальных клеток и тканей [76].

Разработаны модели лазерно-индуцированной кавитации в коллоидных растворах, использующие теорию Ми, уравнение состояния газа, уравнение Рэлея—Плессета. Модели подробно

описывают коллективный звуковой отклик суспензии. Численное моделирование динамики пузырька дает основу для оптимизации параметров облучения в медицинских приложениях. Например, пытаются найти оптимальный диаметр пузырька на максимуме расширения для наиболее эффективного разрушения аномальных клеток [77]. Предполагается, что максимальный радиус пузырька пропорционален корню квадратному “надпорогового” значения плотности энергии [80].

В целом, модели хорошо согласуются с экспериментальными результатами. В биомедицинской практике экспериментально хорошо отработаны различные по энерговкладу режимы облучения суспензии сферических золотых наночастиц с диаметрами 10–100 нм [79, 80]. Эксперименты также показывают, что при облучении на длине волны 532 нм наиболее эффективное ОА-преобразование соответствует диаметру частиц 70 нм [81]. Экспериментально измеренное максимальное давление в коллективном звуковом отклике суспензии линейно возрастает с увеличением плотности оптической энергии, что качественно совпадает и с более простыми моделями для режима развитой кавитации [75].

Плотность энергии, необходимая для достижения режима развитой кавитации, как правило, превышает максимально допустимую лазерную экспозицию, допустимую для биомедицинского применения. Например, для длины волны 800 нм пороговая экспозиция задается величиной 30 мДж/см² [82], а воздействие, приводящее к устойчивому образованию пузырьков на золотых частицах диаметром 90 нм в водной среде при облучении на “резонансной” длине волны 532 нм, близко к 60 мДж/см². Применение специально подобранного покрытия наночастиц, оптимизирующего теплопередачу растворителю, либо наложение внешнего ультразвукового поля, может способствовать возникновению развитой кавитации при меньших значениях плотности оптической энергии [68].

Сегодня быстро развивается т.н. тераностика – медицинская технология, предполагающая одновременное применение диагностики и терапии. Так, при выявлении раковых клеток их сразу уничтожают. Оптоакустический вариант тераностики, использующий кавитацию, представляется перспективным. В экспериментах *in vitro* потенциал ОА-тераностики был проверен: на первом этапе проводился десятиминутный мониторинг свободно циркулирующих клеток меланомы при малой плотности оптической энергии с регистрацией звукового отклика. На втором этапе клетки в течение часа циркулировали при повышенной плотности энергии в режиме лазерно-индуцированной кавитации. Происходило их разрушение. На третьем этапе мониторинг клеток повторялся.

В различных опытах содержание клеток после процедуры снижалось в 3–11 раз [83].

5. ОПТОАКУСТИЧЕСКАЯ ВИЗУАЛИЗАЦИЯ В БИОМЕДИЦИНЕ

Визуализация, основанная на генерации звука в биологических тканях короткими лазерными импульсами, – быстро развивающееся приложение оптоакустики [3]. Растет число разрабатываемых инструментов и алгоритмов реконструкции изображений. Предпринимаются усилия для стандартизации процедур и для скорейшего перехода к клинической практике.

Методы ОА-визуализации основаны на приеме звукового отклика, возникающего при передаче тепла в окружающую среду от поглощающих эндогенных тканевых хромофоров или экзогенных контрастных агентов, либо при их собственном расширении. Генерация звукового отклика соответствует, как правило, линейному термоупругому механизму. Регистрация отклика широкополосными приемниками давления обеспечивает спектральную селективность и контраст изображения, а также высокое пространственное разрешение, характерное для более традиционной ультразвуковой визуализации [5]. Исследователи, используя времяразрешающую регистрацию звукового отклика при поглощении в биологической ткани рентгеновского или СВЧ-излучения или потоков проникающих заряженных частиц, получили информацию о внутренней структуре тканей. В начале 2000-х гг. были получены ОА-изображения достаточно высокого качества *in vivo* [84]. История развития методов ОА-визуализации изложена в [85]. В обзоре [3] было отмечено незначительное на момент его публикации число исследований оптоакустической визуализации *in vivo*. Указано и на недостаток опыта получения и интерпретации ОА-изображений в целях медицинской диагностики. За прошедшие со времени публикации этого обзора годы достигнут значительный прогресс в развитии методов, выполнены многочисленные исследования приложений *in vivo*, появились прототипы систем визуализации для клинической практики. Опубликованы обзоры общего характера [5–7] и обзоры профильные, обобщающие опыт ОА-визуализации в онкологии, неврологии, офтальмологии [86, 87].

Системы ОА-визуализации не свободны от недостатков. Многоэлементные акустические приемники и многоканальные системы регистрации откликов – сложные и дорогие устройства. Лазерные источники также дороги и сложны в обслуживании. Переход к простым и недорогим источникам типа диодных лазеров еще предстоит.

В числе методов ОА-визуализации выделяются три группы [88, 89]. Это ОА-томография,

ОА-микроскопия и минимально инвазивная ОА-визуализация.

5.1. Оптоакустическая томография

В ОА-томографии проводится регистрация звукового отклика многоэлементными решетками или несколькими пространственно разнесенными антеннами. При обработке отклика реконструируется изображение поглощающих неоднородностей биологической ткани [88]. Технология реконструкции основана на том, что временной профиль звукового отклика содержит информацию о распределении начального давления, которое можно восстановить, решив обратную задачу ОА-томографии [3]. Пространственное распределение коэффициента оптического поглощения биологической ткани реконструируется с использованием параметра Грюнайзена и параметров распределения плотности лазерного излучения в среде.

Методы регистрации звукового отклика и конфигурации томографических систем применительно к различным биомедицинским приложениям рассмотрены в обзорах [2, 3]. Описаны основные методы решения обратной задачи ОА-томографии, рассмотрено влияние различных факторов, связанных с регистрацией отклика, на точность реконструкции² изображения. Пространственное разрешение, т.е. минимальный размер поглощающей неоднородности, звуковой отклик от которой может быть зарегистрирован без искажений, оценивается как $\delta = c/\Delta f$, где c – скорость звука в биологической ткани, Δf – ширина частотной полосы приемника [3]. В силу частотно зависимого поглощения звука в биологической ткани [24] ширина спектра акустического отклика Δf_s , дошедшего до приемника, может оказаться меньше, чем Δf . В этом случае разрешение метода будет определяться величиной Δf_s . Достижимая глубина изображения в ОА-томографии определяется, главным образом, глубиной проникновения лазерного излучения. Так, на длине волны $\lambda = 700$ нм характерное значение эффективного коэффициента ослабления лазерного излучения $\mu_{\text{eff}} = 0.13$ мм⁻¹ [4]. Соответственно, глубина проникновения излучения составляет величину $1/\mu_{\text{eff}} \cong 8$ мм. Пространственное разрешение масштабируется с глубиной изображения в ткани, причем соотношение глу-

бины и разрешения остается приблизительно постоянным на уровне порядка 1/200 [5].

Разрешение лежит в диапазоне от нескольких десятков мкм при глубине изображения в несколько мм до нескольких сотен мкм при глубине изображения в несколько см [4, 71]. Для расширения полосы приема сигнала и повышения разрешающей способности прибегают к оптической схеме регистрации ультразвука на основе прозрачного эталона Фабри-Перо из полимерной пленки, зажатой между парой зеркал. Сканирование считывающего лазерного луча по поверхности эталона создает виртуальный массив приемников и обеспечивает регистрацию звукового отклика в полосе частот до нескольких десятков мегагерц. Этим методом получены изображения подкожной сосудистой сети на глубине примерно 4 мм [4].

Специальные методы реконструкции ОА-изображения, компенсирующие влияние как неоднородности скорости звука [90], так и акустического затухания [91], предназначены для улучшения качества изображения в акустически неоднородных биологических тканях. В условиях значительной акустической неоднородности параллельно используется ультразвуковая диагностика области распространения сигнала. При выполнении количественной ОА-томографии оптическая неоднородность исследуемой биологической ткани обуславливает использование нескольких последовательных приближений для корректного расчета оптического поля [10].

Предлагается улучшить разрешение изображения в ОА-томографии за счет “включения” нелинейных механизмов генерации звукового отклика [43]. Показано, что в условиях, когда проявляется тепловая нелинейность, профиль звукового отклика оказывается результатом естественного вейвлет-преобразования от пространственного распределения тепловых источников, соответственно, фильтрация полезного сигнала из шума происходит более эффективно. Механизм тепловой нелинейности может быть использован для повышения качества изображения ОА-томографии при плотности энергии излучения, удовлетворяющей требованиям санитарных норм.

Так как глубина изображения в ОА-томографии составляет несколько сантиметров, метод хорошо отработан в ходе исследований на мелких лабораторных животных [92]. Более дешевой альтернативой ОА-томографии в некоторых приложениях является ОА-микроскопия [4].

5.2. Оптоакустическая микроскопия

ОА-микроскопия основана на последовательном сканировании целевого объекта широкополосным фокусирующим акустическим приемни-

² Так как при ОА-визуализации изображение строится расчетным путем по данным измерений, выполненных ограниченным числом приемников, имеющих ограниченную апертуру и неидеальные частотные характеристики, термин “реконструкция” наиболее точно отражает процесс.

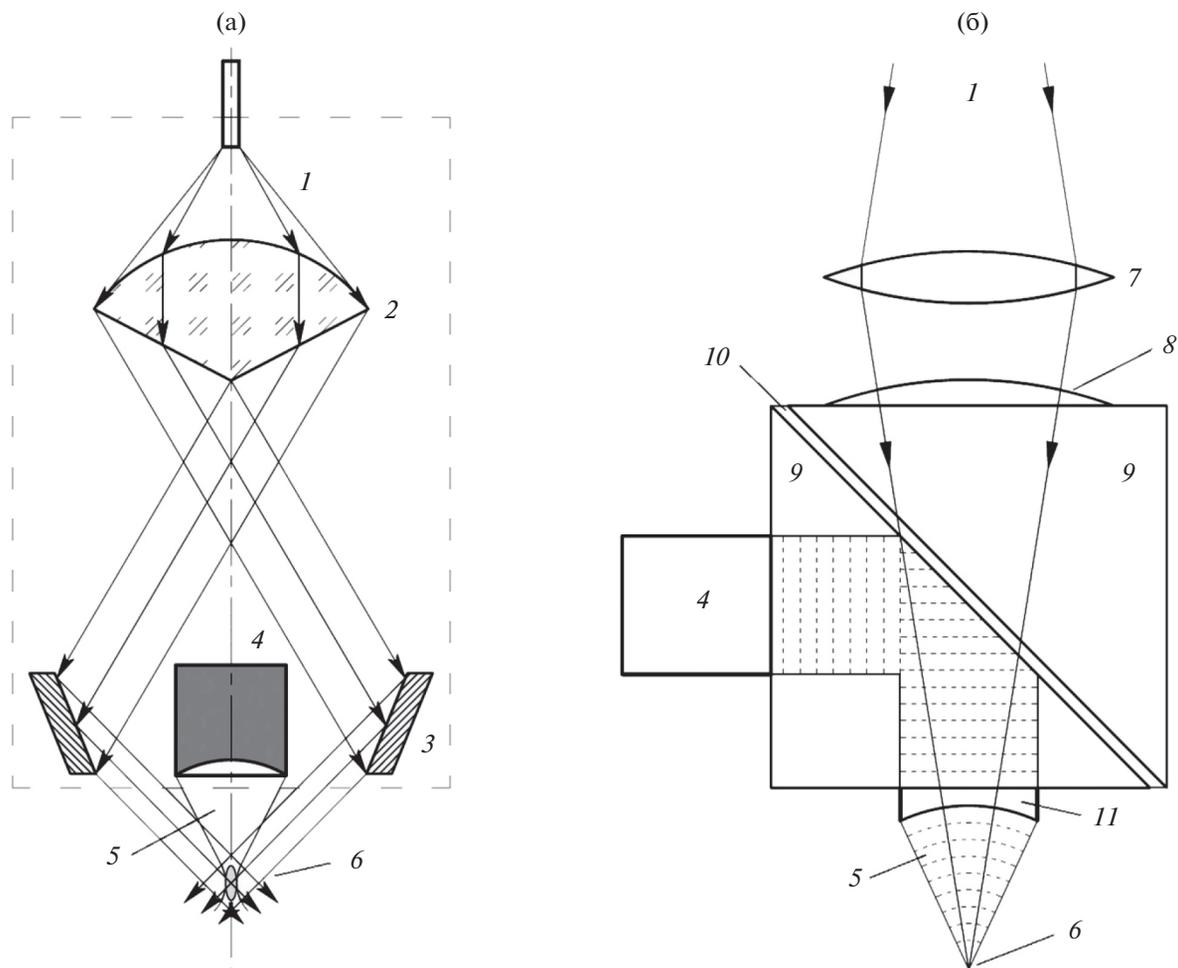


Рис. 6. Схемы ОА-микроскопов: (а) – микроскоп с акустическим разрешением, (б) – микроскоп с оптическим разрешением. Здесь 1 – лазерное излучение, 2 – коническая линза, 3 – кольцевое зеркало, 4 – акустический приемник, 5 – звуковой пучок, 6 – область фокусировки лазерного излучения, совмещенная с фокальной зоной приемника в объекте, 7 – фокусирующая оптическая линза, 8 – коррегирующая линза, 9 – призмы, 10 – слой силиконового масла, 11 – акустическая линза.

ком при подсветке объекта, как правило, сфокусированным лазерным излучением. Область фокусировки лазерного излучения и фокальная зона приемника совмещаются в целевом объекте для достижения максимальной чувствительности. На рис. 6 обобщенно показаны две популярные конфигурации ОА-микроскопов. В ОА-микроскопе с акустическим разрешением (рис. 6а) лазерное излучение направляется к объекту с помощью оптической системы, создающей полый конус слабо сфокусированного света и состоящей из конической линзы и кольцевого зеркала. Фокусирующий акустический приемник размещается внутри этого конуса. Диаметр поперечного сечения фокальной зоны приемника звука определяет латеральную разрешающую способность микроскопа. Продольное разрешение определяется полосой частот принимаемого звукового отклика сигнала или характеристиками приемника и

находится в диапазоне 10–100 мкм [89]. ОА-микроскоп с акустическим разрешением используют для получения изображений на глубине нескольких сантиметров, при этом глубина изображения масштабируется при изменении ширины полосы пропускания и фокусного расстояния приемника давления [4]. ОА-микроскоп с акустическим разрешением (поле зрения 8×8 мм, шаг сканирования 20 мкм) был применен для реконструкции изображений дермальной и подкожной сосудистой сети, а также для визуализации доброкачественного пигментного поражения кожи и для демонстрации возможности выявления меланом по их морфологии и составу [93]. ОА-микроскопы этого типа использовались в доклинических исследованиях микрососудов мозга [94] и кожи [95].

В ОА-микроскопе с оптическим разрешением (рис. 6б) для локализации области поглощения оптического излучения в биологической ткани

используется фокусировка оптического излучения. Лазерное излучение проходит через две прямоугольные призмы. Между призмами находится тонкий слой оптически прозрачного силиконового масла, выполняющий роль акустического отражателя. Звуковой отклик, возбуждаемый в результате поглощения лазерного излучения в ткани, проходит через акустическую линзу и — после отражения от слоя силиконового масла — регистрируется приемником давления. Латеральное разрешение микроскопа этого типа определяется ограниченным дифракцией диаметром поперечного сечения сфокусированного лазерного луча и составляет единицы мкм. В этом отношении устройство существенно превосходит ОА-микроскоп с акустическим разрешением. Высокое латеральное разрешение, достигнутое в этой версии, позволило реконструировать изображения отдельных капилляров и даже отдельных эритроцитов (диаметр 7–10 мкм) в ухе мыши [96]. Значение продольного разрешения, также, как и в ОА-томографии, и в ОА-микроскопии с акустическим разрешением, ограничено акустическим затуханием или полосой пропускания приемника давления. Эта величина уступает значению латерального разрешения и составляет величину примерно 10 мкм [4].

5.3. Минимально инвазивные и комбинированные схемы ОА-визуализации

Минимально инвазивная ОА-визуализация, в отличие от неинвазивных томографии и микроскопии, предполагает введение оптического волокна в организм, что обеспечивает самую большую по сравнению с другими методами глубину изображения (более 10 см) [89]. Главным стимулом к ее развитию является стремление преодолеть ограничения, которые накладывает на клиническое применение малая глубина проникновения в рассеивающих и поглощающих оптическое излучение биологических тканях. Применяются два варианта: ОА-эндоскопия (оптическое излучение и приемник давления совместно вводятся в тело) [4] и интервенционная ОА-визуализация (излучение вводится в тело, а приемник находится снаружи в контакте с поверхностью) [89].

Существует несколько потенциальных клинических применений оптоакустики, в которых доступ к исследуемой области можно получить только путем введения миниатюрного эндоскопического зонда. Это, например, диагностика ишемической болезни сердца, рака простаты и патологий желудочно-кишечного тракта. Для этих приложений были разработаны прототипы ОА-эндоскопических устройств (в том числе и внутрисосудистых), подобных обычным ультразвуковым эндоскопам [97]. Интервенционная ОА-визуализация — перспективный инструмент

контроля при выполнении небольших хирургических и диагностических процедур.

Близки к внедрению в клиническую практику комбинированные устройства, совмещающие неинвазивную ОА-визуализацию и ультразвуковое (УЗ) исследование объекта [98]. ОА-изображение позволяет выявить структуру сосудистой сети, а УЗ-изображение дает информацию о морфологии окружающей ткани на основе ее механических свойств. В этих устройствах использована схема ОА-микроскопии, и они созданы на основе стандартных УЗ-сканеров, к которым с помощью оптических волокон подведено лазерное излучение. Облучение биологической ткани проводилось непосредственно под приемником давления. С помощью такого сканера оценивалось качество донорской почки. Была количественно определена степень фиброзного поражения почки, а также выявлены вариации содержания коллагена [99]. Описана также схема объединения коммерчески доступного диагностического УЗ-приемника с двумя пучками оптических волокон, доставляющих лазерное излучение к целевому объекту [100]. Эта схема обеспечивает совместную реконструкцию двумерных ОА- и УЗ-изображений и позволяет обнаруживать сторожевые лимфатические узлы глубокого залегания в процедурах маммографии.

Хорошие результаты в экспериментах *in vivo* по наблюдению доставки меченого лекарства при инъекции в мышь показала комбинированная схема ОА- и УЗ-визуализации, описанная в работе [101]. В отличие от варианта [100] она использует компактный маломощный лазер с высокой частотой повторения импульсов (до 1 кГц), а также коммутатор, который поочередно направляет излучение в одно из 20 волокон, окружающих УЗ-матрицу. При этом для каждого лазерного импульса выполняется реконструкция фрагмента ОА-изображения. Полное изображение формируется путем когерентного суммирования фрагментов с частотой получения изображений 50 Гц. Имеется возможность быстрой перестройки длины волны в диапазоне 715–875 нм с шагом 20 нм. Этот режим позволяет более надежно различать хромофоры биологической ткани и контрастные агенты.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В настоящем обзоре удалось охватить относительно небольшую часть публикаций, касающихся особенностей оптоакустического преобразования в неоднородных биомедицинских средах. Было показано, что учет этих особенностей позволяет купировать помехи и повысить показатели качества диагностики сред. С учетом конкуренции механизмов преобразования открываются

новые возможности решения диагностических и терапевтических задач.

Среди других направлений в последнее десятилетие наиболее быстрое развитие получила оптоакустическая визуализация. Достигнут значительный прогресс в решении различных диагностических задач *in vivo*. Поввысилось качество изображений (разрешение и контрастность), сократилось время получения изображений, и увеличилась доступная глубина. На пороге клинического применения находятся ручные малогабаритные сканеры, реализованные по схемам ОА-микроскопии и допускающие комплексирование с системами ультразвуковой визуализации. Оптоакустика показала хорошие результаты в доклинических исследованиях динамики заболеваний, новых препаратов и методик лечения, для которых раньше требовалось большое число мелких лабораторных животных. Сегодня расход лабораторных животных во многих случаях уменьшился.

Быстрое развитие оптоакустических методов имеет не только положительные стороны. Так, применительно к биомедицинской визуализации, разнообразие предложенных решений чревато угрозой потери общего консенсуса. Вновь созданный Международный консорциум по стандартизации в области оптоакустики призван этот консенсус обеспечить. Определены четыре ближайшие цели Консорциума. Это: (а) установление единообразия фантомов для тестирования систем ОА-визуализации на доклиническом и клиническом уровнях; (б) согласование условий применения фантомов для количественного сравнения различных систем визуализации; (в) создание опорного массива данных для тестирования алгоритмов спектральной обработки и реконструкции данных; (г) обеспечение возможности верификации уже опубликованных результатов тестами, разработанными для новых систем визуализации.

Исследование выполнено при финансовой поддержке РФФИ в рамках проекта № 20-12-50131.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Bohndiek S.E., Cox B., Joseph J. et al.* IPASC: A community-driven consensus-based initiative towards standardisation in photoacoustic imaging // 2020 IEEE International Ultrasonics Symposium (IUS). IEEE, 2020. P. 1–4.
<https://www.ipasc.science/ipasc.science/> (дата обращения 06.07.2021 г.)
2. *Xu M., Wang L.V.* Photoacoustic imaging in biomedicine // *Rev. Sci. Instrum.* 2006. V. 77. № 4. P. 041101.
3. *Хохлова Т.Д., Пеливанов И.М., Карабутов А.А.* Методы оптико-акустической диагностики биотканей // *Акуст. журн.* 2009. Т. 55. № 4–5. С. 672–683.
4. *Beard P.* Biomedical photoacoustic imaging // *Interface Focus.* 2011. V. 1. № 4. P. 602–631.
5. *Wang L.V., Hu S.* Photoacoustic tomography: in vivo imaging from organelles to organs // *Science.* 2012. V. 335. № 6075. P. 1458–1462.
6. *Taruttis A., Ntziachristos V.* Advances in real-time multispectral optoacoustic imaging and its applications // *Nat. Photon.* 2015. V. 9. № 4. P. 219–227.
7. *Omar M., Aguirre J., Ntziachristos V.* Optoacoustic mesoscopy for biomedicine // *Nat. Biomed. Eng.* 2019. V. 3. № 5. P. 354–370.
8. *Liopo A.V., Oraevsky A.A.* Nanoparticles as contrast agents for optoacoustic imaging / *Nanotechnology for biomedical imaging and diagnostics: from nanoparticle design to clinical applications.* Hoboken, NJ.: John Wiley & Sons. 2015. P. 111–149.
9. *Gellini C., Feis A.* Optothermal properties of plasmonic inorganic nanoparticles for photoacoustic applications // *Photoacoustics.* 2021. V. 23. P. 100281.
10. *Haisch C.* Photoacoustic spectroscopy for analytical measurements // *Meas. Sci. Technol.* 2011. V. 23. № 1. P. 012001.
11. *Gao R., Xu Z., Ren Y., Song L., Liu C.* Nonlinear mechanisms in photoacoustics – powerful tools in photoacoustic imaging // *Photoacoustics.* 2021. V. 22. P. 100243.
12. *Bialkowski S.E., Astrath N.G., Proskurnin M.A.* *Photothermal Spectroscopy Methods.* Hoboken, NJ: John Wiley & Sons, 2019. 485 p.
13. *Гусев В.Э., Карабутов А.А.* Лазерная оптоакустика. М.: Наука, 1991. 304 с.
14. *Шифрин К.С.* Расчеты радиационных характеристик облаков // *Труды Гос. Геофиз. Обсерватории.* М.: ГГО, 1961. С. 179–190.
15. *Хлебцов Н.Г.* Оптика и биофотоника наночастиц с плазмонным резонансом // *Квантовая электроника.* 2008. Т. 38. № 6. С. 504–529.
16. *Feis A., Gellini C., Salvi P.R., Becucci M.* Photoacoustic excitation profiles of gold nanoparticles // *Photoacoustics.* 2014. V. 2. № 1. P. 47–53.
17. *Jacques S.L.* Optical properties of biological tissues: a review // *Phys. Med. Biol.* 2013. V. 58. № 11. P. R37–R61.
18. *Грашин П.С., Карабутов А.А., Ораевский А.А., Пеливанов И.М., Подымова Н.Б., Саватеева Е.В., Соломатин В.С.* Распределение интенсивности лазерного излучения в сильно рассеивающих средах: моделирование методом Монте-Карло, теоретический анализ и результаты оптико-акустических измерений // *Квантовая электроника.* 2002. Т. 32. № 10. С. 868–874.
19. *Hale G.M., Querry M.R.* Optical constants of water in the 200-nm to 200- μ m wavelength region // *Appl. Opt.* 1973. V. 12. № 3. P. 555–563.
20. *Wang X., Xie X., Ku G., Wang L.V., Stoica G.* Noninvasive imaging of hemoglobin concentration and oxygenation in the rat brain using high-resolution photoacoustic tomography // *J. Biomed. Opt.* 2006. V. 11. № 2. P. 024015.
21. *Anderson R.R., Farinelli W., Laubach H. et al.* Selective photothermolysis of lipid-rich tissues: A free electron

- laser study // *Lasers Surg. Med.* 2006. V. 38. № 10. P. 913–919.
22. Тучин В.В. Оптика биологических тканей. М.: Физматлит, 2012. 812 с.
 23. Дубровский В.И., Федорова В.Н. Биомеханика. М.: Владос-Пресс, 2003. 672 с.
 24. Ультразвук в медицине. Физические основы применения. Под ред. Хилла К., Бэмбера Дж.С., тер Хаар Г. М.: Физматлит, 2008. 535 с.
 25. Cahen D., Bults G., Garty H., Malkin S. Photoacoustics in life sciences // *J. Biochem. Biophys. Methods.* 1980. V. 3. № 5. P. 293–310.
 26. Patel C.K.N., Tam A.C. Pulsed optoacoustic spectroscopy of condensed matter // *Rev. Mod. Phys.* 1981. V. 53. № 3. P. 517–553.
 27. Новиков Б.К., Руденко О.В., Тимошенко В.И. Нелинейная гидроакустика. Ленинград: Судостроение, 1981. 264 с.
 28. Жаров В.П., Летохов В.С. Лазерная оптико-акустическая спектроскопия. М.: Наука, 1984. 280 с.
 29. Arnaut L.G., Caldwell R.A., Elbert J.E., Melton L.A. Recent advances in photoacoustic calorimetry: theoretical basis and improvements in experimental design // *Rev. Sci. Instrum.* 1992. V. 63. № 11. P. 5381–5389.
 30. Puchenkov O.V., Malkin S. Photoacoustic cell for dynamic measurements with nanosecond time resolution // *Rev. Sci. Instrum.* 1996. V. 67. № 3. P. 672–680.
 31. Wu B., Frez C., Diebold G.J. Photoacoustic transients produced by laser generated, ultrahigh thermal gradients // *Appl. Phys. Lett.* 2013. № 103. № 12. P. 124105-1–124105-4.
 32. Liu L., Huan H., Zhang X., Zhang L., Shao X., Mandelis A., Dong L. Laser induced thermoelastic contributions from windows to signal background in a photoacoustic cell // *Photoacoustics.* 2021. V. 22. P. 100257.
 33. Schaberle F.A., Nunes R.M., Barroso M., Serpa C., Arnaut L. Analytical solution for time-resolved photoacoustic calorimetry data and applications to two typical photoreactions // *Photochem. Photobiol. Sci.* 2010. V. 9. № 6. P. 812–822.
 34. Филимонова Т.А., Сенюта В.В., Проскурнин М.А., Егеров С.В. Оценка метрологических характеристик оптоакустического определения с фронтальным датчиком на примере модельной системы // *Вестн. Моск. Универ. Сер. 2. Химия.* 2011. Т. 52. № 3. С. 209–213.
 35. Autrey T., Foster N., Klepzig K. Nanojoules, nanoliters and nanosecond calorimetry // *J. Photochem. Photobiol. A.* 1999. V. 125. № 1–3. P. 13–19.
 36. Карабутов А.А., Матросов М.П., Подымова Н.Б., Пыж В.А. Импульсная акустическая спектроскопия с лазерным источником звука // *Акуст. журн.* 1991. Т. 37. № 2. С. 311–323.
 37. Khan M.I., Sun T., Diebold G.J. Photoacoustic waves generated by absorption of laser radiation in optically thin layers // *J. Acoust. Soc. Am.* 1993. V. 93. № 3. P. 1417–1425.
 38. Виноградова М.Б., Руденко О.В., Сухоруков А.П. Теория волн. М.: Наука, 1990. 432 с.
 39. Hayward G., MacLeod C.J., Durrani T.S. A system model of the thickness mode piezoelectric transducer // *J. Acoust. Soc. Am.* 1984. V. 76. № 2. P. 369–382.
 40. Foster N.S., Amonette J.E., Autrey S.T. In situ detection of chromate using photoacoustic spectroscopy // *Appl. Spectrosc.* 1999. V. 53. № 6. P. 735–740.
 41. Foster N.S., Autrey S.T., Amonette J.E., Small J.R., Small E.W. Laser photoacoustic spectroscopy: A versatile absorption-spectroscopic technique // *Am. Lab.* 1999. V. 31. № 2–5. P. 96S–108S.
 42. Салухов Т.Х. Тепловая нелинейность в оптоакустике. Часть I. Тепловая нелинейность в оптоакустическом спектре воды // *Изв. АН Республики Таджикистан. Отд. физ.-мат., хим., геолог. и техн. наук.* 2011. Т. 4. С. 79–85.
 43. Ошурко В.Б. Визуализация тепловых полей в нелинейной фотоакустике // *Письма в ЖТФ.* 2006. Т. 32. № 16. С. 1–9.
 44. Chen Y.S., Frey W., Aglyamov S., Emelianov S. Environment-dependent generation of photoacoustic waves from plasmonic nanoparticles // *Small.* 2012. V. 8. № 1. P. 47–52.
 45. Воловик В.Д., Петренко В.В., Попов Г.Ф. Радиационно-акустические взаимодействия. М.: 1978. (Препр. / ИЯИ АН СССР, П0092.)
 46. Sigrist M. Laser generation of acoustic waves in liquids and gases // *J. Appl. Phys.* 1986. V. 60. № 7. P. 83–121.
 47. Petrova E., Ermilov S., Su R., Nadvoretskiy V., Conjusteau A., Oraevsky A. Using optoacoustic imaging for measuring the temperature dependence of Grüneisen parameter in optically absorbing solutions // *Opt. Express.* 2013. V. 21. № 21. P. 25077–25090.
 48. Wang L., Zhang C., Wang L.V. Grüneisen relaxation photoacoustic microscopy // *Phys. Rev. Lett.* 2014. V. 113. № 17. P. 174301.
 49. Danielli A., Maslov K., Favazza C.P. Nonlinear photoacoustic spectroscopy of hemoglobin // *Appl. Phys. Lett.* 2015. V. 106. № 20. P. 203701.
 50. Yao J., Kaberniuk A.A., Li L., Shcherbakova D.M., Zhang R., Wang L., Li G., Verkhusha V.V., Wang L.V. Multiscale photoacoustic tomography using reversibly switchable bacterial phytochrome as a near-infrared photochromic probe // *Nat. Methods.* 2016. V. 13. № 1. P. 67–73.
 51. Голубничий П.И., Давыдов А.А., Корчиков С.Д., Прогнимак А.Б. О генерации звука импульсами ОКГ в жидкостях со взвешенными частицами // *Акуст. журн.* 1985. Т. 31. № 5. С. 698–700.
 52. Давыдов А.А., Корчиков С.Д. Нелинейный акустический эффект, возникающий при распространении лазерного пучка в жидкости с поглощающими частицами // *Акуст. журн.* 1990. Т. 36. № 5. С. 9. 46–948.
 53. Diebold G.J., Westervelt P.J. The photoacoustic effect generated by a spherical droplet in a fluid // *J. Acoust. Soc. Am.* 1988. V. 84. № 6. P. 2245–2251.
 54. Kitamory T., Fujii M., Sawada T., Gohshi Y. Phase shift of photoacoustic signals from microparticles in liquids // *J. Appl. Phys.* 1985. V. 58. № 4. P. 1456–1459.
 55. Егеров С.В., Пашин А.Е. Оптоакустическая диагностика микронеоднородных жидких сред // *Акуст. журн.* 1993. Т. 39. № 1. С. 86–91.

56. Зозуля О.М., Пученков О.В. К теории оптоакустического эффекта в жидких дисперсных системах // Акуст. журн. 1993. Т. 39. № 1. С. 92–99.
57. Karabutov A.A., Podymova N.B., Letokhov V.S. Time-resolved laser optoacoustic tomography of inhomogeneous media // Appl. Phys. B. 1996. V. 63. № 6. P. 545–563.
58. Egerev S.V., Zozulya O.M., Pashin A.E., Puchenkov O.V. Laser optoacoustic probing of biopolymer solutions // Photoacoust. and Phototherm. Phenomena III. Berlin: Springer-Verlag. 1992. P. 50–52.
59. Sarimollaoglu M., Nedosekin D.A., Menyayev Y.A., Juratli M.A., Zharov V.P. Nonlinear photoacoustic signal amplification from single targets in absorption background // Photoacoustics. 2014. V. 2. № 1. P. 1–11.
60. Calasso I.G., Craig W., Diebold G.J. Photoacoustic point source // Phys. Rev. Lett. 2001. V. 86. № 16. P. 3550–3553.
61. Inkov V.N., Karabutov A.A., Pelivanov I.M. A theoretical model of the linear thermo-optical response of an absorbing particle immersed in a liquid // Laser Phys. 2001. V. 11. № 12. P. 1283–1291.
62. Prost A., Poisson F., Bossy E. Photoacoustic generation by a gold nanosphere: from linear to nonlinear thermoelastics in the long-pulse illumination regime // Phys. Rev. B. 2015. V. 92. № 11. P. 115450.
63. Dixon A.J., Hu S., Klibanov A.L., Hossack J.A. Oscillatory dynamics and in vivo photoacoustic imaging performance of plasmonic nanoparticle-coated microbubbles // Small. 2015. V. 11. № 25. P. 3066–3077.
64. Shinto H., Fukasawa T., Aoki H., Ito S., Ohshima M. Acoustic pressure pulses from laser-irradiated suspensions containing gold nanospheres in water: experimental and theoretical study // Colloids Surf. A. 2013. V. 430. P. 51–57.
65. Fukasawa T., Shinto H., Aoki H. Size-dependent effect of gold nanospheres on the acoustic pressure pulses from laser-irradiated suspensions // Adv. Powder Technol. 2014. V. 25. № 2. P. 733–738.
66. Fukasawa T., Noguchi S., Shinto H., Aoki H., Ito S., Ohshima M. Effects of physicochemical properties of particles and medium on acoustic pressure pulses from laser-irradiated suspensions // Colloids Surf. A. 2015. V. 487. P. 42–48.
67. Tuchin V.V., Tárnok A., Zharov V.P. In vivo flow cytometry: a horizon of opportunities // Cytometry Part A. 2011. V. 79. № 10. P. 737–745.
68. Galanzha E.I., Zharov V.P. Photoacoustic flow cytometry // Methods. 2012. V. 57. № 3. P. 280–296.
69. Galanzha E.I., Shashkov E.V., Kelly T., Kim J.W., Yang L., Zharov V.P. In vivo magnetic enrichment and multiplex photoacoustic detection of circulating tumour cells // Nat. Nanotechnol. 2009. V. 4. № 12. P. 855–860.
70. Cai C., Carey K.A., Nedosekin D.A., Menyayev Y.A., Sarimollaoglu M., Galanzha E.I., Stumhofer J.S., Zharov V.P. In vivo photoacoustic flow cytometry for early malaria diagnosis // Cytometry Part A. 2016. V. 89. № 6. P. 531–542.
71. Кравчук Д.А., Старченко И.Б., Орда-Жигулина Д.В., Воронина К.А. Исследование оптоакустических сигналов на моделях эритроцитов в жидкости с контрастными наноагентами // Акуст. журн. 2021. Т. 67. № 3. С. 345–348.
72. Autrey T., Egerev S., Foster N.S., Fokin A., Ovchinnikov O. Counting particles by means of optoacoustics: potential limits in real solutions // Rev. Sci. Instrum. 2003. V. 74. № 1. P. 628–631.
73. Alimpiev S.S., Simanovskii Ya.O., Egerev S.V., Pashin A.E. Optoacoustic detection of microparticles in liquids at laser fluences below the optical breakdown threshold // Laser Chem. 1995. V. 16. № 2. P. 63–73.
74. Wilson K., Homan K., Emelianov S. Biomedical photoacoustics beyond thermal expansion using triggered nanodroplet vaporization for contrast-enhanced imaging // Nat. Commun. 2012. V. 3. № 1. P. 1–10
75. Egerev S., Ermilov S., Ovchinnikov O., Fokin A., Guzatov D., Klimov V., Kanavin A., Oraevsky A. Acoustic signals generated by laser-irradiated metal nanoparticles // Appl. Opt. 2009. V. 48. № 7. P. C38–C45.
76. Leszczynski D., Pitsillides C.M., Pastilla R.K. Laser-beam-triggered microcavitation: a novel method for selective cell destruction // Radiat. Res. 2001. V. 156. № 4. P. 399–407.
77. Kitz M., Preisser S., Wetterwald A., Jaeger M., Thalmann G.N., Frenz M. Vapor bubble generation around gold nano-particles and it's application to damaging of cells // Biomed. Opt. Express. 2011. V. 2. № 2. P. 291–304.
78. Brujan E.A. Numerical investigation on the dynamics of cavitation nanobubbles // Microfluid. Nanofluid. 2011. V. 11. № 5. P. 511–517
79. González M.G., Liu X., Niessner R., Haisch C. Strong size-dependent photoacoustic effect on gold nanoparticles by laser-induced nanobubbles // Appl. Phys. Lett. 2010. V. 96. № 17. P. 174104.
80. McLaughlan J.R., Roy R.A., Ju H., Murray T.W. Nanoparticle-targeted photoacoustic cavitation for tissue imaging // Proc. SPIE. 2010. V. 7564. P. 756415.
81. Gao R., Fu R., Jiao W. et al. Opto-acoustic effect of Au nanoparticles in water under irradiation of pulse laser // Optik. 2020. V. 202. P. 163512.
82. Cavigli L., Micheletti F., Tortoli P., Centi S., Lai S., Borri C., Rossi F., Ratto F., Pini R. Light activated microbubbles for imaging and microsurgery // Proc. SPIE 2017. V. 10064. P. 1006457.
83. Galanzha E.I. In vivo liquid biopsy using Cytophone platform for photoacoustic detection of circulating tumor cells in patients with melanoma // Sci. Transl. Med. 2019. V. 11. № 496. P. 1–13.
84. Wang X., Pang Y., Ku G., Xie X., Stoica G., Wang L.V. Noninvasive laser-induced photoacoustic tomography for structural and functional in vivo imaging of the brain // Nat. Biotechnol. 2003. T. 21. № 7. P. 803–806.
85. Karabutov A.A., Savateeva E.V., Oraevsky A.A. Optoacoustic tomography: New modality of laser diagnostic systems // Laser phys. 2003. V. 13. № 5. P. 711–723.
86. McNally L.R., Mezera M., Morgan D.E., Frederick P.J., Yag E.S., Eltoun I.E., Grizzle W.E. Current and emerging clinical applications of multispectral optoacoustic tomography (MSOT) in oncology // Clin. Cancer Res. 2016. V. 22. № 14. P. 3432–3439.

87. *Razansky D., Klohs J., Ni R.* Multi-scale optoacoustic molecular imaging of brain diseases // *Eur. J. Nucl. Med. Mol. Imaging.* 2021. P. 1–19.
88. *Турчин И.В.* Методы оптической биомедицинской визуализации: от субклеточных структур до тканей и органов // *Успехи физ. наук.* 2016. Т. 186. № 5. С. 550–567.
89. *Zhao T., Desjardins A.E., Ourselin S., Vercauteren T., Xia W.* Minimally invasive photoacoustic imaging: current status and future perspectives // *Photoacoustics* 2019. V. 16. P. 100146.
90. *Hristova Y., Kuchment P., Nguyen L.* Reconstruction and time reversal in thermoacoustic tomography in acoustically homogeneous and inhomogeneous media // *Inverse Probl.* 2008. V. 24. № 5. P. 055006.
91. *Treeby B.E., Zhang E.Z., Cox B.T.* Photoacoustic tomography in absorbing acoustic media using time reversal // *Inverse Probl.* 2010. V. 26. № 11. P. 115003.
92. *Wang L.V., Yao J.* A practical guide to photoacoustic tomography in the life sciences // *Nat. Methods.* 2016. V. 13. № 8. P. 627–638.
93. *Favazza C.P., Jassim O., Cornelius L.A., Favazza C.P., Wang L.V., Jassim O.W., Cornelius L.A.* In vivo photoacoustic microscopy of human cutaneous microvasculature and a nevus // *J. Biomed. Opt.* 2011. V. 16. № 1. P. 016015.
94. *Stein E.W., Maslov K., Wang L.V.* Noninvasive, in vivo imaging of the mouse brain using photoacoustic microscopy // *J. Appl. Phys.* 2009. V. 105. № 10. P. 102027.
95. *Zhang H.F., Maslov K., Stoica G., Wang L.V.* Functional photoacoustic microscopy for high-resolution and noninvasive in vivo imaging // *Nat. Biotechnol.* 2006. V. 24. № 7. P. 848–851.
96. *Hu S., Maslov K., Wang L.V.* Second generation optical-resolution photoacoustic microscopy with improved sensitivity and speed // *Opt. Lett.* 2011. V. 36. № 7. P. 1134–1136.
97. *Guo H., Li Y., Qi W., Xi L.* Photoacoustic endoscopy: A progress review // *J. Biophotonics* 2020. V. 13. № 12. P. e202000217.
98. *Aguirre A., Ardeshirpour Y., Sanders M.M., Brewer M., Zhu Q.* Potential role of coregistered photoacoustic and ultrasound imaging in ovarian cancer detection and characterization // *Translational oncology.* 2011. V. 4. № 1. P. 29–37.
99. *Hysi E., He X., Fadhel M.N. et al.* Photoacoustic imaging of kidney fibrosis for assessing pretransplant organ quality // *JCI insight* 2020. V. 5. № 10. P. e136995.
100. *Kim C., Erpelding T., Jankovic L., Pashley M.D., Wang L.* Deeply penetrating in vivo photoacoustic imaging using a clinical ultrasound array system // *Biomed. Opt. Exp.* 2010. V. 1. № 1. P. 278–284.
101. *Jeng G., Li M., Kim M., Yoon S.J., Pitre J.J., Li D.S., Pelivanov I., O'Donnell M.* Real-time interleaved spectroscopic photoacoustic and ultrasound (PAUS) scanning with simultaneous fluence compensation and motion correction // *Nature communications.* 2021. V. 12. № 1. P. 1–12.