

Московский государственный университет
имени М. В. Ломоносова

Физический факультет

На правах рукописи

Асфандияров Шамиль Альбертович

**Использование двумерных антенных решёток
для ультразвуковой визуализации и физического
воздействия на объекты в неоднородной среде**

Специальность: 1.3.7. Акустика

Диссертация на соискание учёной степени
кандидата физико-математических наук

Научный руководитель:

д.ф.-м.н., доцент

Сапожников Олег Анатольевич

МОСКВА – 2025

ОГЛАВЛЕНИЕ

Введение	4
ГЛАВА 1 Использование двумерной приемо-передающей антенной решетки для проведения транскраниальной ультразвуковой диагностики	16
§1.1 Оценка толщинного профиля фантома черепа человека ультразвуковыми методами с использованием двумерной антенной решетки	17
1.1.1 <i>Используемые материалы</i>	<i>17</i>
1.1.2 <i>Метод изготовления фантома черепа</i>	<i>20</i>
1.1.3 <i>Методы УЗ оценки толщинного профиля фантома черепа.....</i>	<i>26</i>
1.1.4 <i>Результаты и обсуждение.....</i>	<i>30</i>
§1.2 Транскраниальная визуализация сферических рассеивателей.....	32
1.2.1 <i>Материалы и методы.....</i>	<i>32</i>
1.2.2 <i>Результаты и обсуждение.....</i>	<i>36</i>
§1.3 Выводы к первой главе.....	37
ГЛАВА 2 О роли сдвиговых волн в транскраниальной диагностике и в диагностике мягких тканей	39
§2.1 Роль сдвиговых волн при транскраниальной ультразвуковой терапии и диагностике структур мозга	39
2.1.1 <i>Прохождение плоской волны через твердотельный слой.....</i>	<i>39</i>
2.1.2 <i>Метод измерения скорости и поглощения продольных и сдвиговых волн в плоскопараллельном образце.....</i>	<i>43</i>
2.1.3 <i>Фокусировка через твердотельный слой.....</i>	<i>58</i>
§2.2 Ультразвуковой доплеровский метод для измерения упругости скелетных мышц ...	65
2.2.1 <i>Определение упругости мягкой ткани ультразвуковым доплеровским методом</i>	<i>66</i>
2.2.2 <i>Расчет и измерение смещений в ближнем поле низкочастотного излучателя</i>	<i>69</i>
2.2.3 <i>Измерение упругости фантома доплеровским методом</i>	<i>71</i>
§2.3 Лазерная виброметрия сдвиговых волн в слое гелеобразной среды	74

2.3.1	<i>Материалы и методы</i>	75
2.3.2	<i>Результаты измерений</i>	80
§2.4	Выводы к Главе 2.....	85
ГЛАВА 3 Многоэлементные решетки для создания высокоинтенсивного фокусированного ультразвука		87
§3.1	Многоэлементный излучатель низкочастотного ультразвука для создания фокусированных акустических пучков высокой интенсивности в воздухе.....	87
3.1.1	<i>Конструкция решетки и ее электрические характеристики</i>	88
3.1.2	<i>Акустическая характеристика решетки</i>	91
3.1.3	<i>Нахождение акустической мощности путем регистрации радиационной силы, действующей на широкоапертурный отражатель</i>	95
3.1.4	<i>Численное моделирование высокоинтенсивного фокусированного ультразвука, создаваемого многоэлементной решеткой</i>	97
3.1.5	<i>Результаты</i>	99
§3.2	Фазовая коррекция каналов фокусированного терапевтического мозаичного преобразователя методом акустической голографии.....	105
3.2.1	<i>Материалы и методы</i>	106
3.2.2	<i>Экспериментальная реализация</i>	110
3.2.3	<i>Результаты и обсуждение</i>	112
§3.3	Выводы к Главе 3.....	115
Основные результаты		118
Благодарности		119
Публикации автора по теме диссертации		120
Список литературы		122

ВВЕДЕНИЕ

Актуальность работы

Ультразвуковые (УЗ) двумерные антенные решетки используются во многих приложениях ультразвука, особенно в медицине для трехмерной УЗ диагностики и терапии [1–5]. Помимо медицинских приложений, активно развиваются направления, использующие УЗ антенные решетки в воздухе, например, в качестве узконаправленных громкоговорителей или для задач акустической манипуляции и удержания объектов. Интерес к использованию двумерных антенных решеток обусловлен предоставляемой ими возможностью гибкого управления пространственно-временной структурой излучаемого акустического поля и обработки принимаемого излучения. Подобная гибкость необходима для визуализации неоднородностей сред или физического воздействия на расположенные на пути волны объекты. Например, приложением, где двумерность решётки является принципиальной, является УЗ диагностика головного мозга через интактный череп (транскраниальная диагностика). Неоднородное распределение толщины черепа, скорость звука в котором сильно отличается от скорости звука в мягких тканях, в совокупности с сильным затуханием акустических волн в костях приводит к ослаблению акустической волны и сильным рефракционным эффектам, затрудняющим проведение ультразвуковой визуализации структур мозга [6–9]. Скомпенсировать влияние рефракции можно с помощью использования двумерной антенной решетки, подавая на ее излучающие элементы сигналы с определенными временными задержками, либо вводя соответствующие задержки при обработке принятых эхо-сигналов [10, 11]. Расчет задержек, вносимых черепом, можно провести с помощью данных о толщинном профиле черепа, полученных методами компьютерной томографии. Такой подход уже нашёл применение в клинической практике для лечения неврологических расстройств высокоинтенсивным фокусированным ультразвуком. Указанный метод является ресурсоемким, он предполагает знание акустических свойств черепа на основе единиц Хаунсфилда и основан на позиционировании, обеспечиваемым нейронавигационными устройствами или магнито-резонансной томографией, что в совокупности снижает точность коррекции aberrаций и удорожает процесс лечения. Поэтому более перспективными и удобными с точки зрения развития транскраниального диагностического ультразвука представляются методы, в которых определение формы и толщины черепа и последующее транскраниальное ультразвуковое воздействие на мозг или исследование его структур осуществлялись бы с использованием только аппаратуры УЗИ.

Еще одним важным аспектом, который необходимо учитывать при анализе прохождения ультразвука через череп, является генерация сдвиговых волн в черепной кости. При падении зондирующего излучения на череп под малыми углами сдвиговые волны, которые возникают на границе черепа, дают незначительный вклад в процесс прохождения ультразвукового поля сквозь череп. Однако в некоторых случаях вклад сдвиговых волн может оказаться заметным и его нужно учитывать [12, 13]. В настоящей работе показано, что при больших углах фокусировки сдвиговые волны начинают играть заметную роль и создают дополнительный (второй) фокус. Исследование указанного эффекта важно для практики, поскольку он может приводить к нежелательным разрушениям здоровых участков мозга в случае УЗ транскраниальной терапии, производимой с помощью широкоапертурных фазированных антенных решеток.

Сдвиговые волны играют важную роль не только при транскраниальном облучении мозга. Они широко используются в современной медицине и для диагностики мягких биотканей, в частности для измерения их сдвиговой упругости. Имеется целый класс методов, основанный на импульсном возбуждении сдвиговых волн в толще биоткани и измерении их скорости тем или иным способом [14–16]. При этом генерация сдвиговых волн производится локально в области интереса путем толкающего воздействия на биоткань фокусированным ультразвуком. Более экономным в смысле обработки сигналов и необходимых компьютерных мощностей является другой подход, в котором сдвиговые волны возбуждаются на поверхности кожи толкателем вибратора в режиме низкочастотного синусоидального возбуждения, а скорость сдвиговых волн на некоторой глубине измеряется доплеровским ультразвуковым методом путем сравнения высокочастотных эхо-сигналов от двух близко расположенных рассеивателей [17, 18]. Этот метод получил название доплеровской эластометрии. Указанные выше преимущества метода, однако, требуют для своей реализации более сложной обработки сигналов, поскольку для корректного представления результатов измерения следует учитывать, что регистрация эхо-сигналов производится в ближней зоне толкателя, где пространственная структура поля сдвиговых деформаций достаточно сложна. В связи с этим актуальным является проведение модельных экспериментов на фантомах мягких биотканей. Для изучения закономерностей формирования поля сдвиговых волн удобно использовать прозрачные фантомы, в которых смещение участков среды может быть изучено оптическими методами [19]. В частности, такое исследование может быть проведено с использованием лазерного виброметра, способного бесконтактно измерять колебания частиц среды под действием сдвиговых волн.

Помимо применения двумерных антенных решеток для задач ультразвуковой диагностики и терапии мягких биотканей двумерные УЗ антенные решетки можно использовать и в газовой среде. Перспективным, в частности, является использование таких многоэлементных излучателей в режиме высоких интенсивностей, когда проявляются нелинейные акустические эффекты. Одним из вошедших в практику устройств, построенных на принципах нелинейной акустики, является параметрический излучатель звука, позволяющий создавать узконаправленные звуковые пучки [20–22]. Антенные решетки можно также использовать для левитации и перемещения объектов в воздухе (принцип «акустического пинцета»). Уже разработаны методы для перемещения, удержания в пространстве, а также вращения небольших легких объектов (весом несколько миллиграммов), например, полистироловых шариков или небольших капель жидкости [23–26]. Однако область применения таких методов крайне ограничена из-за низких уровней звукового давления, создаваемых подобными устройствами. Для создания акустических пинцетов, способных манипулировать частицами весом в доли грамм требуются режимы с гораздо более высокой интенсивностью волны. Такие режимы могут быть достигнуты с использованием промышленных одноэлементных излучателей ультразвука, предназначенных для решения задач пеногашения, которые, однако, не позволяют управлять структурой создаваемого поля. Поэтому разработка мощных фокусирующих ультразвуковых решеток для создания режимов высокой интенсивности является актуальной.

Цель и задачи работы

Целью работы является разработка новых методов ультразвуковой визуализации и физического воздействия на объекты в неоднородных средах с использованием двумерных антенных решеток. В рамках поставленной цели решались следующие **задачи**:

1. Разработать метод ультразвуковой диагностики головного мозга через толстые участки интактного черепа с помощью двумерной антенной решетки, который использует в своей основе только ультразвук, в том числе для определения толщинного профиля черепа, необходимого для компенсации аберраций.
2. Исследовать роль генерации сдвиговых волн в костях черепа применительно к задачам транскраниальной диагностики и терапии.
3. Исследовать возможность применения ультразвукового доплеровского метода для определения упругости скелетных мышц на основе измерения скорости распространения сдвиговых волн.

4. Разработать многоэлементную антенную решетку для создания высокоинтенсивного фокусированного ультразвука в воздухе.

Объект и предмет исследования

Объектом исследования в диссертационной работе являются акустические поля, формируемые двумерными антенными решетками в жидкостях и газах при наличии в среде неоднородностей. Предметом исследования являются приложения двумерных ультразвуковых антенных решеток в задачах визуализации и физического воздействия на объекты в неоднородных средах.

Методология исследования

Исследования, проведенные в диссертации, опираются как на классические, так и на новейшие труды российских и зарубежных ученых, посвященные проблемам транскраниальной визуализации, эластографии и применения высокоинтенсивного ультразвука в воздухе в задачах промышленности, а также уточняют и обобщают их.

Для широкополосной характеристики двумерных антенных решеток по измеряемой акустической голограмме использовались аналитические и численные модели, построенные на основе интеграла Рэлея и метода пространственного (углового) спектра. Построение ультразвуковых изображений производилось с использованием методов формирования луча с задержкой и суммированием. Для управления мощными ультразвуковыми преобразователями и диагностическими датчиками использовалась исследовательская ультразвуковая система с открытой архитектурой Verasonics V1, а также генераторы сигналов, усилители мощности и осциллографы. Количественное измерение толщинного профиля фантома черепа было выполнено методом компьютерной томографии в сотрудничестве с Медицинским научно-образовательным центром МГУ имени М. В. Ломоносова.

Измерение акустической мощности излучаемой воздушной антенной решетки основывалось на решении задачи механического силового воздействия акустического пучка на конический отражатель. Моделирование нелинейных аксиально-симметричных фокусированных акустических полей в работе основывалось на измерениях, проведенных с помощью калиброванного измерительного микрофона, и реализовывалось в программном комплексе «HIFU beam» (<https://limu.msu.ru>) для численного решения уравнения Вестервельта. Необходимые модификации кода программного комплекса, анализ

получаемых решений для акустических полей и представление результатов осуществлялось автором в среде программирования MATLAB.

Исследование поля сдвиговых волн, создаваемого низкочастотным вибратором, в доплеровском методе эластографии проводилось численно методом конечных элементов с помощью пакета численного моделирования COMSOL Multiphysics, а также экспериментально с помощью метода лазерной виброметрии.

В рамках решения каждой задачи проводились численные расчеты путем создания необходимого алгоритма в среде MATLAB, а также осуществлялась экспериментальная проверка с использованием автоматизированных комплексов под управлением программ в среде LabVIEW. Используемые для каждой задачи материалы приводятся и описываются в соответствующих разделах работы.

Научная новизна

Научная новизна работы заключается в разработке оригинальных методов и получении следующих новых результатов в рамках подготовки диссертационной работы:

1. Разработан новый метод ультразвуковой транскраниальной визуализации структур головного мозга, основанный на акустической профилометрии костей черепа.
2. Исследована роль сдвиговых волн в явлении возникновения вторичного фокуса при фокусировке акустических волн сквозь твердотельный слой.
3. С помощью метода лазерной виброметрии исследована пространственная структура и направленность сдвиговых волновых полей в гелеобразной среде при их возбуждении низкочастотным вибратором на поверхности образцов.
4. Разработана, сконструирована и исследована новая многоэлементная антенная решётка низкочастотного ультразвука со спиральным расположением элементов, с помощью которой достигнуты рекордные уровни акустического давления в фокусе.
5. Предложен и реализован новый голографический метод коррекции волнового фронта ультразвукового поля, излучаемого многоэлементной антенной решеткой мегагерцового диапазона.

Практическая значимость

1. Предложенный метод ультразвуковой транскраниальной визуализации структур головного мозга может быть использован для развития методов диагностики кровотока в сосудах головного мозга.

2. Исследованная роль сдвиговых волн при фокусировке ультразвука через твердотельные слои потенциально расширяет возможности ультразвуковой транскраниальной визуализации.

3. Выявленные закономерности формирования поля сдвиговых волн в ближней зоне толкателя вибратора в рамках ультразвукового доплеровского метода эластометрии мягких биотканей могут найти применение для создания новых компактных персональных устройств для диагностики заболеваний опорно-двигательного аппарата и спортивной медицины.

4. Разработанная 128-элементная антенная решетка для излучения фокусированного высокоинтенсивного ультразвука в воздухе может быть использована в задачах пеногашения, а также потенциально в качестве акустического пинцета для манипуляции химическими реагентами или компонентами микроэлектроники. Ударно-волновые режимы с экстремально высокими пиковыми давлениями, достигаемые с использованием разработанной решетки, могут найти различные применения как в ультразвуковых технологиях, так и научных исследованиях взаимодействия интенсивного ультразвука со средой.

5. Разработанный метод фазовой коррекции элементов 256-элементной ультразвуковой терапевтической решетки позволяет создавать акустические поля с предсказуемыми пространственными характеристиками, что играет критическую роль в задачах ультразвуковой терапии.

Положения, выносимые на защиту

1. Используя двумерную ультразвуковую антенную решетку для создания импульсных фокусированных пучков с центральной частотой 2 МГц можно реализовать эхо-импульсную толщинометрию черепной кости человека с погрешностью менее 0.5 мм.

2. Двумерная ультразвуковая толщинометрия кости черепа позволяет добиться подавления артефакта сдвига рассеивателей при их транскраниальной эхо-импульсной визуализации.

3. При фокусировке ультразвука через кости черепа в них генерируются не только продольные, но и сдвиговые волны, которые порождают в области за черепом дополнительный ультразвуковой пучок и тем самым формируют дополнительный фокус, амплитуда волны в котором может оказаться сравнимой с амплитудой волны в первичном фокусе, создаваемом посредством возбуждения в черепе продольных волн.

4. В методе эластографии мягких биотканей с использованием возбуждения сдвиговых волн на поверхности кожи колеблющимся толкателем наибольшая амплитуда смещения частиц среды соответствует направлению распространения сдвиговых волн под углами в диапазоне 40–50° относительно оси толкателя.

5. Разработанная 128-элементная антенная решетка для излучения фокусированного ультразвука в воздухе позволяет получить рекордно высокие уровни интенсивности волны в фокусе, в том числе уровни акустического давления, превышающие 175 дБ.

Достоверность и обоснованность результатов, представленных в диссертационной работе, подтверждается проверочными численными и физическими экспериментами, а также соответствием результатов экспериментов априорной информации, теоретическим расчетам и результатам, полученным в работах других авторов.

Публикации

Основные результаты по теме диссертации изложены в 5 печатных изданиях, в том числе в 5 статьях в рецензируемых научных журналах, удовлетворяющих Положению о присуждении учёных степеней в МГУ имени М.В. Ломоносова. Список работ автора приведен в конце диссертации перед списком литературы.

Апробация работы

Результаты исследований, представленных в работе, докладывались и обсуждались на следующих профильных российских и международных конференциях: на XXVI, XXX и XXXI Международных научных конференциях студентов, аспирантов и молодых ученых “Ломоносов” (г. Москва, 10–12 апреля 2019 г., 10–21 апреля 2023 г., 15–17 апреля 2024 г.), на XXXII, XXXIII, XXXIV и XXXV Всероссийских школах-семинарах «Волновые явления: физика и применения» имени А.П. Сухорукова (г. Можайск, 6–11 июня 2021 г., 5–10 июня 2022 г., 28 мая–2 июня 2023 г., 27–31 мая 2024 г.), на XVII Всероссийской школе-семинаре «Волновые явления в неоднородных средах» имени А.П. Сухорукова (г. Можайск, 26–31 мая 2019 г.), на 3-й Всероссийской акустической конференции (г. Санкт-Петербург, 21–25 сентября 2020 г.), на XXXIV, XXXV и XXXVI сессиях Российского акустического общества (г. Москва, 14–24 февраля 2022 г., 13–17 февраля 2023 г., 21–25 октября 2024 г.), на Международном конгрессе по ультразвуку (г. Пекин, Китай, 18–21 сентября 2023 г.), обсуждались на научных семинарах кафедры акустики физического факультета МГУ, а также опубликованы в 11 публикациях в сборниках трудов и тезисов конференций.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (проекты № 19-72-00086 и 22-22-00751), Фонда содействия инновациям (проект № 15275ГУ/2020), НОШ МГУ «Фотонные и квантовые технологии. Цифровая медицина» (проект №23-Ш06-02), Фондом развития теоретической физики и математики «БАЗИС» (Стипендия № 19-2-6-217-1 (категория «Студент» 2019-2020 г.), Стипендия для поступающих № 20-2-10-20-1 (категория «Аспирант» 2020-2024 г.)), Фондом поддержки молодых ученых имени Геннадия Комиссарова (Проект №80201, 2023 г.) и Американским акустическим обществом (ASA International Student Grant, 2022 г.).

Личный вклад автора

Все изложенные в диссертационной работе оригинальные результаты получены автором лично либо при его определяющем участии. Предлагаемые задачи и полученные результаты обсуждались совместно с научным руководителем. Автором лично продумывалась и планировалась подавляющая часть описанных в работе экспериментов, выполняемых далее либо самостоятельно, либо совместно с сотрудниками лаборатории. Лично автором написано большинство программных кодов для автоматизации и обработки результатов экспериментов. Автором была проведена значительная работа над текстом статей, а также представление их в редакции журналов и переписка с редакторами и рецензентами. Окончательная подготовка к публикации полученных результатов проводилась совместно с соавторами, а представление их в редакцию журналов и переписка с редакторами и рецензентами для большинства статей осуществлялась автором самостоятельно. Вклад автора в научных трудах [A1–A3, A5] составлял от 1 до 1/2; в научном труде [A4] до 1/3.

Структура и объем диссертации

Диссертация состоит из введения, трех оригинальных глав, заключения и библиографии. Каждая глава включает в себя краткое введение в рамках поставленной задачи, оригинальную часть и выводы. Работа содержит 134 страницы, включает 60 рисунков и 127 библиографических ссылок.

Краткое содержание диссертации

Во **Введении** к диссертационной работе обосновывается актуальность, новизна и практическая значимость исследуемой проблемы, приводится краткий обзор литературы, сформулированы цели и задачи работы, а также описывается ее краткое содержание по главам.

В главе 1 рассматриваются вопросы ультразвуковой (УЗ) визуализации головного мозга через интактный череп. Неоднородное распределение толщины черепа, скорость звука в котором сильно отличается от скорости звука в мягких тканях, в совокупности с сильным затуханием акустических волн в костях приводит к ослаблению акустической волны и сильным рефракционным эффектам, которые затрудняют проведение УЗ диагностики головного мозга. Скомпенсировать влияние рефракционных эффектов при визуализации через толстые кости черепа можно с помощью двумерной антенной решётки, подавая на элементы решетки сигналы с определенной фазовой задержкой. Расчет фазовых задержек, вносимых черепом, можно провести с помощью данных о толщинном профиле черепа, полученных методами компьютерной томографии. Однако наиболее перспективными с точки зрения развития транскраниального диагностического ультразвука представляются методы, в которых определение толщинного профиля черепа и последующее построение изображений структур, находящихся за ним, осуществлялись бы только с использованием аппаратуры УЗИ.

В §1.1 предложено два метода оценки толщинного профиля черепа с помощью ультразвуковой двумерной антенной решетки: с помощью поэлементного сканирования в А-режиме и ультразвуковой визуализации с помощью метода формирования луча с задержкой и суммированием при фокусированном характере зондирующего пучка. Подробно описан метод изготовления реалистичных фантомов черепа на основе смеси эпоксидной смолы и порошка Al_2O_3 . Рассмотрены результаты оценки толщинного профиля фантома черепа двумя предложенными методами и проведено сравнение полученных результатов с профилями, полученными с помощью компьютерной томографии. На основе проведенного сравнения был сделан вывод о высокой точности второго предложенного метода – УЗ визуализации с помощью метода формирования луча с задержкой и суммированием при фокусированном характере зондирующего пучка.

В §1.2 рассмотрен метод ультразвуковой визуализации сферических рассеивателей, находящихся за фантомом черепа. Метод состоит из двух типов компенсации aberrаций: на прием и излучение. Компенсация aberrаций на излучение заключается в формировании двумерной решеткой волнового профиля при излучении, который после прохождения участка черепа напротив апертуры решетки становится квазиплоским. Компенсация aberrаций на прием основана на модернизированном методе формирования луча с задержкой и суммированием, который учитывает неоднородность в виде кости черепа с отличной от воды скоростью звука. Представлены результаты ультразвуковой

визуализации 3 сферических рассеивателей, расположенных за фантомом черепа, предложенным методом.

Выводы к главе 1 сформулированы в §1.3.

В главе 2 рассмотрена роль сдвиговых волн в транскраниальной диагностике и диагностике мягких тканей.

В §2.1 представлены особенности учета сдвиговых волн при прохождении ультразвука через твердотельный слой. Рассмотрены особенности прохождения плоской ультразвуковой волны через упругий твердотельный слой. Приведены математические выкладки, позволяющие определить коэффициент прохождения коротких ультразвуковых импульсов через твердотельный слой в виде продольных и сдвиговых волн. Рассмотрен способ измерения скорости и поглощения сдвиговых волн в твердотельном слое, основанный на методе замещения. Приведены результаты измерений частотных зависимостей фазовой скорости и поглощения сдвиговых и продольных волн для исследуемого образца, изготовленного из материала, имитирующего кости черепа человека. Рассмотрена модельная задача, в которой фокусирующая волна, распространяющаяся в жидкости, проходит через толстый плоскопараллельный упругий слой. Для описания акустического пучка использовано точное решение уравнения Гельмгольца в виде фокусирующего квазигауссовского пучка. Использован метод углового спектра, который позволил для каждой компоненты пространственного спектра волнового поля использовать классическое точное решение для коэффициента прохождения волны, наклонно падающей на плоскопараллельный упругий слой. Показано, что при малых углах фокусировки процесс прохождения через слой обусловлен в основном продольными волнами. С ростом угла схождения волнового фронта фокусирующего пучка сдвиговые волны начинают играть заметную роль и создают дополнительный фокус, амплитуда в котором может превысить амплитуду в фокусе, обусловленном продольными волнами в слое.

Сдвиговые волны играют важную роль не только в транскраниальной терапии и диагностике головного мозга, но и в диагностике мягких тканей. В §2.2 рассматриваются особенности применения сдвиговых волн для измерения упругости скелетных мышц ультразвуковым доплеровским методом. Метод основан на измерении фазовой скорости сдвиговых волн, возбуждаемых низкочастотным излучателем (вибратором) на поверхности кожи на частотах 150–250 Гц. Измерение фазовой скорости сдвиговой волны производится с помощью ультразвуковых зондирующих импульсов, излучаемых одноэлементным

пьезопреобразователем, расположенном на поверхности кожи, и распространяющихся в мягкой ткани. Отражаясь от рассеивателей в мягкой ткани, например от мышечных волокон, УЗ зондирующие импульсы приобретают доплеровское смещение частоты, которое содержит в себе информацию о фазе колебаний рассеивателей под действием сдвиговой волны. Доплеровский метод позволяет получить распределение фазы низкочастотных сдвиговых колебаний в мягкой ткани и определить фазовую скорость сдвиговой волны c_t . Представлены результаты применения метода для измерения упругости фантомов мягкой ткани, на небольшой глубине (2–4 см) от поверхности фантомов. Погрешность измерений сдвигового модуля оказалась высокой, в связи с чем возникла необходимость в более подробном исследовании структуры ближнего поля низкочастотного излучателя сдвиговых волн, а также подборе модели, описывающей поведение сдвиговых волн в используемых фантомах.

В §2.3 приведены результаты измерения лазерным виброметром амплитуды и фазы колебательной скорости сдвиговых волн, возбуждаемых низкочастотным излучателем в виде узкого прямоугольного бруска в фантоме мягкой ткани. Измерялись колебания 26 пластинок из алюминиевой фольги, отражающих лазерный луч и расположенных внутри оптически прозрачного фантома вдоль отрезка длиной 84.5 мм на расстоянии 20 мм от источника. Исследования проводились в непрерывном и импульсном режимах работы низкочастотного излучателя. В непрерывном режиме были измерены угловые распределения амплитуды и фазы сдвиговых волн на дискретных частотах от 59 до 500 Гц. В импульсном режиме вибратор возбуждал в среде импульс длительностью 1.5 периода частоты 300 Гц. Амплитуды и фазы сдвиговых волн вычислялись путем быстрого преобразования Фурье временного профиля скорости колебаний пластинок длительностью 50 мс. Угловые распределения амплитуды, измеренные в импульсном и непрерывном режимах, качественно совпадали. На всех частотах распределения оказались симметричными по отношению к вертикальной оси. Максимум амплитуды колебаний наблюдался при углах, близких к $\pm 45^\circ$. Скорость сдвиговых волн, рассчитанная по измеренным фазовым распределениям, возрастала от 2 до 2.5 м/с при изменении частоты от 50 до 500 Гц. Было показано, что такое поведение скорости хорошо описывается релаксационной моделью среды с одним временем релаксации, равным 0.3 мс. Затухание сдвиговой волны зависело от частоты и превышало 1 см^{-1} для волн с частотами более 250 Гц. Максимум затухания на длину волны наблюдался вблизи частоты релаксации среды в диапазоне 300–400 Гц.

Выводы к главе 2 сформулированы в §2.4.

В **главе 3** представлены результаты разработки 128-элементной антенной решетки для создания фокусированного высокоинтенсивного ультразвука в воздухе, а также метод фазировки многоэлементных решеток с использованием акустической голографии.

В **§3.1** представлена и исследована 128-элементная антенная решетка со спиральным расположением элементов на сферической чаше, предназначенная для излучения фокусированного ультразвука в воздухе в низкочастотном ультразвуковом диапазоне (на рабочей частоте 35.5 кГц). Подробно описана конструкция решетки и исследовано акустическое поле, излучаемое решеткой, с помощью метода акустической голографии. Приведены результаты измерения акустической мощности и эффективности электроакустического преобразования энергии антенной решеткой с помощью микрофонных измерений и методом, основанным на измерении акустической радиационной силы. Проведено численное моделирование поля, создаваемого разработанной решеткой при максимальных уровнях электрического возбуждения элементов. Показано, что в фокусе излучателя достигались рекордно высокие уровни пикового давления (более 175 дБ), при которых профиль ультразвуковой волны содержал ударные участки.

В **§3.2** приведены особенности фазовой коррекции многоэлементных решеток методом акустической голографии, которая позволяет получать поля с предсказуемой структурой, что особенно важно в медицинских и промышленных приложениях высокоинтенсивного фокусированного ультразвука. Представлены результаты фазовой коррекции для многоэлементной мозаичной терапевтической решетки. Показано распределение акустического давления в фокальной области, создаваемое решеткой до и после проведения фазировки.

Выводы к главе 3 сформулированы в **§3.3**.

В **Заключении** сформулированы основные результаты и выводы диссертационной работы. В конце рукописи приведены благодарности, публикации автора и список литературы.

ГЛАВА 1

ИСПОЛЬЗОВАНИЕ ДВУМЕРНОЙ ПРИЕМО-ПЕРЕДАЮЩЕЙ АНТЕННОЙ РЕШЕТКИ ДЛЯ ПРОВЕДЕНИЯ ТРАНСКРАНИАЛЬНОЙ УЛЬТРАЗВУКОВОЙ ДИАГНОСТИКИ

В данной главе используются материалы, опубликованные в статье [A2] и материалах Международного конгресса по ультразвуку «ICU-2023».

Методы ультразвуковой (УЗ) эхо-импульсной визуализации активно используются для диагностики мягких тканей человека. При этом отдельный интерес представляет УЗ диагностика головного мозга через интактный череп [8, 9]. На сегодняшний день проведение транскраниальной УЗ диагностики осуществимо лишь через ограниченное число акустических окон. Неоднородное распределение толщины черепа, скорость звука в котором сильно отличается от скорости звука в мягких тканях, в совокупности с сильным затуханием акустических волн в костях приводит к ослаблению акустической волны и сильным рефракционным эффектам, которые затрудняют проведение УЗ диагностики головного мозга [27, 28]. Скомпенсировать влияние рефракции можно с помощью использования двумерной антенной решетки, подавая на ее излучающие элементы сигналы с определенными временными задержками [10, 11], либо вводя соответствующие задержки при обработке принятых эхо-сигналов. Расчет задержек, вносимых черепом, можно провести с помощью данных о толщинном профиле черепа, полученных методами компьютерной томографии (КТ). Однако наиболее перспективными с точки зрения развития транскраниального диагностического ультразвука представляются методы, в которых построение модели черепа и последующее построение изображений структур, находящихся за ним, осуществлялись бы только с использованием аппаратуры УЗИ [29]. Поэтому актуальны задачи разработки эхо-импульсного УЗ метода измерения толщинного профиля черепа и транскраниальной УЗ визуализации с использованием полученных данных о толщинном профиле. В главе рассмотрено два подхода к решению задачи толщинометрии: поэлементное сканирование структуры черепа в А-режиме и УЗ визуализация с помощью метода формирования луча с задержкой и суммированием [30] при фокусированном характере зондирующего пучка, а также представлены результаты УЗ транскраниальной визуализации, на основе толщинного профиля, полученного с помощью ультразвука.

§1.1 Оценка толщинного профиля фантома черепа человека ультразвуковыми методами с использованием двумерной антенной решетки

1.1.1 Используемые материалы

Фантом черепа

Предметом экспериментального исследования являлся фантом черепа (Рис. 1.1а), изготовленный из смеси эпоксидной смолы и порошка Al_2O_3 с массовой долей 30%. Фантомы из такого рода материалов часто используются в исследованиях по изучению распространения ультразвука в костях черепа [31]. Фантом представлял собой квадратную пластину размером 110×110 мм. Одна из сторон пластины была гладкой и плоской. Противоположная сторона была рельефной, при этом толщина пластины изменялась в типичном для черепа человека диапазоне от 2 до 9 мм.

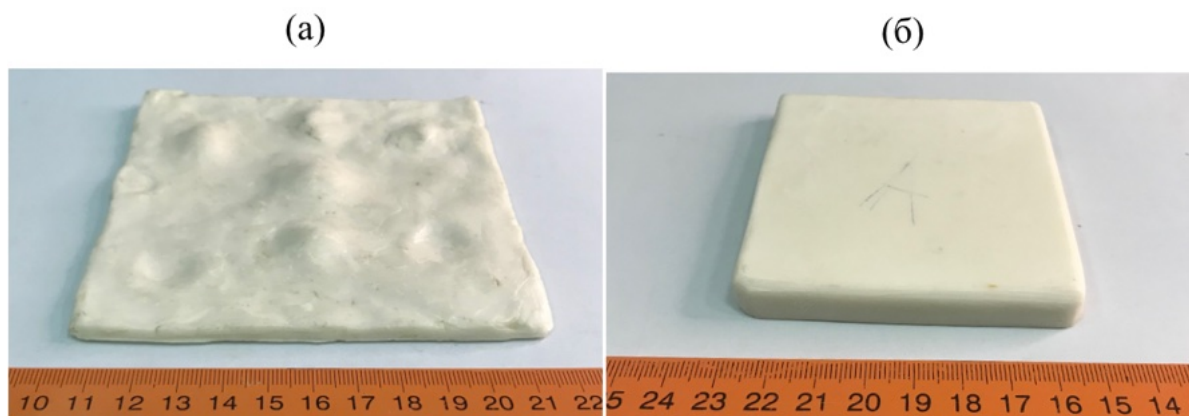


Рис. 1.1 Фотография исследуемого фантома черепа (а) и эталонного образца для измерения скорости звука (б). Указанные образцы изготовлены из смеси эпоксидной смолы и порошка Al_2O_3 .

Количественное измерение толщинного профиля фантома черепа было выполнено методом КТ с использованием томографа SOMATOM Drive (Siemens Healthineers, Германия) Медицинского научно-образовательного центра МГУ имени М. В. Ломоносова. В результате сканирования была построена 3D модель исследуемой пластины с пространственным разрешением 0.33×0.33×0.5 мм (размер вокселя).

Для измерения скорости звука и поглощения в используемой смеси эпоксидной смолы и порошка Al_2O_3 наряду с пластиной переменной толщины была изготовлена

плоскопараллельная пластина из того же материала. Образец представлял собой параллелепипед со сторонами $80 \times 80 \times 10$ мм (Рис. 1.1б). Скорость звука в пластине определялась методом замещения [32], который заключается в измерении времени задержки коротких УЗ импульсов, проходящих от излучателя к приемнику в эталонной среде (воде) при отсутствии и при наличии исследуемого плоскопараллельного образца. Фотография экспериментальной установки представлена на Рис. 1.2. В качестве приемника 1 и излучателя 2 использовались два идентичных широкополосных пьезопреобразователя Panametrics A392S-SU (Olympus NDT Inc., США) диаметром $d = 38$ мм и центральной частотой $f_c = 1$ МГц. Пьезопреобразователи были закреплены на двух металлических рамках на рельсовой основе 3. Винтовая регулировка наклона рамок позволяла обеспечить плоскопараллельность установленных пьезопреобразователей. Образец 4 устанавливался между излучателем и приемником параллельно их поверхностям с помощью специального держателя в форме трубины. Для возбуждения и приема коротких УЗ импульсов использовался высоковольтный излучатель-приемник JSR Ultrasonics DPR300 (Imaginant Inc., США). Оцифровка сигналов с излучателя-приемника производилась с помощью осциллографа TDS5054B (Tektronix Inc., США). Измеренная скорость звука в образце составила (2620 ± 30) м/с, а коэффициент затухания $\alpha = (220 \pm 20)$ 1/м на частоте 2 МГц, что соответствует результатам, полученным ранее для данного материала [33].

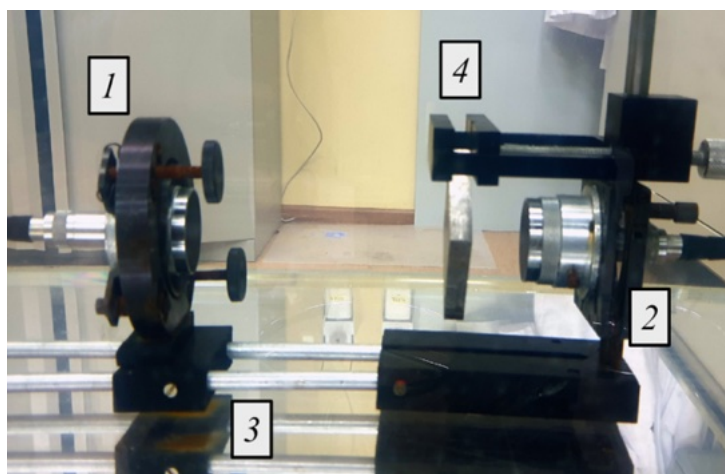


Рис. 1.2 Фотография экспериментальной установки для измерения скорости звука методом замещения. 1 – излучатель, 2 – приемник, 3 – рельсовая основа, 4 – исследуемый образец.

Ультразвуковая система

Для проведения УЗ оценки толщинного профиля фантома черепа использовалась двумерная прямо-передающая антенная решетка из пьезоэлектрических элементов (Рис.

1.3), выполненная в виде плоской квадратной матрицы размером 20×20 ячеек (Medelkom, Литва). Каждая ячейка матрицы представляет собой пьезоэлемент квадратной формы с размером стороны $a_0 = 1.45$ мм. Зазор между соседними элементами составляет 0.05 мм. Активными являются 384 из 400 пьезоэлементов, которые поделены на три группы по 128 элементов. Каждая из указанных групп управляется с помощью отдельного кабеля, обеспечивающего подключение к многоканальной программируемой системе управления электрическими сигналами V-1 (Verasonics Inc., США). Схема размещения элементов на поверхности решетки показана на рис. 3б; группы элементов помечены буквами А, В и С. Центральная частота пьезоэлементов в режиме приема-передачи при минимальном значении реактивной составляющей импеданса лежит в диапазоне 1.9–2.3 МГц. Для исследования структуры колебаний поверхности решетки ранее была проведена широкополосная виброметрия методом акустической голографии, результаты которой подробно описаны в статье [34].

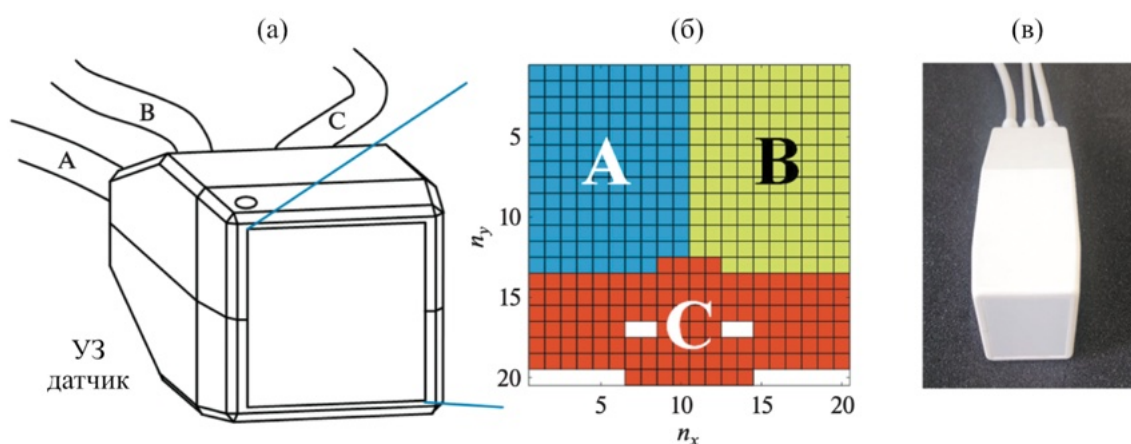


Рис. 1.3 Двумерный УЗ датчик (а, в). Размер рабочей области 30×30 мм. Схема расположения 384 пьезоэлектрических элементов на лицевой поверхности датчика, разделенных на три сектора А, В и С по 128 каналов (б).

Фотография экспериментальной установки для проведения УЗ профилометрии представлена на Рис. 1.4. Измерения проводились в резервуаре с дегазированной водой. Антенная решетка 1 и фантом черепа 2 были закреплены плоскопараллельно с помощью специальных держателей на расстоянии друг от друга около 20 мм в случае сканирования в А-режиме и на расстоянии 80 мм в случае УЗ визуализации методом формирования луча с задержкой и суммированием при фокусированном характере зондирующего пучка. В обоих случаях гладкая сторона фантома была обращена в сторону решетки. Держатель

фантома был установлен на системе микропозиционирования UMS-3 (Precision Acoustics, Великобритания), что позволяло перемещать фантом относительно решетки. Эта возможность использовалась для совмещения толщинного профиля фантома, полученного с помощью УЗ измерения, с 3D моделью фантома, полученной по результатам КТ. Для этого образец с помощью плоскопараллельного переноса устанавливался напротив антенной решетки таким образом, чтобы один из углов пластины находился напротив решетки. Затем с помощью построения УЗ изображения в С-режиме в плоскости гладкой грани образца получалось изображение угла фантома, определялись его координаты относительно двумерной решетки и угол поворота в плоскости решетки. Дальнейшие перемещения фантома черепа с помощью системы позиционирования были привязаны к найденному положению его угла.

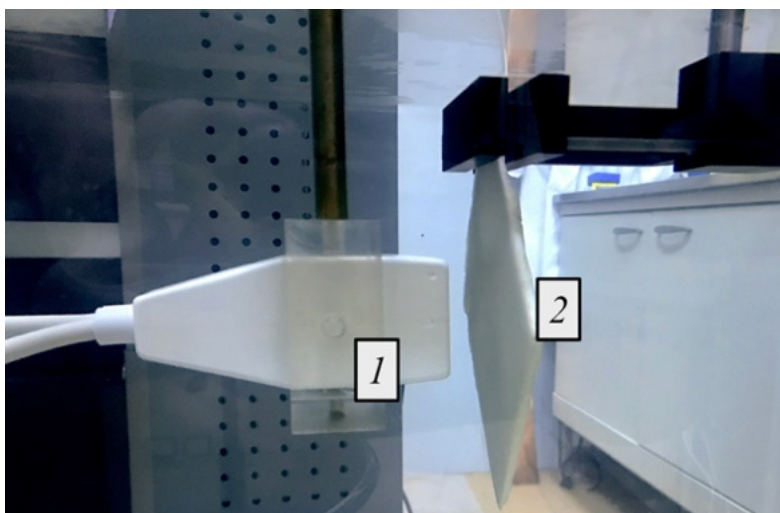


Рис. 1.4 Фотография экспериментальной установки для УЗ измерения толщинного профиля фантома черепа. 1 – двумерная антенная решетка, 2 – фантом черепа.

1.1.2 Метод изготовления фантома черепа

Несмотря на то что материалы, из которых изготавливаются фантомы черепа, упоминаются в литературе [31], подробное описание метода их изготовления не приводится. Поэтому в этом разделе пояснены основные шаги использованного автором процесса изготовления фантома черепа. Для проведения исследований необходимо было создать фантомы реалистичной формы, соответствующей человеческому черепу. Фантом должен иметь вид искривленного квазисферического слоя, гладкого с одной (внешней) стороны и имеющего естественные неровности поверхности на противоположной (внутренней) стороне.

Первым этапом изготовления реалистичного фантома черепа являлось создание цифровой 3D модели фантома черепа на основе анонимизированных данных КТ головы человека, предоставленного коллегами из Медицинского научно-образовательного центра МГУ имени М. В. Ломоносова. Полученные цифровые данные КТ были использованы для печати пластмассового фантома черепа на 3D принтере. При этом использовалась технология FDM-печати ABS пластиком. В результате была получена мастер-модель черепа в натуральную величину, изготовленная из ABS пластика. Из-за особенностей 3D печати мастер-модель имела слоистую структуру, создающую артефакты в форме ступенек в областях поверхности, где нормаль к поверхности модели близка по углу к нормали горизонтальной поверхности, вдоль которой происходит слоистое аддитивное наращивание модели Рис. 1.5.

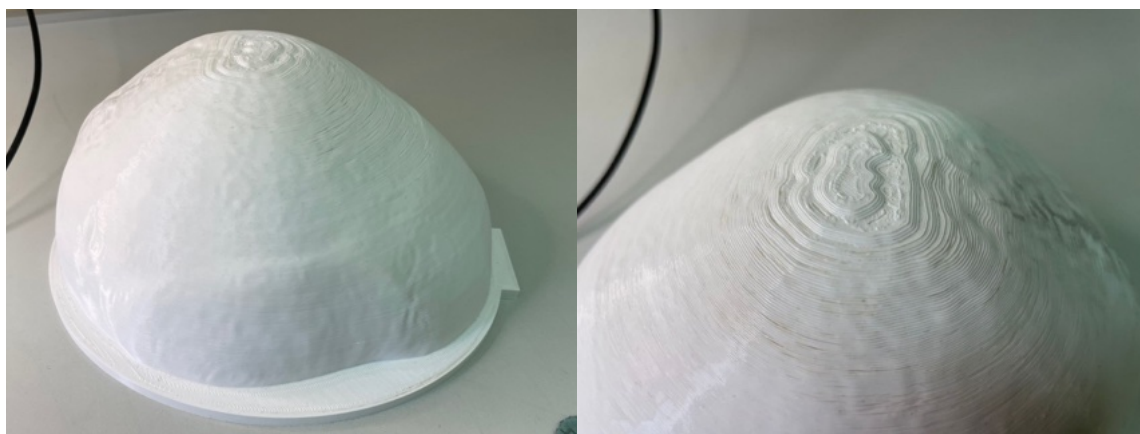


Рис. 1.5 Фотографии напечатанной на 3D принтере мастер-модели (слева) и слоистых дефектов печати (справа).

Для сглаживания указанных неровностей использовалась акриловая шпаклевка, которая обладает хорошей адгезией к ABS пластику. После заполнения грубых неровностей шпаклевкой производилась шлифовка поверхности мастер-модели с помощью шлифовальной шкурки разной зернистости. Поверхность шлифовалась до тех пор, пока из шпаклевки не начинали выступать острые края пластиковой основы мастер-модели, шлифовка ABS пластика при этом не производилась во избежание нарушения фактической геометрии черепа Рис. 1.6. Шпаклевка позволяла заполнить дефекты печати крупного масштаба порядка 1–2 мм. Менее крупные неровности и щели далее сглаживались акриловой грунтовкой, которая используется для подготовки деталей автомобилей к окрашиванию. Грунтовка наносилась в несколько слоев, затем шлифовалась аналогично этапу со шпаклевкой. Процесс повторялся несколько раз до тех пор, пока не заполнялись

самые маленькие дефекты. После проведения последней шлифовки в местах с дефектами вся поверхность покрывалась одним тонким слоем грунтовки для финального сглаживания поверхности Рис. 1.6.



Рис. 1.6 Фотографии промежуточного этапа процесса заполнения дефектов шпаклевкой и грунтовкой с последующей шлифовкой (слева) и готовой сглаженной мастер-модели для отливки силиконовой формы.

Подготовка силиконовой формы

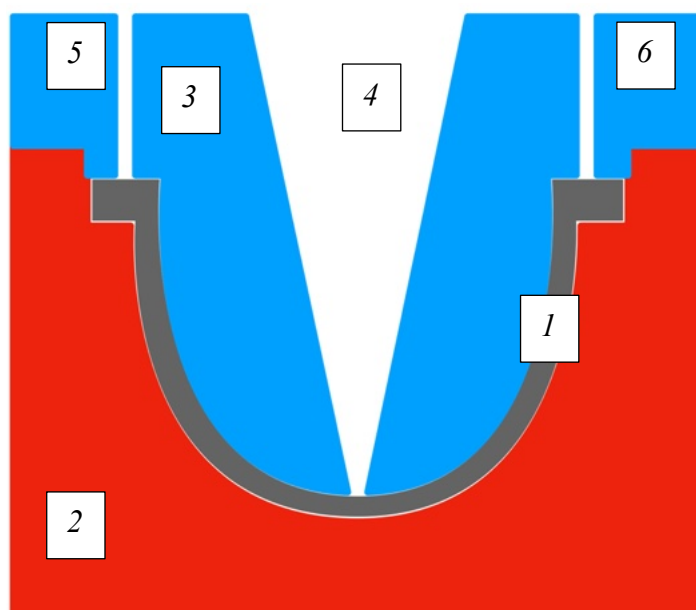


Рис. 1.7 Схема силиконовой формы для отливки реалистичного фантома черепа 1 (показан серым), 2 – нижняя часть формы (показана красным), 3 – верхняя часть с вентиляционными отверстиями по краям и коническим литником посередине (показана голубым), 4 – литник, 5, 6 – вентиляционные отверстия.

Акустические свойства полученной мастер-модели из ABS-пластика и шпаклевки значительно отличаются от акустических свойств настоящего черепа. Поэтому следующим этапом было использование сглаженной мастер-модели, форма которой совпадала с формой черепа, для изготовления фантома такой же формы, но из материала с акустическими свойствами, близкими к костям черепа – смеси эпоксидной смолы и порошка Al_2O_3 . Чтобы сделать указанный фантом, мастер-модель использовалась для создания силиконовой формы для последующей отливки желаемого фантома. Подготовка такой формы может производиться на основе разных подходов, разработанных в технологии изготовления изделий на основе 3D печати. Была выбрана методика изготовления формы из двух частей. Схематическое изображение формы в разрезе показано на Рис. 1.7. Нижняя часть формы покрывает внешнюю поверхность фантома черепа, верхняя часть вкладывается в нижнюю, опираясь на нее по периметру, и оставляя зазор между двумя частями, предназначенный для заливки смеси эпоксидной смолы и порошка Al_2O_3 . Силиконовая форма имела 3 отверстия: один литник и два вентиляционных отверстия для выхода воздуха. Литник имел самую нижнюю точку заливки в форме, что позволяло постепенно заполнять смесь форму снизу, вытесняя воздух вверх через вентиляционные отверстия. Такая конфигурация формы для отливки позволяла минимизировать вероятность появления крупных пузырьков в форме при отливке.



Рис. 1.8 Фотографии подготовленных к заливке силикона форм нижней части (слева) и верхней части (справа). На фотографии справа фиолетовые стержни по краям – шаблоны вентиляционных каналов, конус посередине – шаблон литника.

Сначала изготавливалась нижняя часть формы для отливки. На лист пластмассы укладывался слой пластилина толщиной 5 мм примерно по периметру плоской части мастер-модели. Затем мастер-модель плотно прижималась к подготовленному слою пластилина. Это позволяло производить герметизацию внутреннего объема мастер-модели, а также создавать постамент толщиной 5 мм (Рис. 1.8). Излишки пластилина срезались по периметру мастер-модели. В объем этого постамент на этапе отливки верхней части формы для отливки заливался раствор силикона, образуя «замок», который позволял однозначно соединять две части формы для отливки. Вокруг установленной мастер-модели возводилась опалубка из гибких листов пластмассы цилиндрической формы; при этом опалубка аналогично герметизировалась пластилином по периметру примыкания к листу пластмассы – основанию (Рис. 1.8). Все содержимое в пределах опалубки покрывалось тонким слоем специального воска (нанесение воска осуществлялось в виде спрея) для того, чтобы силикон после затвердевания можно было легко отделить от мастер-модели. Затем форма заливалась жидким раствором силикона и отвердителя. Залитая форма помещалась на сутки до затвердевания силикона в барокамеру с давлением 2.5 атм для сжатия возможных пузырьков воздуха. После затвердевания силикона нижняя часть формы, опалубка и мастер-модель переворачивались (Рис. 1.8). Удалялся плоский пластмассовый лист и постамент из пластилина. Устанавливался шаблон литника и вентиляционных каналов. Открывшаяся внутренняя поверхность фантома, литник, вентиляционные каналы и часть силиконовой формы обрабатывались воском в виде спрея, и заливались второй порцией силикона. Вся форма вновь на сутки помещалась в барокамеру с давлением 2.5 атм до затвердевания силикона. После затвердевания силикона, из формы извлекалась мастер-модель и шаблоны литника и вентиляционных каналов. В итоге получалась готовая двусоставная силиконовая форма для отливки фантома черепа.

Подготовка раствора эпоксидной смолы и порошка Al_2O_3

Для изготовления конкретного образца реалистичного фантома черепа была выбрана эпоксидная смола ЭП-СМ-ПРО с отвердителем 921ОП. Указанный выбор был обусловлен тем, что эпоксидная смола должна обладать малой вязкостью для заполнения всех мелких участков формы и быстрого выхода пузырьков воздуха. Кроме того, смола должна иметь умеренное время жизни смеси (время до начала затвердевания после добавления отвердителя) для проведения минимальной процедуры дегазации смеси в вакуумной камере для первичного удаления пузырьков из смеси, но и не слишком большое время жизни, иначе при долгом затвердевании порошок Al_2O_3 будет осаждаться и неравномерно

распределяться по фантому при отверждении. Время жизни выбранной смолы не превышало 60 минут. Размер основной фракции порошка Al_2O_3 составлял 10 мкм.

Для затвердевания выбранной смолы требуется массовое отношение смолы к отвердителю 2:1. Для создания фантома черепа с нужными акустическими свойствами было подобрано значение массовой доли порошка Al_2O_3 40% во всей смеси. Таким образом, массовое отношение смолы к отвердителю и порошку было выбрано равным 2:1:2, соответственно. Вначале подготавливалась смесь эпоксидной смолы без отвердителя с порошком Al_2O_3 . Такую смесь можно было достаточно долго дегазировать для выведения всех пузырьков, которые неизбежно возникали в смеси при тщательном перемешивании мелкодисперсного порошка и смолы. Полученная смесь смолы и порошка дегазировалась в вакуумной камере в течение 60 минут до момента, пока из смеси не переставали выходить пузырьки воздуха. Аналогично дегазировался отвердитель. После дегазации смесь эпоксидной смолы и порошка смешивалась с отвердителем и далее дегазировалась в течение 20 минут. После дегазации смесь всех 3 компонент заливалась в подготовленную силиконовую форму. Внутренняя поверхность силиконовой формы предварительно обрабатывалась восковым спреем для того, чтобы смола не приклеилась к форме. Залитая форма помещалась в барокамеру на сутки до полного затвердевания фантома черепа. После затвердевания из формы извлекался фантом черепа с затвердевшим литником, который легко отламывался от фантома. Место перелома зашлифовывалось наждачной бумагой. На этом процесс изготовления фантома черепа завершался. Полученный фантом представлен на Рис. 1.9.

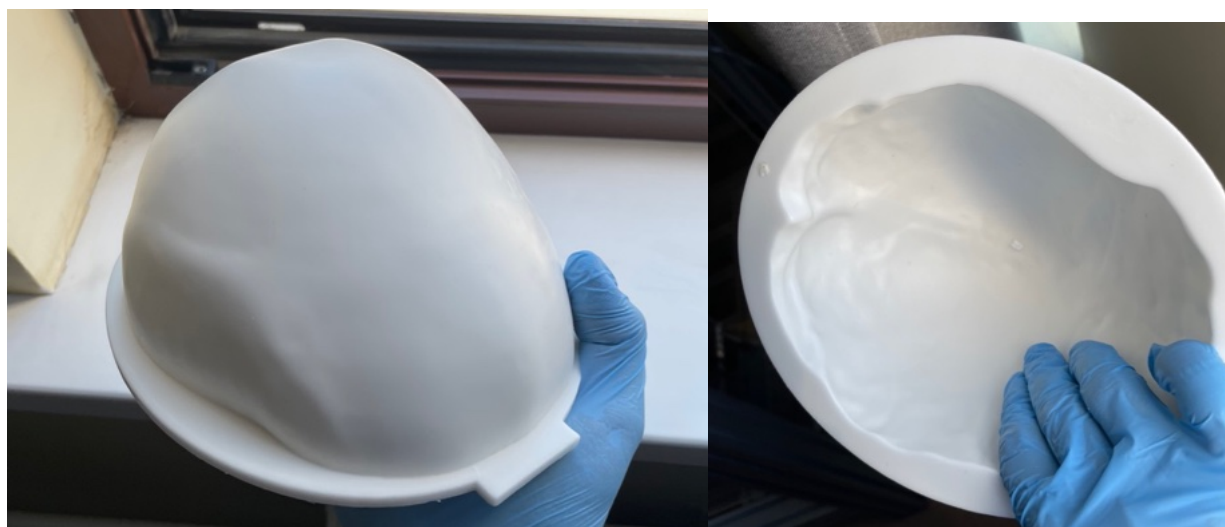


Рис. 1.9 Фотографии изготовленного реалистичного фантома черепа из смеси эпоксидной смолы и порошка Al_2O_3 с акустическими свойствами близкими к реальным костям черепа.

1.1.3 Методы УЗ оценки толщинного профиля фантома черепа

В качестве одного из методов УЗ оценки толщинного профиля фантома черепа использовалось поэлементное сканирование в А-режиме [35]. В ходе такой оценки каждый элемент решетки поочередно излучал короткий УЗ импульс длительностью 2 мкс с гармоническим заполнением на частоте 2.1 МГц, а затем принимал отраженный сигнал. Примеры временных профилей радиочастотных (РЧ) сигналов на двух разных элементах решетки представлены на Рис. 1.10. Черной пунктирной линией показаны дискретизованные с частотой 8.4 МГц принимаемые РЧ сигналы, черной сплошной линией изображена огибающая этих РЧ сигналов. Огибающая РЧ сигналов рассчитывалась как абсолютное значение аналитического сигнала, полученного из принимаемых РЧ сигналов с помощью преобразования Гильберта. На Рис. 1.10а видны два явно выраженных локальных максимума огибающей в моменты времени 27 и 30 мкс, которые соответствуют отражению УЗ импульсов от границ раздела вода – фантом (ближайшая к антенной решетке) и фантом – вода.

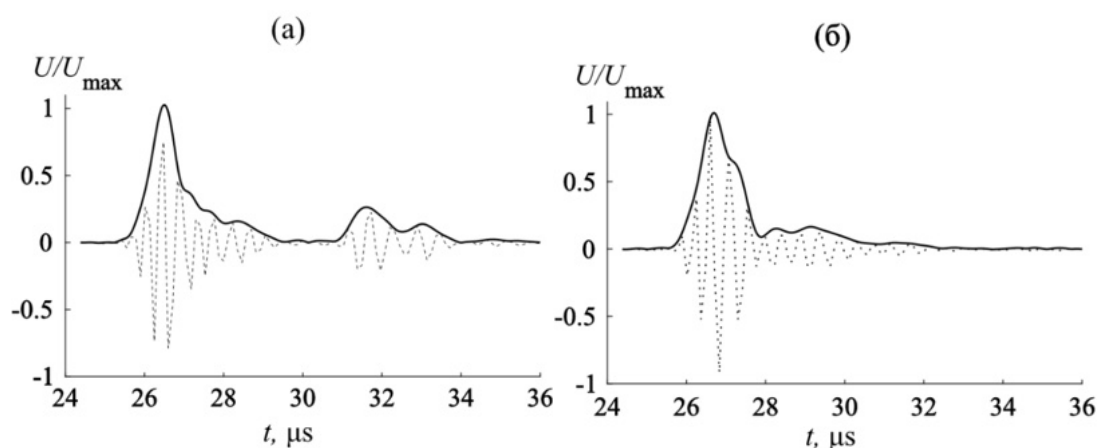


Рис. 1.10 Профили сигналов U , принимаемые на разных элементах решетки (черная пунктирная линия), нормированные на максимальное значение U_{\max} . Сигнал с хорошо различаемыми импульсами (а), сигнал с плохо различаемыми импульсами (б). Черной линией показаны огибающие сигналов.

Измерения показали, что два локальных максимума огибающей хорошо разделялись не во всех принятых сигналах (Рис. 1.10б). Одной из причин невозможности разделить максимумы огибающих являлось низкое продольное разрешение, которое определяется длительностью зондирующего импульса. Оно составляло около 1.5 мм и поэтому было сравнимо с толщиной самых тонких участков фантома черепа (около 2 мм). На указанных

участках эхо-импульс, отраженный от дальней стороны фантома, накладывался на «хвост» импульса, отраженного от ближней стороны, и поэтому не всегда мог быть выделен (маскировался). Такая маскировка могла дополнительно усиливаться из-за подавления амплитуды второго импульса за счет неровностей дальней стороны фантома, которые в некоторых случаях отражали импульс в сторону, а не строго назад. Кроме того, при прохождении УЗ импульсом участка фантома черепа толщиной 8 мм его амплитуда уменьшится в 6 раз (коэффициент затухания $\alpha = (220 \pm 20)$ 1/м на частоте 2 МГц). Такой уровень сигнала все еще выше уровня шума на два порядка, однако сравним с уровнем «хвоста» импульса (Рис. 1.10).

Для решения проблемы маскировки использовался тот факт, что ближайшая к решетке отражающая поверхность была гладкой и плоской. Это позволило допустить, что форма первого эхо-импульса являлась такой же, какой она была бы в случае отражения от плоской границы полупространства, и поэтому для выделения второго эхо-импульса можно было провести вычитание указанного первого эхо-импульса из принимаемого сигнала. Форма первого отраженного импульса для каждого элемента решетки была получена экспериментально путем поочередного излучения УЗ импульса каждым элементом и приема отраженных импульсов от границы толстого плоскопараллельного образца из того же материала, изготовленного для измерения скорости звука (см. выше). После проведения операции вычитания действительно выделялся один локальный максимум, который предположительно соответствовал отражению зондирующего импульса от границы раздела фантом–вода.

В результате описанной выше обработки эхо-сигнала определялись моменты времени, соответствующие отражениям УЗ импульса от границ раздела вода – фантом (t_1) и фантом – вода (t_2). Значение толщины фантома h вдоль выбранной оси визуализации находилось по формуле:

$$h = \frac{c_s(t_2 - t_1)}{2}, \quad (1.1)$$

где $c_s = (2620 \pm 30)$ м/с – скорость звука в материале фантома черепа.

Вторым методом УЗ оценки толщинного профиля фантома черепа являлась УЗ визуализация с помощью метода формирования луча с задержкой и суммированием при фокусированном характере зондирующего пучка. В ходе такой оценки на элементы решетки подавались импульсы с определенными временными задержками, позволяющими электронным образом фокусировать излучаемый УЗ пучок в заданную точку пространства.

Фокусировка пучка производилась последовательно в точки поверхности фантома черепа, которые располагались в узлах квадратной сетки размером 10×10 точек с шагом сетки 3 мм, т.е. в 100 точках, расположенных в квадратной области размером 30×30 мм. Такой выбор шага сетки был обусловлен поперечными размерами фокального пятна, $d \approx 3$ мм по уровню 0.15 от максимума, создаваемого двумерной антенной решеткой при электронной фокусировке на расстоянии 80 мм. Сканирование акустического поля в фокальной плоскости проводилось с помощью игольчатого гидрофона HNA-0400 (Onda Corp., США) с диаметром чувствительного участка 0.4 мм. Перемещение гидрофона в фокальной плоскости с шагом 0.2 мм по осям x и y обеспечивалось системой микропозиционирования.

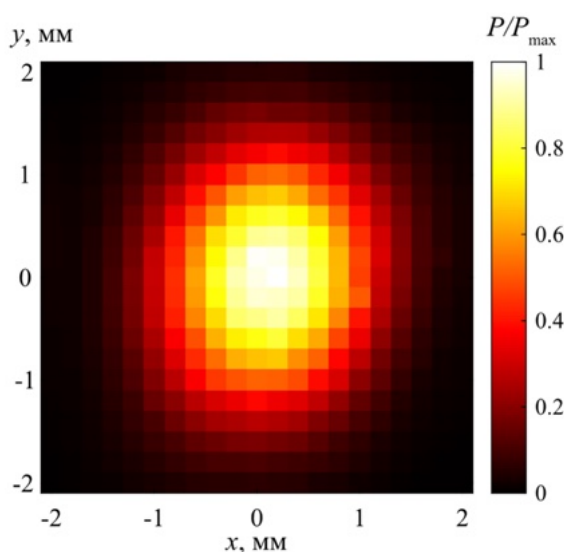


Рис. 1.11 Распределение амплитуды акустического давления $P(x, y)$ в фокальной плоскости, создаваемое двумерной антенной решеткой на расстоянии 80 мм от поверхности решетки при электронной фокусировке.

Отраженные от фантома РЧ сигналы принимались всеми элементами решетки и подвергались квадратурной обработке [35], для которой использовался фильтр Баттерворта 5-го порядка. Полученные квадратурные составляющие сигнала использовались для построения распределения яркости УЗ изображения вдоль луча методом формирования луча с задержкой и суммированием. При суммировании сигналов учитывалась направленность элементов решетки в приближении поршневого излучателя в экране с мягкими стенками [30]. В суммировании участвовали сигналы, приходящие от рассеивателей, лежащих в зоне направленности не ниже уровня 0.71 от максимального уровня диаграммы направленности.

Поскольку интерес представляла только область расположения фантома черепа, расчет амплитуды эхо-сигналов проводился лишь в пределах участка линии изображения длиной 20 мм, который включал в себя точки, соответствующие положению фантома. Для каждой из упомянутых 100 точек зондирования было построено распределение амплитуды эхо-сигнала, т.е. было найдено распределение яркости УЗ-изображения в объеме $3 \times 3 \times 20$ мм. Результаты визуализации далее были объединены в один объем $30 \times 30 \times 20$ мм, т.е. фактически было построено трехмерное УЗ изображение зоны интереса.

На Рис. 1.12 представлен пример распределения яркости УЗ-изображения вдоль одной из линий сканирования, перпендикулярной плоской стороне фантома, на котором видно два явно выраженных локальных максимума в моменты времени $t_1 = 55.5$ мкс и $t_2 = 58$ мкс, которые предположительно соответствуют отражению УЗ импульсов от границ раздела вода – фантом (ближайшая к антенной решетке) и фантом – вода. В отличие от первого метода УЗ профилометрии, пары явно выраженных локальных максимумов наблюдались в подавляющем большинстве точек области сканирования. Применение формулы (1.1) к моментам времени t_1 и t_2 , полученным из распределений яркости на линии сканирования для различных поперечных координат, позволило получить толщинный профиль $h = h(x, y)$.

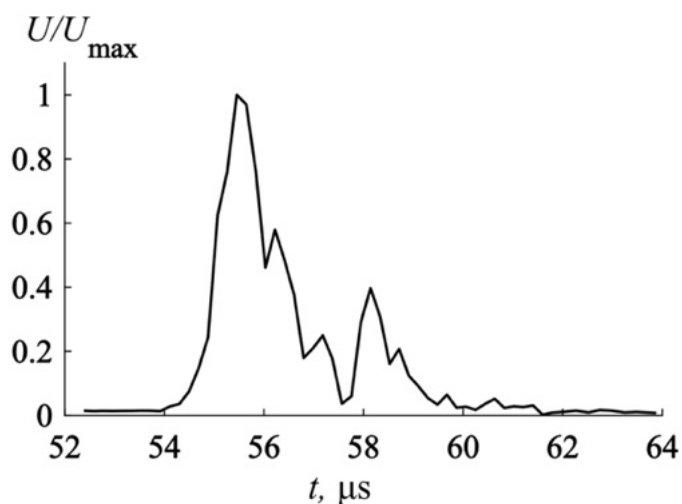


Рис. 1.12 Распределение яркости U ультразвукового изображения, полученное методом Delay-and-Sum, вдоль одной из линий сканирования, перпендикулярной поверхности двумерной решетки. Распределение нормировано на максимальное значение U_{\max} .

1.1.4 Результаты и обсуждение

На Рис. 1.13 цветом представлены толщинные профили $h(x, y)$ исследуемой части фантома черепа, полученные с помощью КТ (а) и с помощью УЗ метода оценки толщины в режиме поэлементного сканирования (б). Каждый пиксель распределения, полученного с помощью УЗ метода, соответствует значению толщины $h(x, y)$ фантома напротив конкретного элемента решетки. Размер пикселей, 1.45×1.45 мм, определяется размером элементов решетки, их расположение соответствует расположению элементов решетки (Рис. 1.3б), поэтому на изображении присутствуют пустоты напротив четырех неактивных областей поверхности антенны.

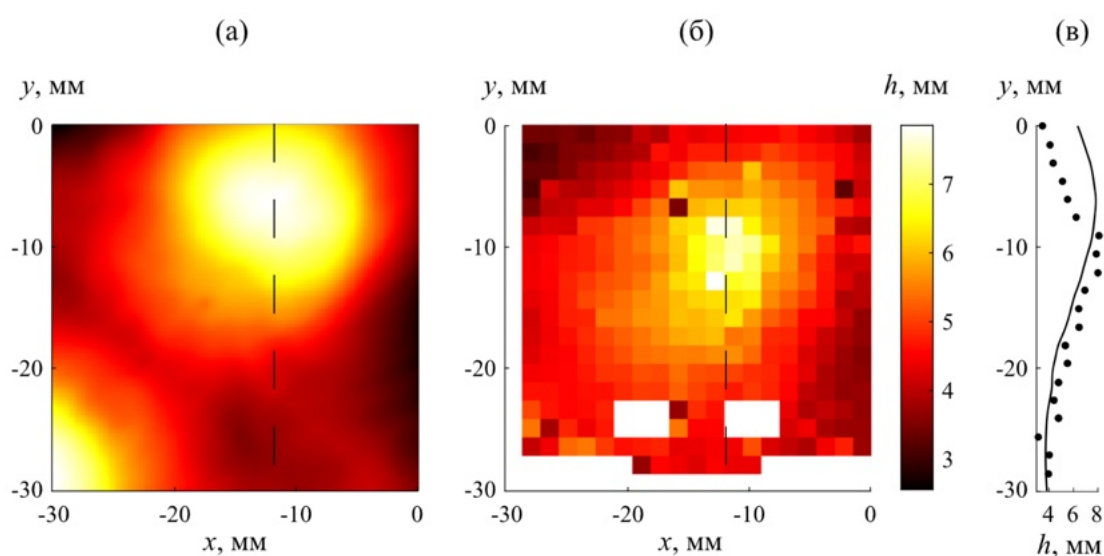


Рис. 1.13 Измеренные толщинные профили $h(x, y)$ фантома черепа с помощью метода КТ (а) и УЗ метода в режиме поэлементного излучения (б). На профилях (а) и (б) штриховой линией показана прямая $x = -12$ мм, вдоль которой построен одномерный толщинный профиль $h(x = -12 \text{ мм}, y)$ (в); точками показан профиль, измеренный УЗ методом, сплошной линией – методом КТ.

Оба толщинных профиля (Рис. 1.13а, б) имеют явно выраженный максимум толщины порядка 8 мм в правом верхнем углу, однако положения этого максимума различаются на величину около 5 мм. Также размер области с большим значением h , окружающей локальный максимум, в случае УЗ метода меньше по площади, чем область максимума на распределении, полученном с помощью КТ. Это может быть связано с сильной дифракционной расходимостью пучка, излучаемого элементами решетки. Половинный угол расходимости пучка от каждого элемента ($2\lambda/\pi a_0$, $\lambda=0.75$ мм для частоты

2 МГц) составляет примерно 20° , поэтому отражение от границы раздела фантом – вода происходит не только от точки фантома, находящейся на линии сканирования элемента решетки, но и от точек, смещенных на некоторое расстояние поперек от линии сканирования, где толщина образца уже меньше. В этом случае отраженный импульс вернется на элемент решетки раньше, чем если бы отражение произошло от точки, лежащей на линии сканирования элемента. На распределении, полученном с помощью КТ, можно наблюдать еще один локальный максимум в левом нижнем углу, которого нет на УЗ распределении, что также может быть связано с дифракционной расходимостью пучка. На толщинных профилях (Рис. 1.13а, б) штриховой линией показана прямая $x = -12$ мм, вдоль которой построен одномерный толщинный профиль $h(x = -12 \text{ мм}, y)$ (в); точками показан профиль, измеренный УЗ методом, сплошной линией – методом КТ.

На Рис. 1.14 цветом представлены толщинные профили $h(x, y)$ исследуемой части фантома черепа, полученные с помощью КТ (а) и с помощью УЗ визуализации методом формирования луча с задержкой и суммированием при фокусированном характере зондирующего пучка (б). В отличие от первого метода ультразвуковой профилометрии, во втором методе строится трехмерное УЗ изображение с помощью метода формирования луча с задержкой и суммированием, поэтому имеется возможность оценить профиль фантома черепа во всей исследуемой области 30×30 мм с меньшим размером пикселей 0.75×0.75 мм, расстояние между которыми определяются шагом сканирования луча. Толщинные профили (Рис. 1.14а, б) близки друг к другу как по своей структуре, так и по значениям толщины пластины. На обоих имеется явно выраженный максимум толщины, примерно равный 8 мм. Положения этого максимума хорошо соответствуют друг другу, различаясь лишь на величину порядка 2 мм вдоль оси y . Это небольшое смещение распределений может быть объяснено неточностью размещения 3D модели, полученной методом КТ, в системе координат, в которой строилось УЗ изображение. На толщинных профилях (Рис. 1.14а, б) штриховой линией показана прямая $x = -18$ мм, вдоль которой построен одномерный толщинный профиль $h(x = -18 \text{ мм}, y)$ (в); точками показан профиль, измеренный УЗ методом, сплошной линией – методом КТ.

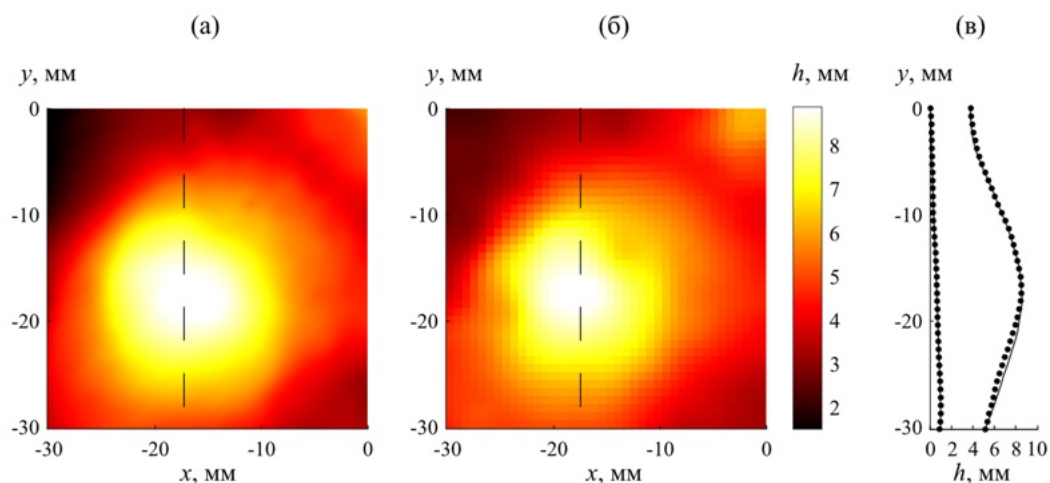


Рис. 1.14 Измеренные толщинные профили $h(x, y)$ фантома черепа с помощью метода КТ (а) и УЗ метода формирования луча с задержкой и суммированием (б) при фокусированном характере зондирующего пучка. На профилях (а) и (б) штриховой линией показана прямая $x = -18$ мм, вдоль которой построен одномерный толщинный профиль $h(x = -18 \text{ мм}, y)$ (в); точками показан профиль, измеренный УЗ методом, сплошной линией – методом КТ.

§1.2 Транскраниальная визуализация сферических рассеивателей

На основе предложенного метода оценки толщинного профиля фантома черепа был разработан метод транскраниальной ультразвуковой визуализации, состоящий из двух этапов: измерение толщинного профиля с помощью УЗ двумерной антенной решетки и УЗ визуализация сферических рассеивателей с помощью той же двумерной антенной решетки.

1.2.1 Материалы и методы

Метод компенсации aberrаций

Для построения ультразвуковых изображений используется лучевой алгоритм, основанный на методе формирования луча с задержкой и суммированием, предложенный ранее в Лаборатории промышленного и медицинского ультразвука [36]. Этот метод позволяет компенсировать aberrации при приеме УЗ сигналов, но, кроме этого, можно еще излучать УЗ импульсы с некоторой компенсацией. Опишем сначала компенсацию aberrаций на прием.

В ходе визуализации излучается короткий УЗ импульс всеми элементами одновременно и производится запись последующих отраженных сигналов элементами

решетки. На Рис. 1.15 показана лучевая схема распространения ультразвука в отсутствие фантома черепа (а) и с фантомом черепа (б) на примере одного луча в упрощенной двумерной постановке в плоскости xz . В случае отсутствия фантома задержка $t^{(i)}(x, z)$ прихода импульса отраженного от рассеивателя в точке (x, z) на i элемент решетки складывается из двух слагаемых: времени распространения до рассеивателя $t_{tx}^{(i)}(x, z)$ и времени распространения обратно после отражения от рассеивателя $t_{rx}^{(i)}(x, z)$:

$$t^{(i)}(x, z) = t_{tx}^{(i)}(x, z) + t_{rx}^{(i)}(x, z). \quad (1.2)$$

Нетрудно вычислить эти задержки, зная координаты рассеивателя, скорость звука c_0 в среде и координаты i элемента решетки $(x^{(i)}, 0)$:

$$t^{(i)}(x, y) = \frac{1}{c_0} \left(z + \sqrt{z^2 + (x^{(i)} - x)^2} \right). \quad (1.3)$$

При наличии фантома черепа между антенной решеткой и рассеивателем задержки изменятся из-за отличной от скорости звука в воде c_0 скорости звука в образце c_s и преломления лучей. В предыдущих исследованиях [36] было показано, что учет преломления лучей лишь незначительно сказывается на качестве и контрасте получаемых яркостных изображений. Поэтому в упрощенной модели без учета преломления (Рис. 1.15б) задержки можно рассчитать следующим образом:

$$t^{(i)}(x, y) = \frac{1}{c_0} \left[(z - r_{tr}) + \left(\sqrt{z^2 + (x^{(i)} - x)^2} - r_{rx} \right) \right] + \frac{1}{c_s} [r_{tr} + r_{rx}], \quad (1.4)$$

где r_{tr} , r_{rx} – отрезки лучей, пересекающие фантом черепа, которые можно рассчитать, зная толщинный профиль фантома $h(x)$. Таким образом происходит компенсация aberrаций на прием.

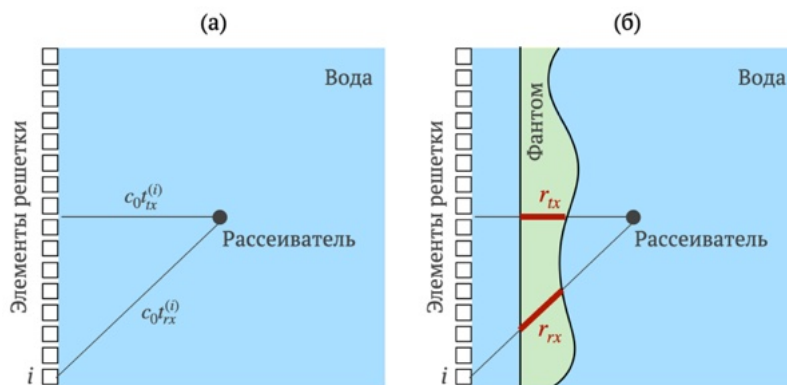


Рис. 1.15 Схематичное изображение звукового луча, излученного УЗ решеткой и отраженного от точечного рассеивателя. В отсутствие фантома черепа (а) и при его наличии (б).

Компенсация aberrаций на излучение заключается во введении задержек $\tau^{(i)}$ при излучении на каждом i элементе таким образом, чтобы после прохождения фантома черепа с известным толщинным профилем $h(x)$ волновой фронт оказался плоским. Рассчитать задержки для каждого i элемента решетки с координатами $(x^{(i)}, 0)$ можно по формуле:

$$\tau^{(i)} = \frac{h(x^{(i)})}{c_0} - \frac{h(x^{(i)})}{c_s}. \quad (1.4)$$

Экспериментальная установка

На Рис. 1.16 представлена схема (а) и фотография (б) экспериментальной установки, которая отличается от установки, описанной в §1.1, добавлением штатива со сферическими рассеивателями (Рис. 1.17) диаметром 4 мм, изготовленными из пенополистирола. Рассеиватели помещались за фантомом черепа. Фантом черепа расположен на системе позиционирования, что позволяет также по углу фантома откалибровать положение фантома в пространстве относительно решетки, а также убрать фантом и провести визуализацию рассеивателей без фантома.

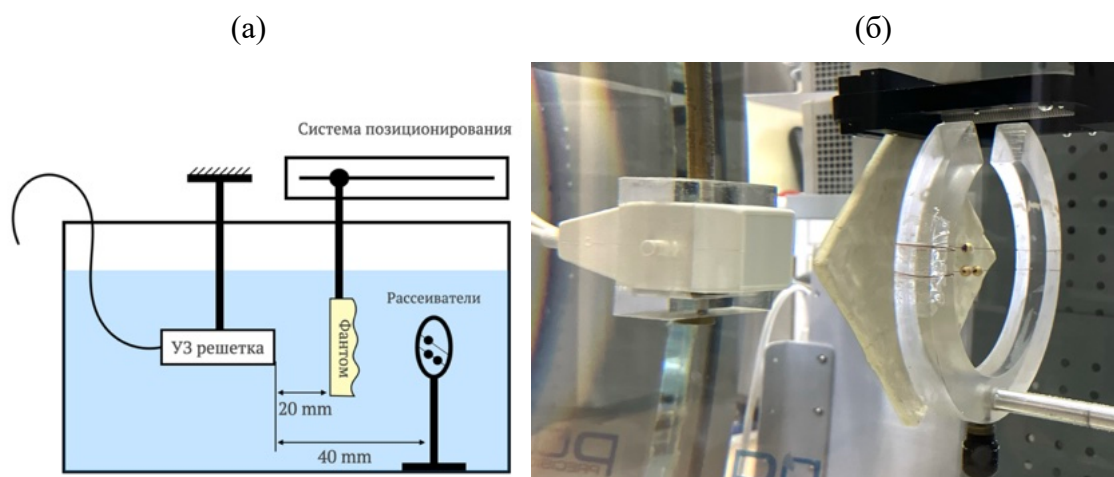


Рис. 1.16 (а) Схема экспериментальной установки для визуализации сферических рассеивателей за фантомом черепа. (б) Фотография экспериментальной установки.

Перед проведением визуализации фантом помещался на расстоянии 80 мм от антенной решетки для измерения толщинного профиля фантома методом с фокусировкой, описанным в §1.1. После измерения толщинного профиля, фантом с помощью системы позиционирования параллельным переносом придвигался к решетке на расстояние 20 мм. Таким образом измеренный толщинный профиль оставался актуальным с привязкой к поперечным координатам решетки при новом положении фантома. Положение фантома

сохранялось в памяти компьютера, управляющего системой позиционирования, чтобы после смещения фантома из области визуализации была возможность установить фантом в исходное положение, соответствующее измеренному толщинному профилю. Затем выставлялись сферические рассеиватели на расстоянии 40 мм от решетки таким образом, чтобы рассеиватели располагались напротив апертуры решетки. После запоминания положения фантома производилось его смещение из области визуализации для контрольной визуализации рассеивателей в режиме С-моды (яркостное изображение в плоскости, параллельной апертуре решетки). По контрольной визуализации получалось эталонное изображение рассеивателей и проверялось центрирование рассеивателей относительно апертуры решетки.

После контрольной визуализации фантом возвращался в положение между решеткой и рассеивателями. При этом положение рассеивателей оставалось неизменным. Проводилось два измерения-визуализации: одно без компенсации aberrаций на излучение, при котором короткий УЗ импульс излучался всеми элементами решетки одновременно, и второе с компенсацией aberrаций на излучение, когда УЗ импульсы подавались на элементы решетки с такой задержкой, чтобы после прохождения УЗ волной фантома ее волновой фронт становился плоским. Компенсация aberrаций на прием производилась при обработке сигналов. В ходе 1 визуализации производилось 8 одинаковых измерений для усреднения сигналов и уменьшения шумов.

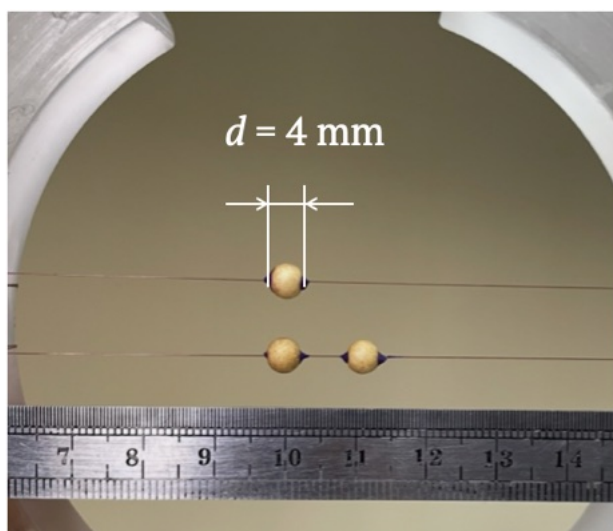


Рис. 1.17 Фотография с относительным расположением визуализируемых сферических пенополистироловых рассеивателей и масштабной линейкой.

1.2.2 Результаты и обсуждение

На Рис. 1.18 представлены результаты проведенной визуализации рассеивателей в С-модели. На Рис. 1.18а показано эталонное изображение рассеивателей, полученное в отсутствие фантома черепа. Наблюдается три четких очертания сферических рассеивателей, относительное расположение рассеивателей на яркостной картине соответствует фактическому положению рассеивателей (Рис. 1.17). Координата плоскости визуализации z , в которой построено изображение, соответствует фактическому расстоянию между решеткой и излучателем – 40 мм. Фактическое положение рассеивателей для наглядности удобства сравнения результатов визуализации выделено красными окружностями, которые обозначены на тех же местах и на других результатах визуализации (Рис. 1.18 б,в,г). На Рис. 1.18 б показано изображение рассеивателей, полученное без коррекции аберраций (т.е. без учета неоднородности в виде фантома черепа, в предположении, что перед решеткой находится только вода). Положение рассеивателей в поперечных координатах сместилось: левый нижний рассеиватель сместился от фактического положения на расстояние порядка 5 мм, два других рассеивателя сместились примерно на 2 мм. Кроме того, координата плоскости z , в которой построено изображение составляет 36 мм, что на 4 мм меньше фактического расстояния между решеткой и рассеивателями.

Алгоритмы компенсации аберраций позволили восстановить корректную z координату рассеивателей 40 мм, а также установить корректные поперечные (x, y) координаты рассеивателей. Однако изображения рассеивателей стали крупнее и менее контрастными. На рис. Рис. 1.18 в показано изображение, полученное с использованием компенсации аберраций на прием, а на Рис. 1.18 г – изображение, полученное с использованием компенсаций аберраций и на прием, и на излучение. Оба изображения очень похожи друг на друга, отличие лишь в дополнительных шумах вокруг изображений рассеивателей в случае с использованием компенсаций аберраций и на прием, и на излучение. Стоит отметить, что расчет компенсации аберраций по толщинному профилю, полученному с помощью КТ, и по толщинному профилю, полученному с помощью УЗ метода, не дает видимых различий на результатах визуализации, поэтому можно сделать вывод, что разработанный метод оценки толщинного профиля с помощью ультразвука позволяет оценить толщинный профиль для задач транскраниальной визуализации с достаточной точностью. Однако непосредственно методы компенсации аберраций

нуждаются в доработке, либо необходимо использовать другие методы для получения результатов с более удовлетворительной визуализацией.

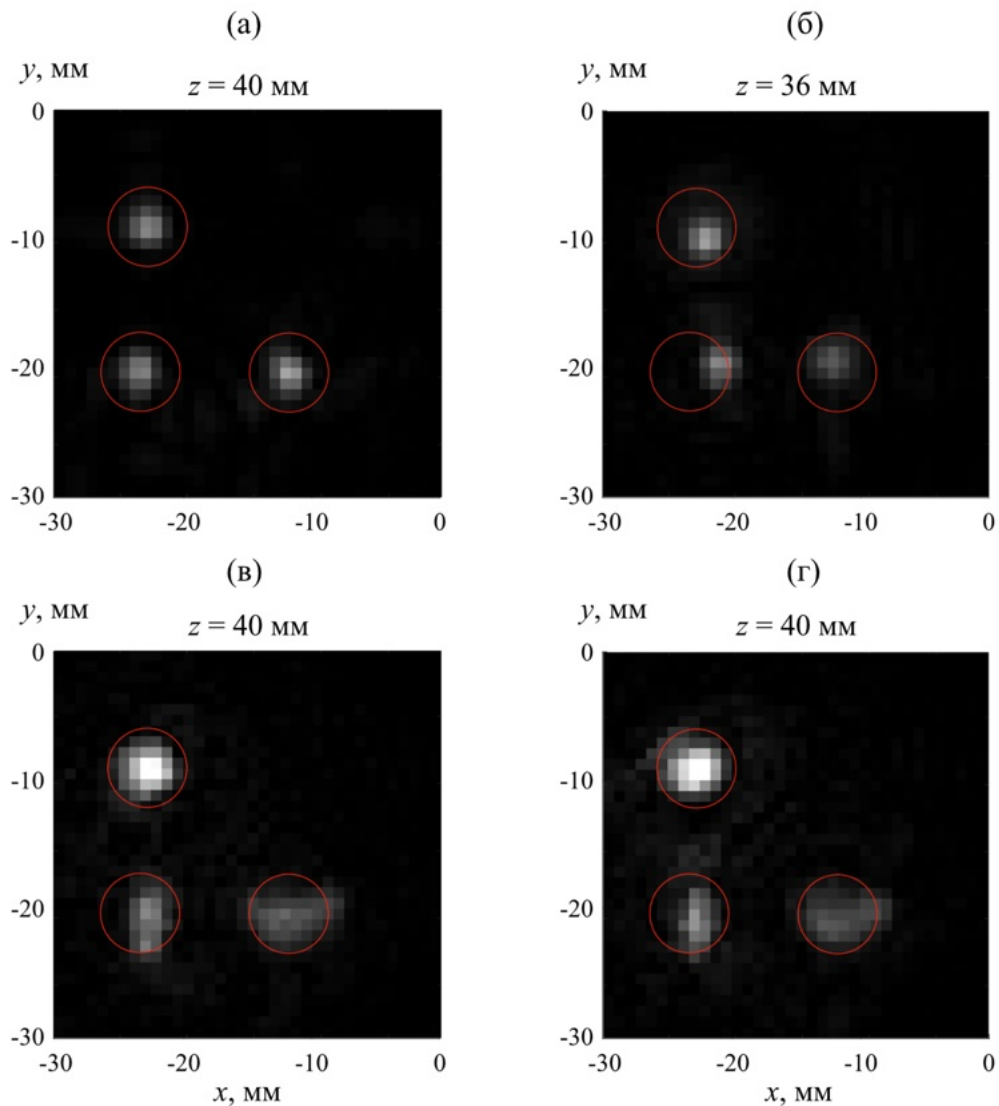


Рис. 1.18 УЗ изображения сферических рассеивателей диаметром 4 мм.

§1.3 Выводы к первой главе

В результате исследования с помощью двух предложенных УЗ методов была проведена оценка толщинного профиля фантома черепа. Проведено сравнение полученных результатов с точной 3D моделью фантома, полученной методом КТ. Различие результатов при использовании поэлементного сканирования в А-режиме может быть связано с дифракционной расходимостью пучка, излучаемого элементами решетки, а также с большим затуханием в материале фантома. Помимо этого, метод поэлементного

сканирования в А-режиме имеет ограниченное продольное разрешение. Фокусирование излучения двумерной антенной решеткой посредством введения фазовых задержек на элементах позволило увеличить разрешение и уменьшить проблему дифракционной расходимости. Метод УЗ оценки толщинного профиля с использованием фокусировки позволил получить наиболее точные результаты по сравнению с методом поэлементного сканирования.

На основе полученного с помощью УЗ метода толщинного профиля участка фантома черепа была проведена УЗ визуализация сферических рассеивателей, находящихся за фантомом черепа. Результаты визуализации, проведенной по данным о толщинном профиле, полученном с помощью КТ, не отличались от результатов визуализации по данным, полученным с помощью УЗ метода. Таким образом, был разработан метод транскраниальной визуализации с использованием исключительно УЗ методов.

ГЛАВА 2

О РОЛИ СДВИГОВЫХ ВОЛН В ТРАНСКРАНИАЛЬНОЙ ДИАГНОСТИКЕ И В ДИАГНОСТИКЕ МЯГКИХ ТКАНЕЙ

В данной главе используются материалы, опубликованные в статьях [А1, А3] и материалах конференции «XXXVI Сессия РАО» [37, 38].

§2.1 Роль сдвиговых волн при транскраниальной ультразвуковой терапии и диагностике структур мозга

2.1.1 Прохождение плоской волны через твердый слой

При разработке устройств, предназначенных для транскраниального применения ультразвука в терапии, таких как широкоапертурные фазированные антенные решетки, исследователи поначалу исходили из того, что не только в мягких биотканях и иммерсионной жидкости волны являются чисто продольными, но в костях черепа [39, 40]. Это предположение до сих пор часто используется при описании распространения волн и разработке методов коррекции aberrаций. Считалось, что сдвиговые волны, которые могут возникнуть на границе черепа, дают незначительный вклад в проникающее сквозь череп ультразвуковое поле [41, 42]. В более поздних работах было обращено внимание, что в некоторых случаях вклад сдвиговых волн может оказаться заметным и его нужно учитывать [12, 13].

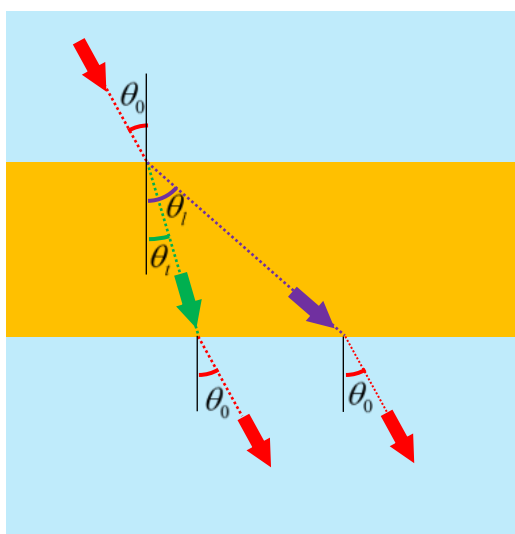


Рис. 2.1 Преломление волн при прохождении через плоскопараллельный твердый слой

Важность сдвиговых волн в процессе прохождения ультразвука через упругий (твердотельный) слой вытекает из рассмотрения модельной ситуации, в которой на однородный плоскопараллельный твердотельный слой, расположенный в жидкости, падает плоская волна (Рис. 2.1). При наклонном падении под углом θ_0 возникают две преломленные волны – продольная и поперечная, причем соответствующие углы преломления θ_l и θ_t отличаются друг от друга и подчиняются классическому закону Снеллиуса:

$$\frac{\sin \theta_0}{c_0} = \frac{\sin \theta_l}{c_l} = \frac{\sin \theta_t}{c_t}, \quad (2.1)$$

где c_0 – скорость звука в жидкости, c_l и c_t – скорости продольных и поперечных волн в материале слоя. Каждая из указанных преломленных волн падает на вторую границу раздела и также испытывает преломление, порождая волну в жидкости, распространяющуюся под углом θ_0 . Интерференция этих волн дает плоскую волну, которая имеет то же направление, что и исходная волна.

Рассмотрим плоскую гармоническую волну вида $\sim e^{-i\omega t}$. Для того, чтобы исследовать роль сдвиговых волн в процессе прохождения волны, полезно ввести отдельные коэффициенты прохождения посредством продольных и сдвиговых волн, T_l и T_t , определив их как отношение комплексных амплитуд прошедших волн в плоскости, соответствующей выходу из слоя, к амплитуде падающей волны в той же плоскости при отсутствии слоя. Полный коэффициент прохождения T будет, очевидно, равен сумме: $T = T_l + T_t$. Используя формулы, приведенные в книге [43] для решения задачи об отражении и преломлении плоских волн на границе раздела «жидкость – упругое полупространство», можно записать:

$$T_l = \frac{Z_0}{Z_l} \left[\frac{2Z_l \cos(2\theta_t)}{Z_0 + Z_l \cos^2(2\theta_t) + Z_l \sin^2(2\theta_t)} \right]^2 e^{i(k_l \cos \theta_t - k_0 \cos \theta_0)H}, \quad (2.2)$$

$$T_t = -\frac{2\rho_0}{\rho} \sin(2\theta_t) \tan \theta_0 \left[\frac{2Z_t \cos \theta_t}{Z_0 + Z_l \cos^2(2\theta_t) + Z_l \sin^2(2\theta_t)} \right]^2 e^{i(k_t \cos \theta_t - k_0 \cos \theta_0)H}. \quad (2.3)$$

Здесь использованы обозначения для волновых чисел продольной и сдвиговой волн:

$k_l = \omega/c_l$ и $k_t = \omega/c_t$, а также введены приведенные импедансы:

$$Z_0 = \frac{\rho_0 c_0}{\cos \theta_0}, \quad Z_l = \frac{\rho c_l}{\cos \theta_l}, \quad Z_t = \frac{\rho c_t}{\cos \theta_t}. \quad (2.4)$$

Отметим, что если скорости продольных и поперечных волн превышают скорость звука в жидкости, то при превышении углом падения θ_0 некоторого критического значения соответствующий синус угла преломления, рассчитанный из закона Снеллиуса (2.1), начинает превышать единицу, т.е. косинус угла преломления и соответствующий приведенный импеданс становятся чисто мнимыми. При этом происходит явление полного отражения, а преломленная волна имеет вид эванесцентной (неоднородной) волны, быстро затухающей при удалении от преломляющей границы на масштабе порядка длины волны. Поэтому можно считать, что если толщина упругого слоя превышает длину волны, то соответствующая преломленная волна через такой слой не проходит.

В качестве примера на Рис. 2.2 приведены результаты расчета зависимостей величин $|T_l|$ и $|T_t|$ от угла падения θ_0 для алюминия ($\rho = 2700$ кг/м³, $c_l = 6320$ м/с и $c_t = 3190$ м/с) и материала, акустические параметры которого близки к костям черепа человека [12] ($\rho = 1732$ кг/м³, $c_l = 2820$ м/с и $c_t = 1500$ м/с). В качестве жидкости рассмотрена вода ($\rho_0 = 1000$ кг/м³, $c_0 = 1500$ м/с). При нормальном падении сдвиговые волны не возбуждаются и поэтому соответствующая составляющая коэффициента прохождения равна нулю. Коэффициент прохождения при этом полностью обусловлен продольными волнами. С ростом угла падения вклад продольных волн уменьшается и становится нулевым при превышении критического угла полного отражения. Начиная с этого угла коэффициент прохождения полностью обусловлен сдвиговыми волнами, и с ростом угла достигает значений, даже превышающих значение при нормальном падении. Таким образом, роль сдвиговых при наклонном падении является существенной.

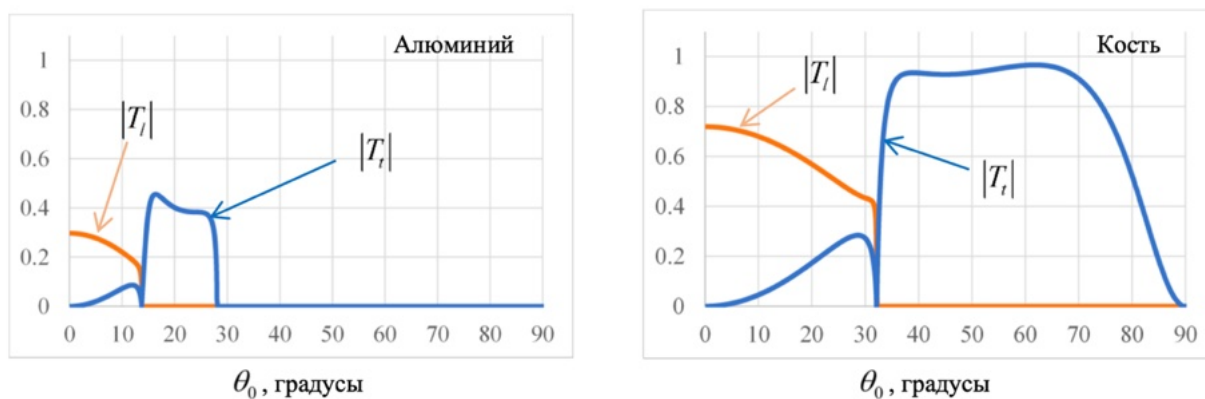


Рис. 2.2 Зависимость от угла падения для модулей коэффициентов прохождения через упругий слой посредством продольных волн (оранжевая кривая) и сдвиговых волн (синяя кривая). Слева – для слоя из алюминия, справа – для слоя из материала, аналогичного кости черепа

В реальной кости имеется сильное затухание, которое сильнее сказывается на сдвиговых волнах. Например, согласно статье [44] коэффициенты затухания на частоте 1 МГц для продольных и сдвиговых волн имеют следующие характерные значения $\alpha_l = 7.75$ дБ/см и $\alpha_t = 16.7$ дБ/см. Тем не менее, даже с учетом указанного затухания вклад в проходящую волну канала сдвиговых волн сравним и при больших углах падения становится преобладающим. Способность ультразвука проходить сквозь кости черепа посредством сдвиговых волн была экспериментально продемонстрирована в работе [12].

Приведенные выше выражения для составляющих коэффициента прохождения (2.2) и (2.3) выписаны в предположении однократного прохода волной границ раздела. При более полном рассмотрении необходимо иметь в виду, что на границах раздела происходит также отражение волн и поэтому внутри слоя возникают многократно переотраженные волны. В результате разделить вклад разных типов волн не удастся, а коэффициент прохождения начинает зависеть от толщины слоя, достаточно сложным образом меняясь с частотой. В книге [43] (см. там §10) этот случай также исследован и получено следующее выражение для коэффициента прохождения:

$$T = \frac{2N}{2M + i(N^2 - M^2 + 1)}, \quad (2.5)$$

$$N = \frac{Z_t}{Z_0} \frac{\cos^2(2\theta_t)}{\sin(k_t h \cos \theta_t)} + \frac{Z_t}{Z_0} \frac{\sin^2 2\theta_t}{\sin(k_t h \cos \theta_t)}, \quad (2.6)$$

$$M = \frac{Z_l}{Z_0} \cos^2(2\theta_l) \operatorname{ctg}(k_l h \cos \theta_l) + \frac{Z_t}{Z_0} \sin^2(2\theta_l) \operatorname{ctg}(k_l h \cos \theta_l) \quad (2.7)$$

Для зондирования сквозь толстые слои черепа в режиме коротких импульсов, что характерно для ультразвуковой визуализации, интерес представляют именно формулы (2.2) и (2.3), поскольку переотраженные импульсы разделены во времени и поэтому не интерферируют (что предполагается при использовании формул (2.5) – (2.7)). Более того, если падающая волна имеет вид короткого импульса, то первый прошедший сквозь череп сигнал (самый сильный) имеет вид двух импульсов, разделенных во времени: сначала приходит сигнал, соответствующий преломленной продольной волне, а затем сигнал, прошедший слой в виде сдвиговой волны. Это означает, что коэффициенты пропускания T_l и T_t имеет смысл анализировать отдельно, а не в виде их суммы.

2.1.2 Метод измерения скорости и поглощения продольных и сдвиговых волн в плоскопараллельном образце

Теория

Для измерения скорости продольных акустических волн c_l и коэффициента поглощения α_l в твердотельных образцах используется метод замещения [45–47]. Метод заключается в измерении формы и задержки коротких УЗ импульсов, проходящих от излучателя к приемнику в эталонной среде (воде) при отсутствии и наличии исследуемого плоскопараллельного образца. Схема установки для таких измерений представлена на Рис. 2.3. Вместо приемника может использоваться отражатель, тогда излучатель становится одновременно и приемником.

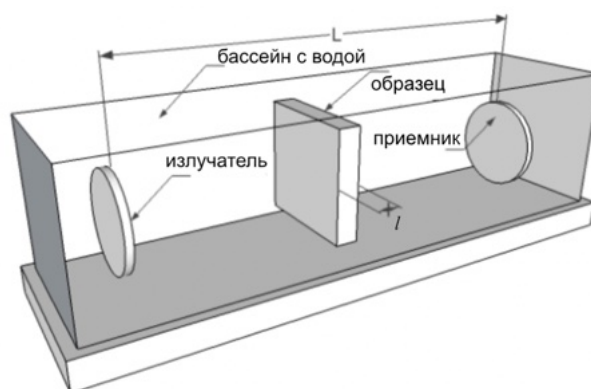


Рис. 2.3 Схема установки для измерений скорости продольных волн и коэффициента затухания методом замещения.

В классической постановке метод предполагает перпендикулярное падение УЗ импульса на образец, поэтому позволяет измерять скорость и поглощение только продольных волн. Однако при наклонном падении под углом θ_0 в образце возникают две преломленные волны – продольная и поперечная (Рис. 2.1), что позволяет получить информацию о поперечных волнах. Углы преломления θ_l и θ_t продольных и поперечных волн отличаются друг от друга и подчиняются закону Снеллиуса (2.1). Каждая из указанных преломленных волн падает на вторую границу раздела и также испытывает преломление, порождая продольную волну в жидкости, распространяющуюся под углом θ_0 . Интерференция этих волн дает плоскую волну, которая имеет то же направление, что и исходная волна. В случае пучков будет сдвиг пучка на некоторое расстояние d_t для сдвиговых волн и d_l – для продольных. Если H – толщина слоя, то эти сдвиги, согласно Рис. 2.4, выражаются следующим образом (здесь и далее будет использоваться индекс l,t , где выражение или переменную можно использовать эквивалентно и для сдвиговых, и для продольных волн):

$$d_{l,t} = H \frac{\sin(\theta_{l,t} - \theta_0)}{\cos \theta_{l,t}} = H \sin \theta_0 \left(\frac{\frac{c_{l,t}}{c_0} \cos \theta_0}{\sqrt{1 - \left(\frac{c_{l,t}}{c_0}\right)^2 \sin^2 \theta_0}} - 1 \right). \quad (2.8)$$

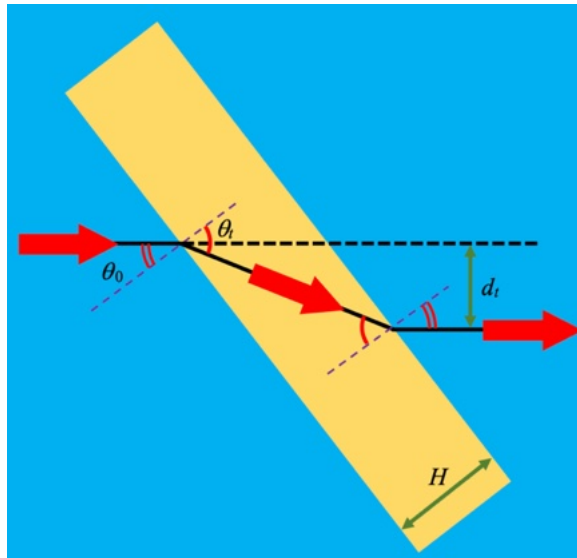


Рис. 2.4 Иллюстрация сдвига пучка поперечной волны на расстояние d_t при прохождении через плоскопараллельный твердотельный слой толщиной H под углом θ_0 . Аналогичное происходит и с продольной волной.

В случае, если скорость c_t сдвиговых волн в образце отличается от скорости c_l продольных, на приемнике будет наблюдаться 2 разнесенных во времени УЗ импульса, один – порожденный продольной волной в образце, другой – сдвиговой. Как правило, скорость сдвиговых волн в твердых телах ниже скорости продольных, поэтому на приемник сначала будет приходить импульс от продольной волны, а затем от сдвиговой.

Измерение скорости продольных c_l и поперечных c_t акустических волн в методе замещения основано на измерении времени пролета коротких УЗ импульсов от излучателя к приемнику в эталонной среде (воде) и при отсутствии и наличии исследуемого образца. Сначала измеряется время пролета t_0 УЗ импульса в эталонной среде в отсутствии образца. Оно выражается через расстояние L между излучателем и приемником и скорость звука c_0 в воде следующим образом: по формуле

$$t_0 = \frac{L}{c_0}. \quad (2.9)$$

Затем измеряется время пролета продольного t_l и поперечного t_t УЗ импульса при наличии образца. В общем случае при угле падения θ_0 УЗ импульса задержка $t_{l,t}$ определяется следующим образом:

$$t_{l,t} = \frac{L - \frac{H}{\cos \theta_{l,t}} \cos(\theta_{l,t} - \theta_0)}{c_0} + \frac{H}{c_{l,t}}, \quad (2.10)$$

где H – толщина образца, $c_{l,t}$ – скорость продольных или сдвиговых волн в образце, $\theta_{l,t}$ – углы преломления, полученные из закона Снеллиуса (2.1). Из выражений (2.9) и (2.10) можно выразить задержку $\tau_{l,t} = t_{l,t} - t_0$ относительно волны в отсутствии образца:

$$\tau_{l,t} = \left(\frac{\cos \theta_{l,t}}{c_{l,t}} - \frac{\cos \theta_0}{c_0} \right) H. \quad (2.11)$$

Отсюда с учетом закона Снеллиуса (2.1) получаются искомые выражения для нахождения скоростей по задержкам:

$$c_{l,t} = \frac{c_0}{\sqrt{\sin^2 \theta_0 + \left(\cos \theta_0 + \frac{c_0 \tau_{l,t}}{H} \right)^2}}. \quad (2.12)$$

В случае нормального падения ($\theta_0 = 0^\circ$) сдвиговые волны в образце не возбуждаются, а для скорости продольных выражение упрощается:

$$c_l = \frac{c_0}{1 + \frac{c_0 \tau}{H}}. \quad (2.13)$$

Измерение коэффициента поглощения ультразвука для продольных и сдвиговых волн в образце также может быть выполнено импульсным методом, если использовать Фурье-преобразование регистрируемых УЗ импульсов. Такой подход позволяет получить частотную зависимость коэффициента поглощения $\alpha_{l,t}(f)$.

Пусть $p_0(t)$ и $p_{l,t}(t)$ – профили акустического давления импульсов на УЗ приемнике при отсутствии и наличии образца. Разложим временную зависимость в спектр Фурье по частотам:

$$p_0(t) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} P_0(\omega) e^{-i\omega t} d\omega, \quad (2.14)$$

$$p_{l,t}(t) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} P_{l,t}(\omega) e^{-i\omega t} d\omega. \quad (2.15)$$

Здесь $P_0(\omega)$ и $P_{l,t}(\omega)$ – комплексные величины, зависящие от циклической частоты $\omega = 2\pi f$, которые можно представить в виде:

$$P_0(\omega) = A_0(\omega) e^{-i\varphi_0(\omega)}, \quad (2.16)$$

$$P_{l,t}(\omega) = A_{l,t}(\omega) e^{-i\varphi_{l,t}(\omega)}. \quad (2.17)$$

Изменение амплитуды проходящей УЗ волны зависит от коэффициентов прохождения T_l и T_t , рассчитываемых по формулам (2.3) и (2.4), и коэффициентов поглощения продольных α_l и сдвиговых α_t волн:

$$A_{l,t}(\omega) = A_0(\omega) |T_{l,t}(\theta_0)| e^{-\alpha_{l,t}(\omega) \frac{H}{\sqrt{1 - \left(\frac{c_{lt}}{c_0}\right)^2 \sin^2 \theta_0}}}. \quad (2.18)$$

Тогда коэффициенты поглощения сдвиговых и продольных волн можно выразить через отношение амплитуды волны $|A_{l,t}(\omega)|$, прошедшей образец, к амплитуде волны $|A_0(\omega)|$ при отсутствии образца.

$$\alpha_{l,t}(\omega) = \frac{\sqrt{1 - \left(\frac{c_{l,t}}{c_0}\right)^2 \sin^2 \theta_0}}{H} \ln \left[\frac{|T_{l,t}(\theta_0)|}{\frac{A_{l,t}(\omega)}{A_0(\omega)}} \right]. \quad (2.19)$$

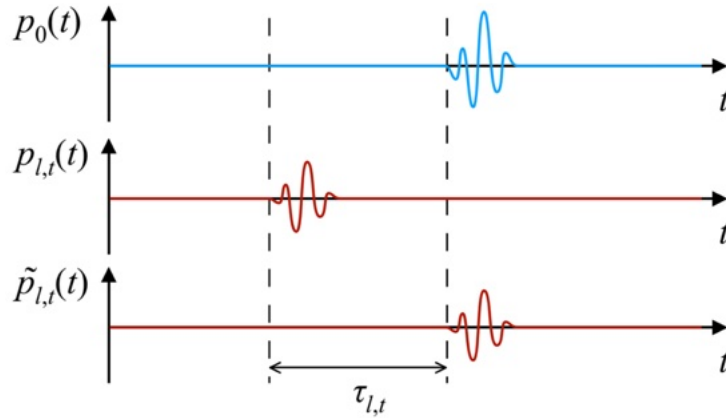


Рис. 2.5 Схема внесения задержки $\Delta t_{l,t}$ для импульса $p_{l,t}(t)$ для вычисления частотной зависимости фазовой скорости по разности фаз импульса без образца $p_0(t)$ и сдвинутого импульса $\tilde{p}_{l,t}(t)$ с образцом.

Выше использовалась лишь амплитуда спектра сигналов. Если вдобавок использовать и фазы $\varphi_0(\omega)$ и $\varphi_{l,t}(\omega)$, то можно найти частотную зависимость фазовой скорости продольных волн в образце $c_l(\omega)$, что позволит уточнить описанные выше измерения скорости на основе временной задержки. Однако разность фаз

$$\Delta\varphi = \varphi_{l,t}(\omega) - \varphi_0(\omega) = \omega\tau_{l,t} = \omega H \left(\frac{\cos \theta_{l,t}}{c_{l,t}(\omega)} - \frac{\cos \theta_0}{c_0} \right) \quad (2.20)$$

между спектральными компонентами импульса, прошедшего при наличии и отсутствии образца, может превышать 2π радиан, в то время как измерение фазы по спектрам сигналов позволяет определить фазу с точностью до добавки $2\pi n$ радиан ($n = 0, \pm 1, \pm 2, \dots$), поэтому измерение фазовой скорости по разности фаз может оказаться неоднозначным. Для преодоления этой неоднозначности можно сдвинуть импульс на временную задержку $\tau_{l,t}$, соответствующую задержке импульса, пришедшего без образца, как показано на Рис. 2.5. Обозначим сдвинутый профиль $p_{l,t}(t - \tau_{l,t}) = \tilde{p}_{l,t}(t)$. Разложим временную зависимость в спектр Фурье по частотам:

$$\tilde{p}_{l,t}(t) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} \tilde{P}_{l,t}(\omega) e^{-i\omega t} d\omega. \quad (2.21)$$

Нетрудно видеть, что $\tilde{P}_{l,t}(\omega) = P_{l,t}(\omega) e^{i\omega\tau_{l,t}}$. Тогда разность фаз $\Delta\tilde{\varphi}_{l,t}$ для измеренных $\tilde{p}_{l,t}(t)$ и $p_0(t)$ будет равна:

$$\Delta\tilde{\varphi}_{l,t} = \varphi_{l,t}(\omega) + \omega\tau_{l,t} - \varphi_0(\omega) = \Delta\varphi_{l,t} + \omega\tau_{l,t}. \quad (2.22)$$

Таким образом, измеряя разность фаз $\Delta\tilde{\varphi}_{l,t}$, можно определить истинную разность фаз $\Delta\varphi_{l,t}$ и из нее получить частотную зависимость фазовой скорости продольных и поперечных волн из формулы (2.20). В случае одинарного прохождения УЗ импульса через образец получим:

$$c_{l,t}(\omega) = \frac{\cos\theta_{l,t}}{\frac{\Delta\tilde{\varphi} - i\omega\tau_{l,t}}{\omega H} - \frac{\cos\theta_0}{c_0}}. \quad (2.23)$$

Эксперимент

Фотография экспериментальной установки представлена на Рис. 2.6. Измерения проводились в пластиковом контейнере 1 размерами 350×250×200 мм, наполненном дегазированной водой при температуре 21.5 °С. В качестве излучателя и приемника использовался широкополосный пьезопреобразователь 2 (Panametrics A392S-SU, Olympus NDT Inc., США) диаметром $d = 38$ мм и центральной частотой $f_c = 1$ МГц. Напротив преобразователя был установлен массивный отражатель 3 в виде шайбы диаметром 100 мм и толщиной 60 мм, изготовленный из латуни. Использование отражателя с большой площадью поверхности вместо приемника с маленькой площадью поверхности необходимо из-за смещения пучка относительно оси «излучатель-приемник» на расстояние $d_{l,t}$ (Рис. 2.4). В случае использования приемника малой площади часть смещенного пучка не попадет на поверхность приемника, из-за чего на принимаемом сигнале будет наблюдаться ложное уменьшение амплитуды. Отражатель с большой площадью поверхности отражает пучок полностью, при этом он будет возвращаться на излучатель по той же траектории, по которой пришел на отражатель. Потому на преобразователь попадет весь пучок.

Пьезопреобразователь и отражатель были установлены на металлических рамках на рельсовой основе. Винтовая регулировка наклона рамок позволяла обеспечить плоскопараллельность пьезопреобразователя и отражателя. Установка параллельности достигалась путем наблюдения за амплитудой принимаемого импульса при вращении

винтовой регулировки рамок. Импульс максимальной амплитуды наблюдается только в ситуации параллельности преобразователя и отражателя, когда весь излученный пучок возвращается на приемник после отражения. В случае отсутствия плоскопараллельности пучок отклоняется от оси преобразователь–отражатель при отражении от наклонной поверхности отражателя и не полностью попадает на преобразователь, вследствие чего амплитуда отраженного пучка падает.

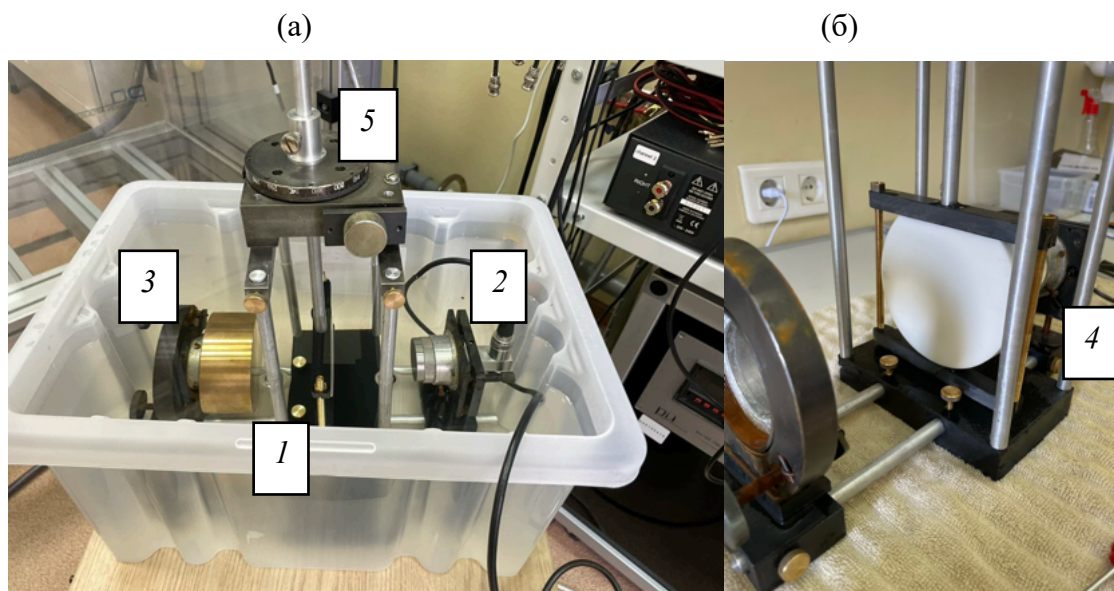


Рис. 2.6 Фотографии экспериментальной установки для измерения скорости и поглощения продольных и сдвиговых волн в плоскопараллельных твердотельных образцах. (а) – Фотография экспериментальной установки в емкости 1. (б) Фотография рельсовой конструкции с установленным на ней образцом 4. Номерами помечены основные элементы установки: 2 – УЗ пьезопреобразователь, выполняющий функции излучателя и приемника, 3 – массивный латунный отражатель, 5 – червячная передача для регулировки угла падения УЗ волны.

В качестве измеряемого образца 4 использовался круглый диск диаметром 110 мм и толщиной 15 мм, изготовленный из смеси эпоксидной смолы и порошка Al_2O_3 с массовой долей 40%. Фантомы из такого рода материалов часто используются в исследованиях по изучению распространения ультразвука в костях черепа [31]. Этот же материал, но с другой массовой долей порошка Al_2O_3 , использовался для изготовления фантома кости черепа, описанного в главе 1 диссертационной работы. Образец был установлен плоскопараллельно между пьезопреобразователем и отражателем на специальной металлической рамке на рельсовой основе. Эта рамка может вращаться относительно вертикальной оси с помощью червячной передачи 5, что позволяет с точностью в 1° регулировать угол падения θ_0 УЗ

волны. Кроме того, устройство рамки позволяет беспрепятственно извлекать образец для измерения времени пролета УЗ импульса без образца. Измерения проводились для углов в диапазоне от 0° до 60° с шагом 5° .

Для возбуждения и приема коротких УЗ импульсов использовался высоковольтный излучатель-приемник (JSR Ultrasonics DPR300, Imaginant Inc., США). Оцифровка сигналов с излучателя-приемника производилась с помощью осциллографа (TDS5054B, Tektronix Inc., США). Излучатель-приемник имеет встроенный ограничитель амплитуды сигнала на выходе. Это позволяет настроить развертку осциллографа достаточно чувствительной для детектирования слабых отраженных импульсов без перегрузки канала осциллографа первым высоковольтным излучаемым импульсом.

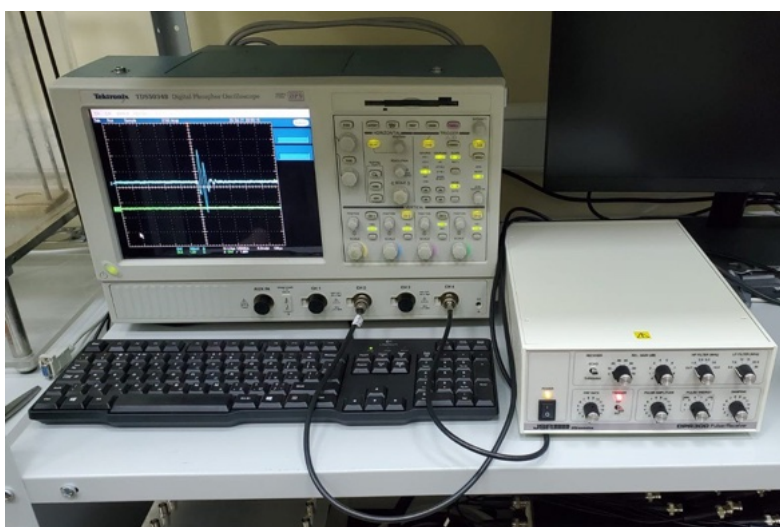


Рис. 2.7 Осциллограф Tektronix TDS5054B (слева) и излучатель-приемник JSR Ultrasonics DPR300 (справа).

На Рис. 2.8а представлен характерный импульсный сигнал, наблюдаемый на осциллографе при излучении импульса в бассейне без образца, и схема эксперимента. Виден первый импульс на $t_0 = 0.18$ мс, отразившийся от границы воды и отражателя С, а также небольшие по амплитуде последующие переотражения внутри отражателя, следующие эквидистантно. Нас интересует первый отраженный сигнал, он будет сравниваться с первым отраженным импульсом, прошедшим через исследуемый образец. При помещении образца между излучателем и отражателем осциллограмма меняется и появляются новые импульсы (Рис. 2.8б). На 0.10 и 0.11 мс наблюдаются импульсы, отразившиеся от границ А и В образца. Затем следует импульс на $t_{II} = 0.175$ мс, который прошел через образец как продольная волна, отразился от границы латунного отражателя и

вновь прошел через образец в качестве продольной волны. Задержка и спектральные величины именно этого импульса сравнивались с соответствующими величинами импульса, проходящего в воде между преобразователем и отражателем без образца. В дальнейшем повествовании этот импульс будет называться продольным и все характеризующие его величины будут подписываться индексом ll .

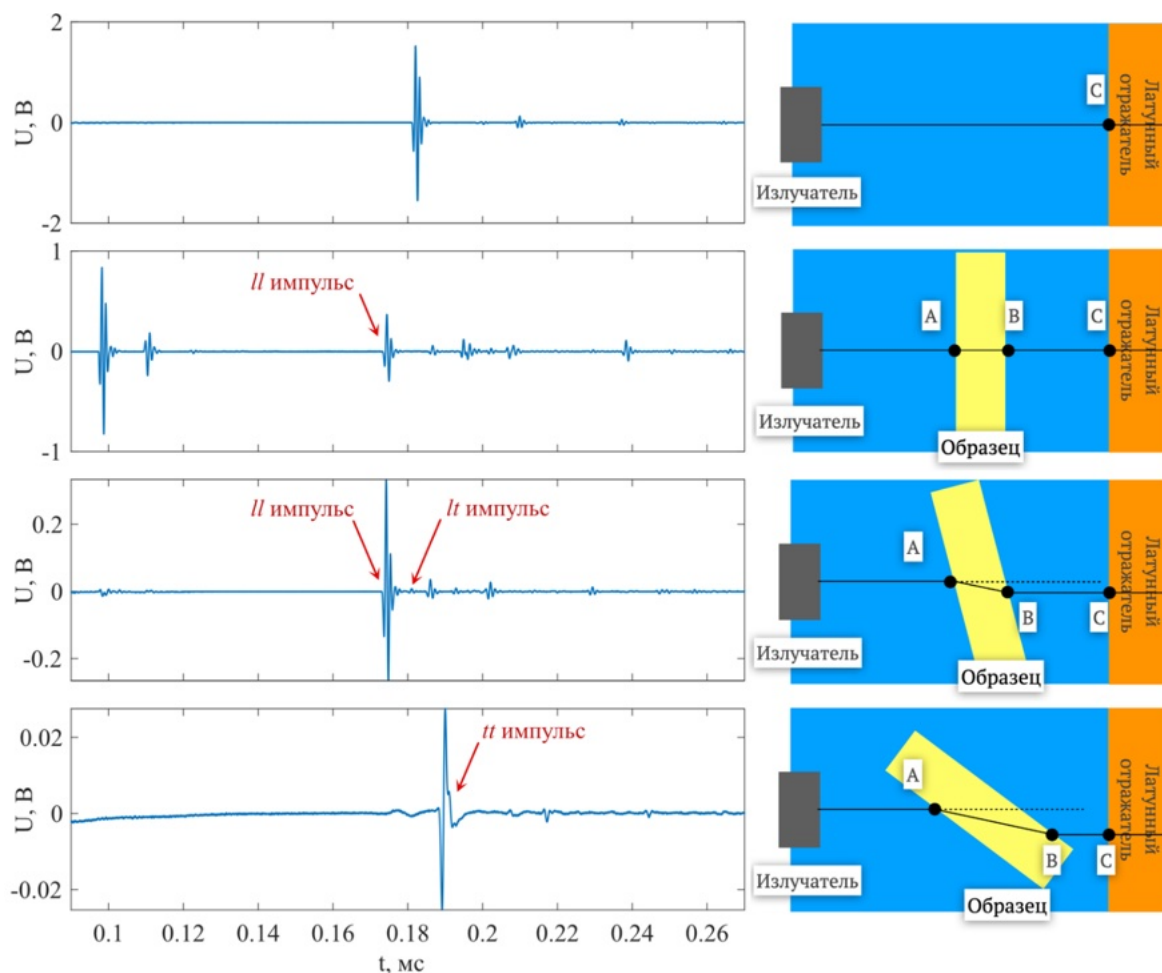


Рис. 2.8 Профили сигналов отраженных импульсов, наблюдаемых на осциллографе при разных конфигурациях преобразователя, образца и отражателя (конфигурации приведены справа от профилей). (а) – профиль сигнала при прохождении импульса в среде без образца, (б) – профиль сигнала при прохождении импульса через образец, помещенный плоскопараллельно между преобразователем и отражателем, (в) – профиль сигнала при прохождении импульса через образец, повернутый на угол 10° , не превышающий критического угла полного внутреннего отражения продольных волн, (г) – профиль сигнала при прохождении импульса через образец, повернутый на угол 50° , превышающий критический угол полного внутреннего отражения продольных волн.

При повороте образца на 10° (Рис. 2.8 в) импульсы, отраженные от образца, уходят под углом в сторону и не возвращаются на преобразователь, остается только продольный импульс, прошедший через образец с задержкой τ_{ll} . Кроме продольного импульса и его переотражений, созданных в латунном отражателе, из-за наклонного падения между эквидистантными переотражениями продольного импульса наблюдается импульс, вызванный сдвиговой волной в образце (обозначен красной стрелкой на Рис. 2.8в) на $t_{lt} = 0.175$ мс. Задержка $\tau_{lt} = t_{lt} - t_0$ такого импульса соответствует ситуации, когда в одну сторону импульс проходит в образце как продольная или сдвиговая волна, а обратно, наоборот, как сдвиговая или продольная, соответственно. На преобразователь приходят два таких импульса: один – продольно-сдвиговый, другой – сдвигово-продольный, однако из-за одинаковой задержки они накладываются друг на друга и наблюдаются на преобразователе как один импульс с удвоенной амплитудой. Этот продольно-сдвиговый (или сдвигово-продольный) импульс будет обозначаться индексом lt .

Сигнал tt , прошедший через образец дважды в качестве сдвигового импульса, при малых углах наблюдать затруднительно из-за его интерференции с переотражениями продольных и продольно-сдвиговых импульсов, а также из-за большого затухания сдвиговых волн в образце. Однако такой импульс легко наблюдать в ситуации, когда угол падения волны на образец превышает критический угол полного внутреннего отражения продольных волн. В этом случае через образец проходит исключительно tt импульс. Такая ситуация показана на Рис. 2.8г: когда образец повернут на угол 50° , виден один tt импульс и последующие эквидистантные переотражения, возникшие в отражателе.

Формулы (2.12), (2.19) и (2.23) для определения скорости продольных и сдвиговых волн $c_{l,t}$, частотной зависимости фазовой скорости и поглощения в образце в случае с отражателем и двойным прохождением переписутся следующим образом для случаев с ll и tt импульсами:

$$c_{l,t} = \frac{c_0}{\sqrt{\sin^2 \theta_0 + \left(\cos \theta_0 + \frac{c_0 \tau_{ll,tt}}{2H} \right)^2}}, \quad (2.12 \text{ а})$$

$$\alpha_{l,t}(\omega) = \frac{\sqrt{1 - \left(\frac{c_{l,t}}{c_0} \right)^2 \sin^2 \theta_0}}{2H} \ln \left[\frac{|T_{l,t}(\theta_0)|^2}{\frac{A_{ll,tt}(\omega)}{A_0(\omega)}} \right], \quad (2.19 \text{ а})$$

$$c_{l,t}(\omega) = \frac{2 \cos \theta_{l,t}}{\frac{\Delta \tilde{\varphi}_{ll,tt} - i\omega \Delta t_{ll,tt}}{\omega H} - \frac{2 \cos \theta_0}{c_0}}. \quad (2.23 \text{ а})$$

Для случая lt импульса получается следующие выражения:

$$c_t = \frac{c_0}{\sqrt{\sin^2 \theta_0 + \left(2 \cos \theta_0 + \frac{c_0 \tau_{ll}}{H} - \frac{c_0}{c_l \cos \theta_l}\right)^2}}, \quad (2.12 \text{ б})$$

$$\alpha_t(\omega) = \frac{\sqrt{1 - \left(\frac{c_t}{c_0}\right)^2 \sin^2 \theta_0}}{H} \left[\ln \left[\frac{|T_l(\theta_0)| \cdot |T_l(\theta_0)|}{\frac{A_{lt}(\omega)}{A_0(\omega)}} \right] - \alpha_l \frac{H}{\sqrt{1 - \left(\frac{c_l}{c_0}\right)^2 \sin^2 \theta_0}} \right], \quad (2.19 \text{ б})$$

$$c_t(\omega) = \frac{\cos \theta_t}{\frac{\Delta \tilde{\varphi}_{lt} - i\omega \Delta t_{lt}}{\omega H} - \frac{2 \cos \theta_0}{c_0} - \frac{\cos \theta_l}{c_l}}. \quad (2.23 \text{ б})$$

На Рис. 2.9 представлены результаты измерения скорости продольных и сдвиговых по задержкам импульсов. На графике синими точками показаны измеренные значения скорости продольных волн в образце, которые определены по формуле (2.12 а) по задержкам продольных импульсов ll . Скорость продольных волн можно измерить для углов $\theta_0 < \theta_{\text{crit}} \approx 38^\circ$, при значениях угла падения выше критического θ_{crit} продольные волны не проходят и измерить их характеристики не удастся. Оранжевыми точками показаны измеренные значения скорости сдвиговых волн в образце. При угле падения $\theta_0 = 0^\circ$ сдвиговые волны не возбуждаются, значения скорости сдвиговых волн при углах падения от 5° до 35° определены по задержкам сдвигово-продольных lt импульсов по формуле (2.12 б). При углах падения более θ_{crit} возбуждаются только сдвиговые волны. По задержкам сдвиговых tt импульсов по формуле (2.12 а) были измерены скорости сдвиговых волн. Видно, что разброс измеренных значений не превышает 1% для скорости продольных и поперечных волн, несмотря на то что каждое измерение было проведено для разных углов или разных типов импульсов (ll , tt и lt), что говорит о корректности определения соответствия импульсов на преобразователе с типом волны, бегущей в образце.

Амплитудный спектр некоторых принимаемых импульсов представлен на Рис. 2.10. Синей линией показан спектр импульса в отсутствие образца. Оранжевой линией показан спектр сигнала с образцом, помещенным параллельно преобразователю и отражателю ($\theta_0 = 0^\circ$). Амплитуда импульса снижена из-за частичного отражения импульса от границы вода-образец, а также из-за затухания продольных волн в образце. Желтой линией показан

амплитудный спектр при угле поворота образца $\theta_0 = 10^\circ$. Значения амплитуд нормированы на максимальное значение спектра импульса в отсутствие образца.

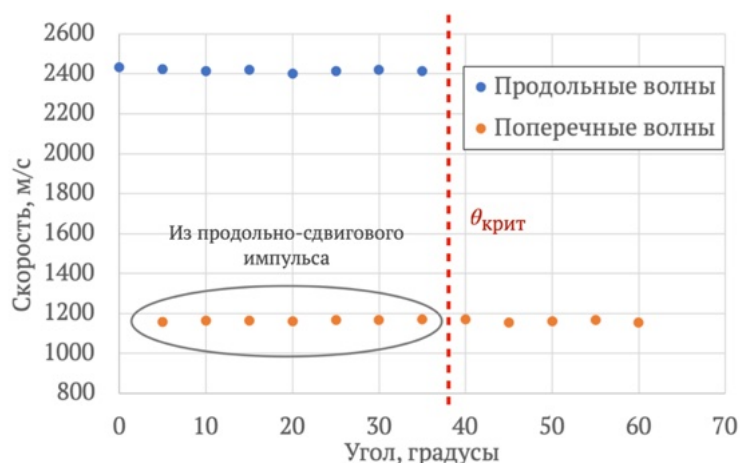


Рис. 2.9 Измеренные на основе задержек скорости продольных и сдвиговых волн в образце при разных углах падения θ_0 УЗ импульса на плоскопараллельный образец.

Спектр излучаемых и принимаемых импульсов имеет конечную ширину. Соотношение сигнал-шум сохраняется высоким при значениях спектра не меньше 0.1 от максимального значения спектра для каждого сигнала, поэтому при измерении частотных зависимостей затухания и фазовой скорости используется диапазон от 0.25 МГц до 1.2 МГц. Из отношения спектра амплитуды импульса с образцом к спектру амплитуды импульса без образца по формулам (2.19а) и (2.19б) можно получить частотную зависимость коэффициента поглощения продольных и сдвиговых волн в материале исследуемого образца.

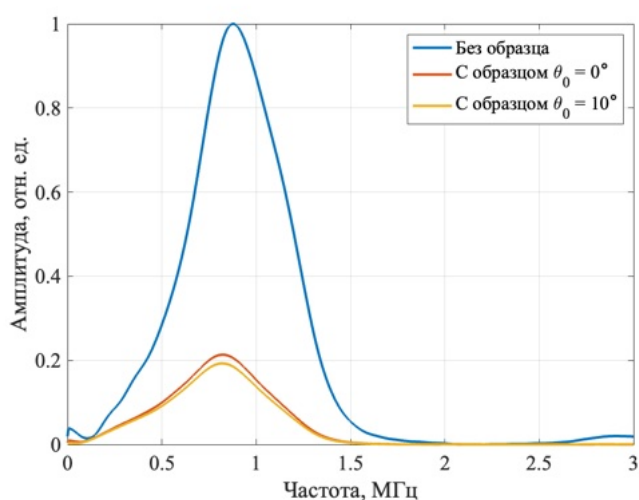


Рис. 2.10 Амплитудные спектры принимаемых преобразователем импульсов.

На Рис. 2.11 представлены измеренные частотные зависимости коэффициента поглощения продольных (а) и сдвиговых (б) волн в исследуемом образце. Полученные зависимости можно аппроксимировать степенной функцией вида [48]:

$$\alpha(f) = \alpha_0 \left(\frac{f}{f_0} \right)^\eta, \quad (2.24)$$

где α_0 – коэффициент поглощения на частоте f_0 . Аппроксимирующие функции представлены на графиках пунктирной линией. Для продольных волн: $\alpha_0 = 42 \frac{1}{\text{м}}$, $f_0 = 1 \text{ МГц}$, $\eta = 1.1$, для сдвиговых: $\alpha_0 = 150 \frac{1}{\text{м}}$, $f_0 = 1 \text{ МГц}$, $\eta = 0.9$. Видно, что все измеренные кривые хорошо согласуются между собой при различных углах падения θ_0 . Для измерений затухания продольных волн достаточную для расчета амплитуду сигнала имели сигналы для всех углов, кроме 35° , поскольку этот угол близок к значению критического угла $\theta_{\text{crit}} = 38^\circ$, при котором продольные волны уже не проходят через образец. Аналогично для сдвиговых волн есть две области малого коэффициента прохождения: при 0° и при θ_{crit} (Рис. 2.2), поэтому кривые для коэффициента поглощения, полученные из данных, измеренных при углах падения 5° , 35° и 40° , не представляются достоверными и не приведены на графике (Рис. 2.11).

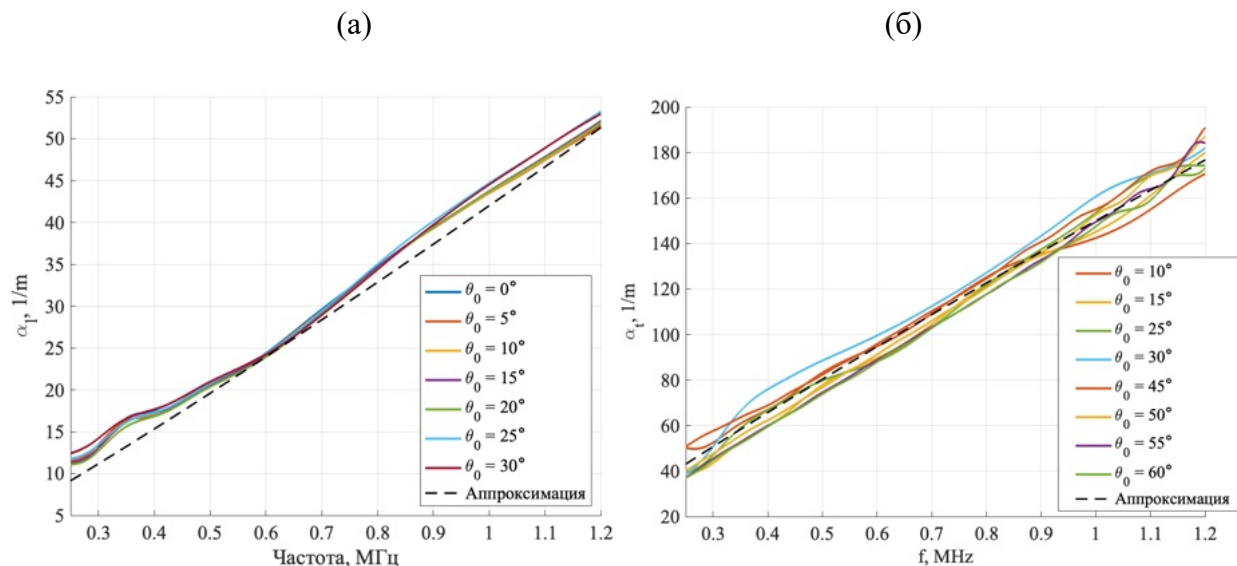


Рис. 2.11 Частотные зависимости коэффициента поглощения продольных (а) и сдвиговых (б) волн в образце. Цветом показаны зависимости, полученные при разных углах падения. Пунктирная линия – аппроксимация степенной функцией.

Из измеренных фазово-частотных характеристик УЗ импульсов по формулам (2.23а) и (2.23б) были получены частотные зависимости фазовой скорости продольных и

сдвиговых волн в образце (Рис. 2.12). Аналогично частотным зависимостям коэффициентов поглощения, частотные зависимости фазовой скорости достаточно плотно лежат на графике и разброс значений для продольных волн составляет не более 5%, а для сдвиговых волн не более 15%.

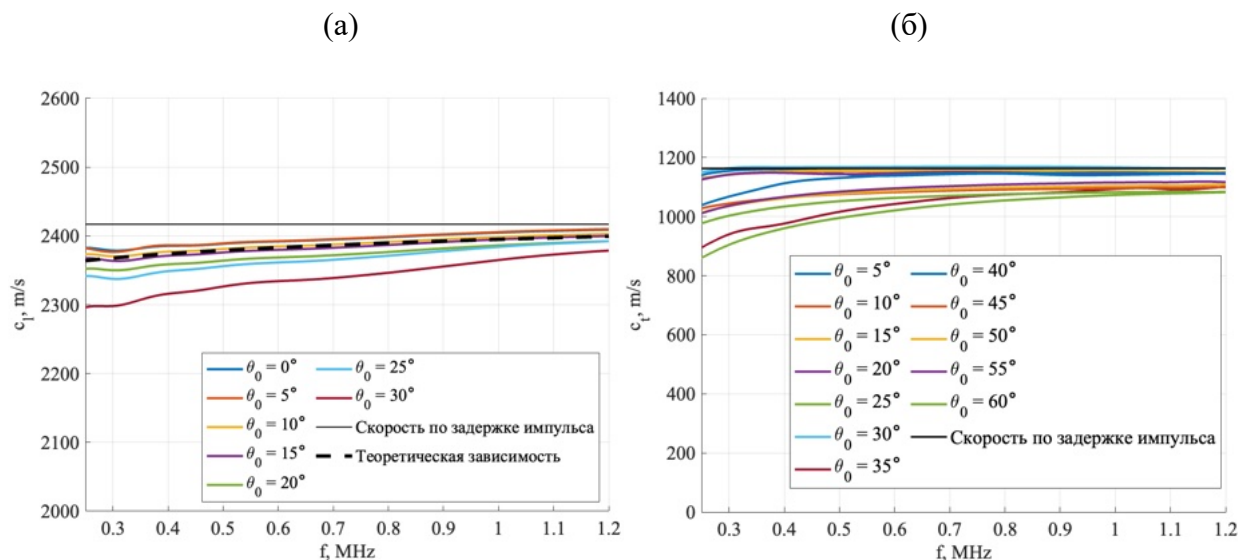


Рис. 2.12 Частотные зависимости фазовой скорости продольных (а) и сдвиговых (б) волн в образце. Цветом показаны зависимости, полученные при разных углах падения. Пунктирная линия – теоретическая зависимость (2.25). Сплошной линией показаны значения оценки скорости продольных и поперечных волн, полученные из задержек импульсов.

Связь между частотными зависимостями коэффициента поглощения и фазовой скорости волны в общем случае выражается соотношениями Крамерса-Кронига, вытекающими из принципа причинности. Их анализ показывает, что если частотная зависимость коэффициента поглощения продольных волн $\alpha_l(f)$ имеет вид степенной функции вида (2.24) с показателем степени, лежащем в диапазоне $0 < \eta < 2$, то для частотной зависимости фазовой скорости в той же частотной области верно следующее представление [49]:

$$c_l(f) = \frac{c(f_0)}{1 + \frac{\alpha_l(f_0)c_l(f_0)}{2\pi f_0} \operatorname{tg}\left(\frac{\pi}{2}\eta\right) \left[\left(\frac{f}{f_0}\right)^{\eta-1} - 1\right]}. \quad (2.25)$$

Согласно измерениям, фазовая скорость волн растет с частотой. Этот факт подтверждается теоретической зависимостью (2.25), которая показана пунктиром на Рис. 2.12а. Кроме того, фазовая скорость на всех частотах несколько меньше скорости фронта импульса. Это результат можно объяснить тем фактом, что фронт импульса формируется

высокочастотными компонентами спектра сигнала, т.е. близок к скорости волн очень высоких частот (которая имеет большее значение по сравнению со скоростями волн вблизи центральной частоты спектра импульса).

Интерес представляют также зависимости от угла коэффициентов прохождения посредством продольных и сдвиговых волн при наличии поглощения. На Рис. 2.2 кружками показаны результаты соответствующих измерений. Для сравнения на том же графике изображены теоретические кривые, полученные с учетом поглощения. Теоретические зависимости построены по формулам (2.2) и (2.3), в которых считалось $k_l = \omega/c_l + i\alpha_l$, $k_t = \omega/c_t + i\alpha_t$, а частотные зависимости скоростей и коэффициентов поглощения задавались в соответствии с найденными зависимостями (2.24) и (2.25). Оранжевый цвет соответствует продольным волнам, синий – поперечным.

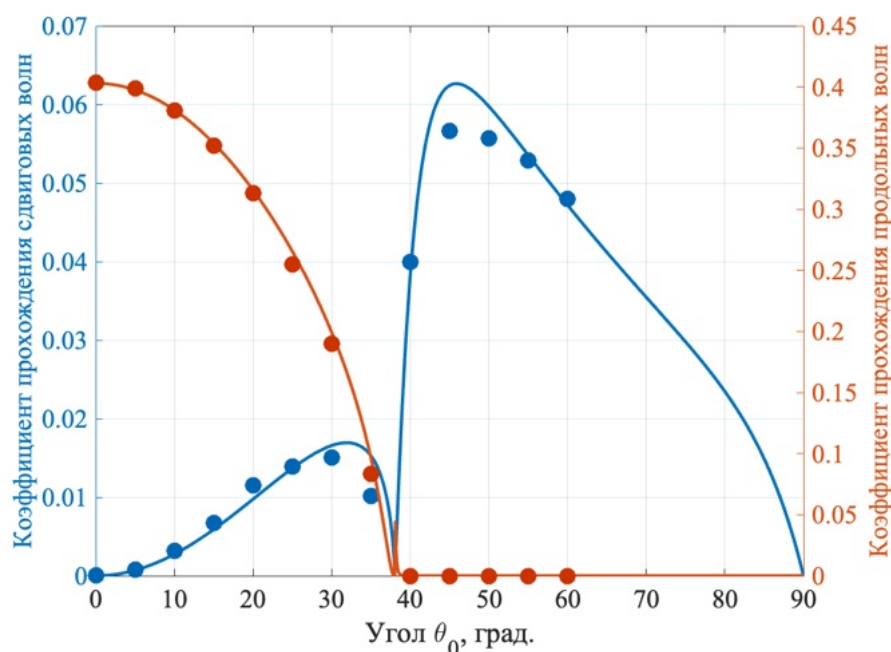


Рис. 2.13 Зависимость от угла коэффициента прохождения в совокупности с поглощением для продольных и сдвиговых волн. На графике две независимые оси ординат: оранжевая ось соответствует значениям коэффициента прохождения продольных волн, синяя – сдвиговых волн. Оранжевыми кружками показаны экспериментально измеренные значения коэффициента прохождения продольных волн. Синими кружками – значения коэффициента прохождения сдвиговых волн. Синяя сплошная линия – теоретически рассчитанная зависимость коэффициента прохождения поперечных волн с учетом поглощения, оранжевая сплошная – продольных волн.

Видно общее сходство графиков с теоретическими зависимостями, полученными без учета поглощения (Рис. 2.2). Однако из-за наличия поглощения значения коэффициентов

прохождения оказались гораздо меньшими по сравнению с теоретическими значениями для непоглощающего материала слоя. Из-за наличия затухания коэффициент прохождения слоя посредством продольной волны уменьшился почти в два раза, а коэффициент прохождения посредством сдвиговой волны составил 6% от коэффициента прохождения, полученного для случая без затухания. Тем не менее, значение коэффициента прохождения сдвиговых волн оказалось весьма заметным.

2.1.3 Фокусировка через твердый слой

Описанные выше результаты для прохождения ультразвука через упругий слой относятся к плоским волнам. На практике интерес представляет прохождение через череп фокусированных пучков. Эта задача может быть решена методами компьютерного моделирования [44, 50, 51]. Однако интерес представляет и аналитическое решение соответствующей задачи в упрощенной постановке. Это удобно сделать с использованием приведенных выше результатов решения задачи для наклонно падающей плоской волны, учитывая тот факт, что акустический пучок произвольной структуры может быть рассмотрен в виде суперпозиции плоских волн разных направлений (представление в виде углового спектра).

Пусть в жидкости находится плоскопараллельный упругий слой толщины H и на него падает акустическая волна с возмущением давления $p = p(x, y, z, t)$. Будем считать, что ось z ориентирована перпендикулярно слою. При описании поля в жидкости будем использовать представление в виде спектрального разложения. Сначала разложим временную зависимость в спектр Фурье по обычным частотам:

$$p(x, y, z, t) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} P(x, y, z, \omega) e^{-i\omega t} d\omega, \quad (2.26)$$

а потом каждую спектральную компоненту разложим в угловой спектр:

$$P(x, y, z, \omega) = \frac{1}{(2\pi)^2} \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} S(\omega, k_x, k_y, z) e^{i(k_x x + k_y y)} dk_x dk_y. \quad (2.27)$$

При распространении в свободном пространстве уравнение Гельмгольца дает известное решение: $S(\omega, k_x, k_y, z) = S_0(\omega, k_x, k_y) e^{iz\sqrt{k_0^2 - k_x^2 - k_y^2}}$, где $k_0 = \omega/c_0$ – волновое число

в жидкости. Если бы слоя не было (т.е. вместо него был бы слой той же жидкости), то при прохождении слоя пространственный спектр изменяется так:

$$S_{\text{no layer}}(\omega, k_x, k_y, z_0 + H) = S(\omega, k_x, k_y, z_0) e^{iH\sqrt{k_0^2 - k_x^2 - k_y^2}} \quad (2.28)$$

Рассмотрим теперь изменение углового спектра прошедшей волны при наличии слоя. Как отмечалось выше, нас будет интересовать первый прошедший сигнал, т.е. однократный проход через слой. Коэффициент прохождения $T = T_l + T_t$ описывается формулами (2.2) – (2.4). Их нужно переписать с использованием пространственных частот. Заметим, что поскольку слой предполагается расположенным далеко от излучателя, все ненулевые компоненты углового спектра находятся в пределах круга распространяющихся волн, т.е.

$$k_x^2 + k_y^2 \leq k_0^2 \quad (2.29)$$

Синусы и косинусы разных углов выражаются так:

$$\sin \theta_0 = \frac{\sqrt{k_x^2 + k_y^2}}{k_0}, \quad \cos \theta_0 = \sqrt{1 - \frac{k_x^2 + k_y^2}{k_0^2}}, \quad (2.30)$$

$$\sin \theta_l = \frac{\sqrt{k_x^2 + k_y^2}}{k_l}, \quad \cos \theta_l = \begin{cases} \sqrt{1 - \frac{k_x^2 + k_y^2}{k_l^2}}, & k_x^2 + k_y^2 \leq k_l^2 \\ i\sqrt{\frac{k_x^2 + k_y^2}{k_l^2} - 1}, & k_x^2 + k_y^2 > k_l^2 \end{cases}, \quad (2.31)$$

$$\sin \theta_t = \frac{\sqrt{k_x^2 + k_y^2}}{k_t}, \quad \cos \theta_t = \begin{cases} \sqrt{1 - \frac{k_x^2 + k_y^2}{k_t^2}}, & k_x^2 + k_y^2 \leq k_t^2 \\ i\sqrt{\frac{k_x^2 + k_y^2}{k_t^2} - 1}, & k_x^2 + k_y^2 > k_t^2 \end{cases}. \quad (2.32)$$

Неоднородные продольные и сдвиговые волны, возникающие на первой границе раздела при падении под углами большими критических углов (углов полного отражения), экспоненциально затухают. Поскольку слой предполагается толстым, можно считать, что они не достигают второй границы раздела, и поэтому соответствующий коэффициент

прохождения можно считать нулевым. В итоге выражения (2.2) и (2.3), описывающие коэффициент прохождения, принимают вид:

$$T_t = \begin{cases} \frac{Z_0}{Z_t} \left[\frac{2Z_t \cos(2\theta_t)}{Z_0 + Z_t \cos^2(2\theta_t) + Z_t \sin^2(2\theta_t)} \right]^2 e^{i(k_t \cos \theta_t - k_0 \cos \theta_0)H}, & k_x^2 + k_y^2 \leq k_t^2 \\ 0, & k_x^2 + k_y^2 > k_t^2 \end{cases}, \quad (2.33)$$

$$T_t = \begin{cases} -\frac{2\rho_0}{\rho} \sin(2\theta_t) \tan \theta_0 \left[\frac{2Z_t \cos \theta_t}{Z_0 + Z_t \cos^2(2\theta_t) + Z_t \sin^2(2\theta_t)} \right]^2 e^{i(k_t \cos \theta_t - k_0 \cos \theta_0)H}, & k_x^2 + k_y^2 \leq k_t^2 \\ 0, & k_x^2 + k_y^2 > k_t^2 \end{cases} \quad (2.34)$$

Синусы и косинусы в выражении для T_t – чисто действительные, и поэтому амплитудный и фазовый множители разделяются. На первый взгляд, то же самое справедливо и для T_t : Однако это не так, поскольку при больших углах падения θ_0

подкоренное выражение для $\cos \theta_t = \sqrt{1 - \frac{k_x^2 + k_y^2}{k_t^2}} = \sqrt{1 - \frac{c_t^2}{c_0^2} \sin^2 \theta_0}$ становится

отрицательным, из-за чего (с учетом требования на затухающий характер неоднородных

волн) нужно считать $\cos \theta_t = i \sqrt{\frac{c_t^2}{c_0^2} \sin^2 \theta_0 - 1}$, т.е. приведенный импеданс для продольных

волн $Z_t = \rho c_t / \cos \theta_t$ становится мнимым $Z_t = -i|Z_t|$, хотя соответствующий импеданс для

сдвиговых волн при этом действительный. Поэтому при расчетах T_t нужно рассматривать

разные области по-разному:

$$T_t = \begin{cases} -\frac{2\rho_0}{\rho} \sin(2\theta_t) \tan \theta_0 \cdot \left(\frac{2Z_t \cos \theta_t}{Z_0 + Z_t \cos^2(2\theta_t) + Z_t \sin^2(2\theta_t)} \right)^2 e^{i(k_t H \cos \theta_t - k_0 H \cos \theta_0)}, & k_x^2 + k_y^2 \leq k_t^2 \\ -\frac{2\rho_0}{\rho} \sin(2\theta_t) \tan \theta_0 \cdot \left(\frac{2Z_t \cos \theta_t}{Z_0 - i|Z_t| \cos^2(2\theta_t) + Z_t \sin^2(2\theta_t)} \right)^2 e^{i(k_t H \cos \theta_t - k_0 H \cos \theta_0)}, & k_t^2 < k_x^2 + k_y^2 \leq k_t^2 \\ 0, & k_x^2 + k_y^2 > k_t^2 \end{cases} \quad (2.35)$$

В средней строчке здесь можно записать:

$$\left[\frac{2Z_t \cos \theta_t}{Z_0 - i|Z_t| \cos^2(2\theta_t) + Z_t \sin^2(2\theta_t)} \right]^2 = \frac{(2Z_t \cos \theta_t)^2}{\left[Z_0 + Z_t \sin^2(2\theta_t) \right]^2 + |Z_t|^2 \cos^4(2\theta_t)} e^{i2 \arctan \left[\frac{|Z_t| \cos^2(2\theta_t)}{Z_0 + Z_t \sin^2(2\theta_t)} \right]} \quad (2.36)$$

Полученные выражения (2.30) – (2.36) позволяют перейти к анализу прохождения через слой акустической волны с произвольной пространственной структурой. Будем интересоваться прохождением фокусированного акустического пучка. Чтобы иметь возможность аналитического описания, в качестве модельного волнового поля возьмем точное решение уравнения Гельмгольца для квазигатуссовского пучка [52]. Расположим фокус в точке с координатой $(x, y, z) = (0, 0, F)$. В пренебрежении встречными волнами выражение для углового спектра такого пучка имеет вид:

$$S(\omega, k_x, k_y, z) = P_0 \frac{\pi z_d}{\sinh^2(k_0 z_d)} \frac{\sinh \left[z_d \left(k_0 + \sqrt{k_0^2 - k_x^2 - k_y^2} \right) \right]}{\sqrt{k_0^2 - k_x^2 - k_y^2}} e^{-iF \sqrt{k_0^2 - k_x^2 - k_y^2}} \quad (2.37)$$

Здесь $z_d = k_0 a^2 / 2$, a – радиус фокальной перетяжки, P_0 – амплитуда в фокусе. Чтобы избежать расчетов экспоненциальной функции с большими показателями, это выражение удобное переписать в эквивалентном виде:

$$S_0(\omega, k_x, k_y) = P_0 \frac{2\pi z_d}{(1 - e^{-2k_0 z_d})^2} \frac{e^{-(k_0 - k_z)z_d} - e^{-(3k_0 + k_z)z_d}}{k_z} e^{-ik_z F} \Bigg|_{k_z = \sqrt{k_0^2 - k_x^2 - k_y^2}} \quad (2.38)$$

После прохождения через слой комплексная амплитуда давления выражается следующим образом:

$$P(x, y, z, \omega) = \frac{1}{(2\pi)^2} \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} S_0(\omega, k_x, k_y, z) T(\omega, k_x, k_y, H) e^{i(k_x x + k_y y + k_z z)} dk_x dk_y \Bigg|_{k_z = \sqrt{k_0^2 - k_x^2 - k_y^2}} \quad (2.39)$$

Поскольку пучок аксиально симметричен и его ось перпендикулярна твердотельному слою, то и угловой спектр, и пропагатор зависят лишь от величины $k_{\perp} = \sqrt{k_x^2 + k_y^2}$, а само поле зависит от $r_{\perp} = \sqrt{x^2 + y^2}$. Обозначим

$$F_0(\omega, k_{\perp}) = S_0(\omega, k_x, k_y) = P_0 \frac{2\pi z_d}{(1 - e^{-2k_0 z_d})^2} \frac{e^{-(k_0 - k_z)z_d} - e^{-(3k_0 + k_z)z_d}}{k_z} e^{-ik_z F} \Big|_{k_z = \sqrt{k_0^2 - k_{\perp}^2}} \quad (2.40)$$

В силу аксиальной симметрии задачи представление через угловой спектр (2.39) сводится к одномерным интегралам:

$$P(0, z, \omega) = P_l(0, z, \omega) + P_t(0, z, \omega), \quad (2.41)$$

$$P_l(r_{\perp}, z, \omega) = \frac{1}{2\pi} \int_0^{k_l} F_0(\omega, k_{\perp}) T_l(\omega, k_{\perp}, H) J_0(k_{\perp} r_{\perp}) e^{iz\sqrt{k_0^2 - k_{\perp}^2}} k_{\perp} dk_{\perp}, \quad (2.42)$$

$$P_t(r_{\perp}, z, \omega) = \frac{1}{2\pi} \int_0^{k_l} F_0(\omega, k_{\perp}) T_t(\omega, k_{\perp}, H) J_0(k_{\perp} r_{\perp}) e^{iz\sqrt{k_0^2 - k_{\perp}^2}} k_{\perp} dk_{\perp}. \quad (2.43)$$

Здесь верхний предел в интегралах учитывает, что в исходном пучке нет эванесцентных компонент.

Выражения (2.42) и (2.43) позволяют рассчитать комплексную амплитуду акустического давления в любой точке пространства. Для конкретности рассмотрим поле на оси ($r_{\perp} = 0$). Тогда функция Бесселя принимает значение равное единице и выражения (2.42) и (2.43) принимают более простой вид:

$$P_l(0, z, \omega) = \frac{1}{2\pi} \int_0^{k_l} F_0(\omega, k_{\perp}) T_l(\omega, k_{\perp}, H) e^{iz\sqrt{k_0^2 - k_{\perp}^2}} k_{\perp} dk_{\perp}, \quad (2.44)$$

$$P_t(0, z, \omega) = \frac{1}{2\pi} \int_0^{k_l} F_0(\omega, k_{\perp}) T_t(\omega, k_{\perp}, H) e^{iz\sqrt{k_0^2 - k_{\perp}^2}} k_{\perp} dk_{\perp}. \quad (2.45)$$

При анализе удобно анализировать безразмерные амплитуды $P_l(0, z, \omega)/P_0$ и $P_t(0, z, \omega)/P_0$, а координату z нормировать на фокусное расстояние, т.е. рассматривать безразмерную координату z/F . Тогда задача зависит от трех независимых безразмерных параметров. Первым является безразмерная толщина слоя H/F . Вторым параметром является величина $K_{\text{фоc}} = F/z_d$, имеющая смысл коэффициента усиления при фокусировке (отношение амплитуды давления в фокусе к амплитуде давления в фокусе при отсутствии

слоя). Наконец, в качестве третьего параметра служит величина $k_0 z_d$; она пропорциональна отношению площади фокальной перетяжки к квадрату длины волны. Вместо $k_0 z_d$ удобно использовать связанную с ней величину

$$\theta_{\text{foc}} = \sqrt{2/(k_0 z_d)} \cdot 180/\pi, \quad (2.46)$$

которая характеризует полуугол раскрыва волнового фронта рассматриваемого фокусируемого пучка, выраженный в градусах.

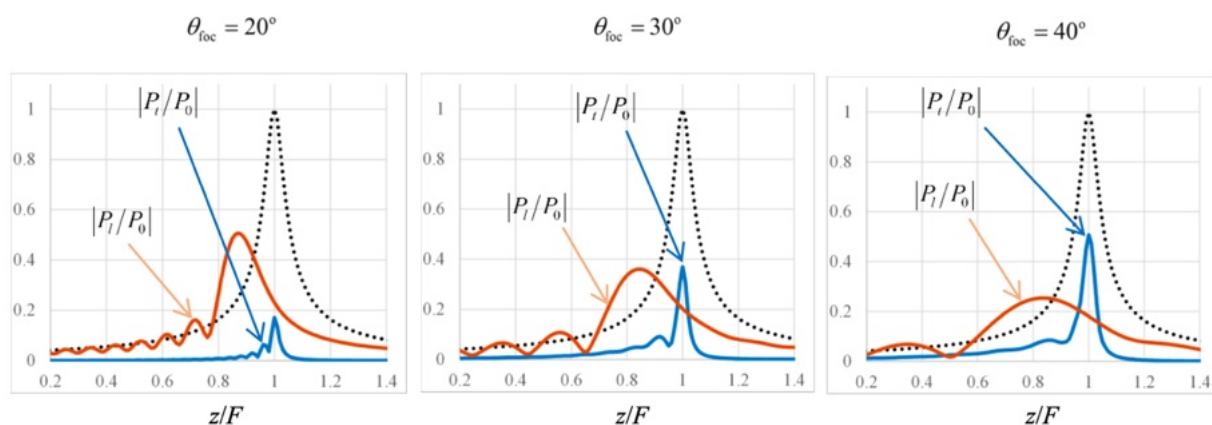


Рис. 2.14 Зависимость амплитуд волн $|P_l/P_0|$ и $|P_t/P_0|$ на оси от расстояния z/F для разных углов фокусировки θ_{foc} при $H/F = 0.1$ и $K_{\text{foc}} = 30$. Материал слоя имеет акустические параметры кости черепа. Пунктирная линия описывает амплитуду волны при отсутствии упругого слоя

На Рис. 2.14 приведены результаты расчетов для зависимости $|P_l(0, z, \omega)/P_0|$ и $|P_t(0, z, \omega)/P_0|$ от координаты z/F для безразмерной толщины слоя $H/F = 0.1$, коэффициента усиления $K_{\text{foc}} = 30$ и нескольких значений угла θ_{foc} . Пунктирная линия показывает зависимость амплитуды от осевой координаты в случае отсутствия слоя. Видно, что при введении слоя амплитуда волны заметно уменьшается, что объясняется главным образом потерями из-за отражения от границ слоя. При малом угле фокусировки $\theta_{\text{foc}} = 20^\circ$ относительный вклад сдвиговых волн (синяя кривая) мал по сравнению с вкладом продольных волн. Причиной является низкая эффективность генерации сдвиговых волн при малых углах падения (см. Рис. 2.2). С увеличением угла фокусировки канал преломления, связанный с генерацией сдвиговых волн, дает больший вклад и начинает превышать вклад от преломленных продольных волн в отсутствие поглощения. При

наличии поглощения вклад сдвиговых волн уменьшится, однако все равно может оказаться сравнимым с вкладом продольных волн, как было показано в работе [13].

Важно также отметить, что максимум амплитуды для каждой из волн достигается при координате, меньшей фокусного расстояния. Наибольший сдвиг испытывает максимум для продольных волн, что объясняется их большей скоростью. Другой важной особенностью поведения амплитуд прошедших волн является тот факт, что зона высоких амплитуд (фокальная область) для продольных волн размыта по сравнению с фокальной областью в случае отсутствия слоя. Этот эффект вызван тем, что наклонные участки волнового фронта преобразуются в слое в продольную преломленную волну неэффективно, особенно при превышении угла полного отражения. Для преломленных сдвиговых волн эффект обратный, что и объясняет хорошую локализацию соответствующей волны.

§2.2 Ультразвуковой доплеровский метод для измерения упругости скелетных мышц

Наряду с обсужденной выше ролью сдвиговых волн в процессе транскраниального ультразвукового зондирования структур мозга, сдвиговые волны оказываются практически важными и в случае мягких биотканей. Наличие сдвиговой упругости среды является основой эластографии – диагностического метода оценки состояния биологических тканей, получившего бурное развитие в последние годы [53–58]. Эластография базируется на измерении упругих характеристик тканей путем создания и анализа сдвиговых деформаций, которые либо возбуждаются внутри тела человека с помощью пульсаций сердца и сосудов [14], либо возбуждаются неинвазивно внешними источниками. Одним из способов является использование низкочастотных вибраторов на поверхности ткани [59]. Другой подход основан на использовании импульсного фокусированного ультразвука, оказывающего (за счет эффекта радиационного давления) толкающее действие на среду и за счет этого возбуждающего в ней сдвиговые волны [60, 61]. В качестве метода обработки сигналов в получивших в последнее время распространение методах используется корреляционная обработка сигналов, которая требует для визуализации в реальном времени большой скорости обработки сигналов, значительных вычислительных мощностей, а также больших объемов оперативной памяти, что в свою очередь приводит к высокой стоимости устройств, используемых для визуализации.

Альтернативой такому подходу в обработке сигналов на первых этапах развития эластографии выступал УЗ доплеровский метод эластографии [17, 55, 62]. Этот метод имеет определенные преимущества, поскольку позволяет значительно снизить требования к оперативной памяти, скорости передачи данных и вычислительной мощности устройств визуализации. Метод почти не используется в современных устройствах, поскольку имеет некоторые ограничения: частота колебаний низкочастотных сдвиговых волн, регистрируемых в указанном методе с помощью ультразвука, должна быть достаточно высокой, чтобы распространяться в исследуемых органах в виде бегущих волн, но в то же время не слишком высокой, чтобы не происходило быстрого затухания сдвиговых волн на малой глубине. С учетом описанных ограничений областью применимости доплеровского метода являются приповерхностные области человеческого тела. В частности, он может оказаться удобным для измерения упругости скелетных мышц, которые залегают на небольшой глубине (в отличие от внутренних органов).

Определение упругости скелетных мышц является составной частью функциональной диагностики спортсменов и диагностики заболеваний опорно-двигательного аппарата. Мониторинг упругости скелетных мышц позволяет предотвращать развитие спортивных травм скелетных мышц [63], контролировать процесс восстановления после травм [64], поддерживать эффективность спортивных тренировок, предотвращая перегрузку скелетных мышц [65]. Показано, что упругость скелетных мышц непосредственно влияет на эффективность выполнения спортивных упражнений [66]. Совокупность факторов, приводящих к потенциальному удешевлению необходимой для реализации доплеровского метода электроники по сравнению с другими методами эластографии, и возможность применения этого метода для измерения упругости скелетных мышц открывает возможность разработки доступных персональных носимых устройств, которые могут стать дополнительным средством диагностики и мониторинга заболеваний опорно-двигательного аппарата, а также способом предотвращения перетренировки и травм спортсменов. Это делает развитие доступного метода измерения сдвиговой упругости скелетных мышц актуальной и перспективной задачей акустики применительно к медицине [16, 67]

2.2.1 Определение упругости мягкой ткани ультразвуковым доплеровским методом

Если в ткани сдвиговая упругость преобладает над сдвиговой вязкостью, то фазовая скорость сдвиговой волны c_t зависит только от модуля сдвига μ и плотности ρ ткани [68]. Измерив фазовую скорость сдвиговой волны, можно вычислить модуль сдвига мягкой ткани по формуле:

$$\mu = \rho c_t^2 \quad (2.47)$$

Измерение фазовой скорости сдвиговой волны доплеровским методом производится с помощью ультразвуковых зондирующих импульсов, излучаемых одноэлементным пьезопреобразователем, расположенном на поверхности кожи, и распространяющихся в мягкой ткани (Рис. 2.15). Отражаясь от рассеивателей в мягкой ткани, например от волокон в мышцах, УЗ зондирующие импульсы приобретают доплеровское смещение частоты, которое содержит в себе информацию о фазе колебаний рассеивателей под действием сдвиговой волны. Метод обработки зондирующих импульсов, предложенный J. Sato [17] и позднее модифицированный Е.М. Тиманиным [18] с использованием современных

электронных компонент, позволяет получить распределение фазы низкочастотных колебаний в мягкой ткани и определить фазовую скорость сдвиговой волны c_s .

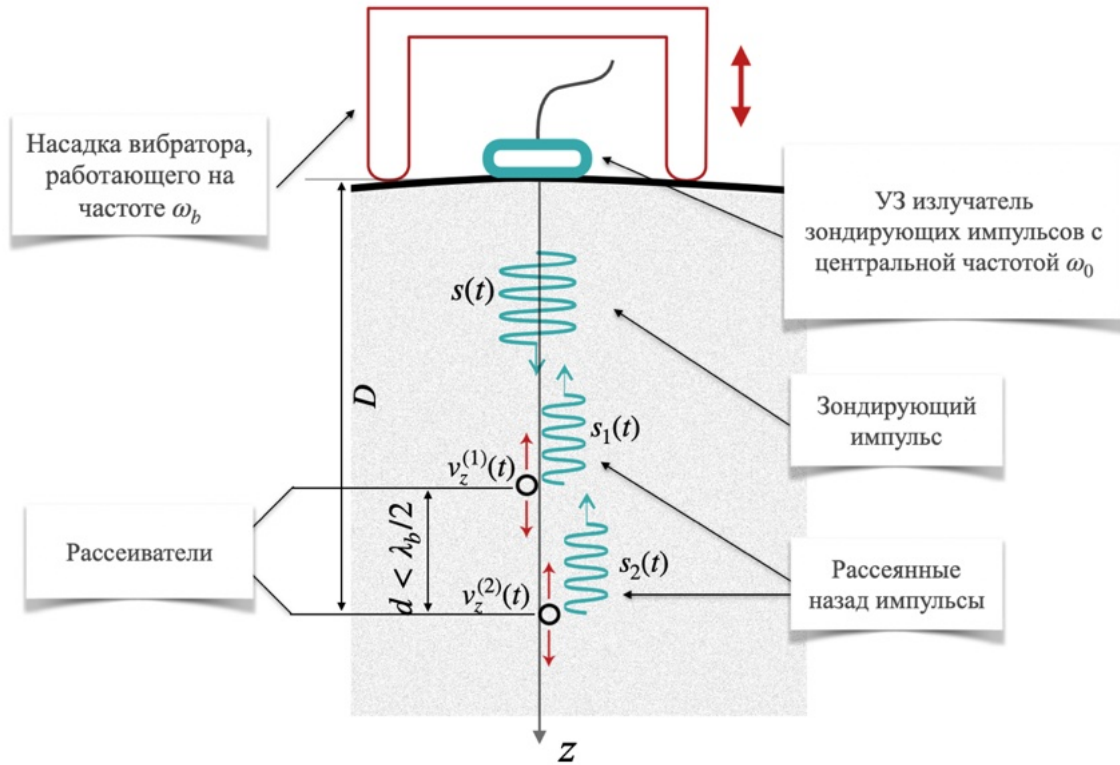


Рис. 2.15 Схема измерения упругости мягких тканей ультразвуковым доплеровским методом.

Пусть излучаемые УЗ зондирующие импульсы с амплитудой s_0 и частотой ω_0 распространяются вдоль оси z (Рис. 2.15) и имеют гармоническое заполнение: $s(t) = s_0 \sin \omega_0 t$. Если проекция колебательной скорости рассеивателя $v_z(t)$ на ось z на трассе распространения зондирующего импульса меняется по закону:

$$v_z(t) = v_0 \cos(\Omega t + \Phi), \quad (2.48)$$

где v_0 , Ω , и Φ — амплитуда, частота и фаза колебательной скорости рассеивателя, соответственно, то отраженный импульс приобретет доплеровский сдвиг частоты:

$$\omega_d = \frac{2\omega_0 v_0}{c} \cos(\Omega t + \Phi) \quad (2.49)$$

где c — скорость звука в мягкой ткани. Отраженный импульс, принятый УЗ пьезопреобразователем, будет иметь гармоническое заполнение вида:

$$s_r(t) = s_{r0} \sin \left[\omega_0 t + m \cos(\Omega t + \Phi) + \varphi_0 \right], \quad (2.50)$$

где φ_0 – постоянный набег фазы на трассе распространения УЗ зондирующего импульса,

$m = \frac{2\omega_0 v_0}{c\Omega}$. Из (2.50) следует, что фаза отраженного УЗ импульса определяется

колебательной скоростью рассеивателя. Амплитуда и фаза колебательной скорости рассеивателя может быть вычислена путем квадратурной обработки [35] отраженного импульса. Для этого импульс $s_r(t)$ перемножается с прямой и квадратурной компонентами зондирующего импульса. После фильтрации удвоенной частоты $2\omega_0$ выделяется два квадратурных доплеровских сигнала: синусный Y_s и косинусный Y_c , из которых рассчитывается временной профиль проекции колебательной скорости рассеивателя $v_z(t)$ по формуле:

$$v_z(t) = \frac{c}{2\omega_0} \frac{Y_c \frac{dY_s}{dt} - Y_s \frac{dY_c}{dt}}{Y_s^2 + Y_c^2}. \quad (2.51)$$

Используя рассчитанные профили $v_z(t)$ для двух рассеивателей, расстояние между которыми не превышает длины сдвиговой волны на частоте Ω , можно определить скорость распространения квазиплоской сдвиговой волны в области рассеивателей:

$$c_t = \Omega \frac{\Delta r}{\Delta \psi} \cos \alpha \quad (2.52)$$

где Δr — расстояние между рассеивателями $\Delta r = |\vec{r}_2 - \vec{r}_1|$ (Рис. 2.16), α — угол между осью распространения УЗ импульсов и волновым вектором сдвиговой волны, $\Delta \psi$ — разность фаз колебаний рассеивателей. По измеренной фазовой скорости сдвиговой волны по формуле (2.47) вычисляется модуль сдвига среды.

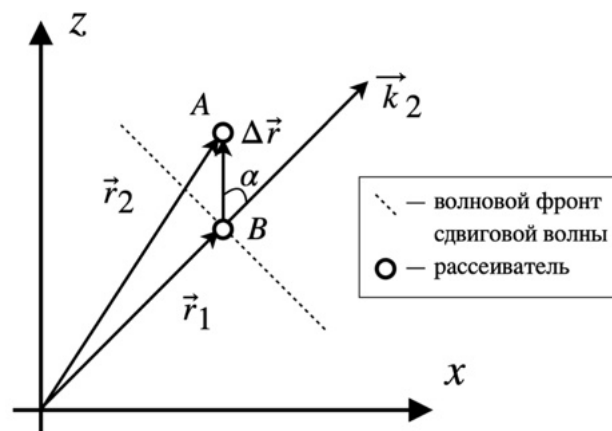


Рис. 2.16 Схема относительного расположения рассеивателей и волнового вектора сдвиговой волны \vec{k}_2 .

Длина сдвиговых волн в мягких тканях на исследуемых частотах (150 – 250 Гц) варьируется в пределах нескольких см. На указанных частотах приповерхностная область мышечной ткани находится в ближнем поле низкочастотного излучателя, имеющего сложную пространственную структуру. Обычно используемый подход [69], основанный на расчете в приближении дальнего поля, может давать значительные погрешности в определении сдвиговой упругости ткани. Для корректного расчета сдвига фаз между рассеивателями необходимо учитывать структуру поля колебательной скорости вблизи низкочастотного излучателя.

2.2.2 Расчет и измерение смещений в ближнем поле низкочастотного излучателя

Измерения смещений, создаваемых низкочастотным излучателем, проводились в желатиновом фантоме [70] (№1) 1 цилиндрической формы с радиусом 50 мм и высотой 60 мм (Рис. 2.17). Модуль сдвига фантома $\mu = (11.85 \pm 0.18)$ кПа был измерен методом индентирования (методом вдавливания в поверхность образца жесткого толкателя – индентора, в качестве которого используется металлический шарик). В фантом был заморожен одноосный миниатюрный акселерометр 2 Brüel & Kjær 4374. Масса акселерометра 0.65 г, диаметр 5 мм, высота 6.3 мм. Эти размеры существенно меньше длины сдвиговой волны (23 мм на частоте 150 Гц), что позволяет проводить локальные измерения поля. Акселерометр располагался на оси цилиндрического фантома на расстоянии 20 мм от нижней поверхности.

В качестве низкочастотного излучателя 3 использовался брусок квадратного сечения со стороной 8 мм и длиной 50 мм, который совершал колебания вдоль оси z под действием вибратора 4 Brüel & Kjær 4810 на частоте 150 Гц. Подвижная часть вибратора, контрольный одноосный акселерометр 5 Brüel & Kjær 8305 и брусок жестко соединялись друг с другом с помощью резьбового соединения. Фантом закреплялся в подвижном держателе на высоте, позволяющей установить под ним низкочастотный излучатель. Акселерометры 2 и 5 подключались к двухканальному осциллографу через усилитель заряда и позволяли измерять амплитуду колебаний излучателя на поверхности фантома и области среды, где находился акселерометр 2. Амплитуда вертикальных колебаний излучателя составляла 0.5 мкм. В начальном положении x_0 излучатель располагался под акселерометром на расстоянии 20 мм от него. В процессе измерений излучатель смещался в горизонтальном направлении x на расстояние 20 мм с шагом 2.5 мм.

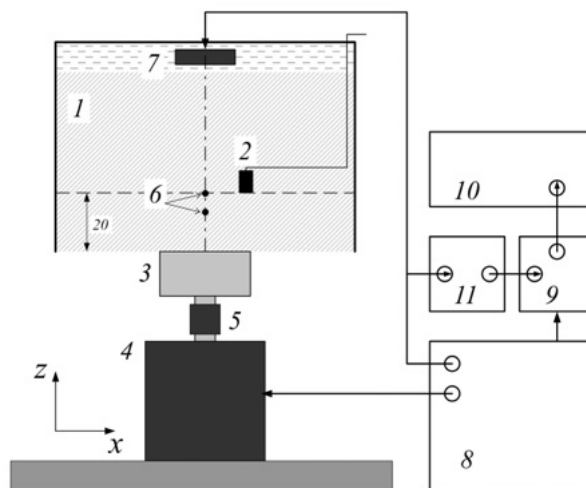


Рис. 2.17 Схема экспериментальной установки для измерения модуля сдвига упругого фантома доплеровским методом. 1 - желатиновый фантом, 2 – замороженный акселерометр, 3 – низкочастотный излучатель, 4 - вибратор, 5 – контрольный акселерометр, 6 – сферические рассеиватели, 7 – ультразвуковой пьезопреобразователь, 8 – генератор сигналов, 9 – осциллограф, 10 – компьютер, 11 – диодный ограничитель.

Численное моделирование проведено для двумерного случая в прямоугольнике со сторонами 100x60 мм (Рис. 2.18а) методом конечных элементов (МКЭ) в программном пакете COMSOL Multiphysics. Модуль сдвига в области прямоугольника $\mu = 12$ кПа, коэффициент Пуассона $\sigma = 0.4999$, плотность $\rho = 1000$ кг/м³. Величина коэффициента динамической вязкости составляла $\eta = 2$ Па·с, что характерно для желатиновых фантомов [71]. Границы AB, CD — жесткие стенки; BC, AF, ED — свободные границы. На отрезке FE находится поршневой излучатель бесконечной длины и шириной 8 мм, колеблющийся вдоль оси z с амплитудой 0.5 мкм на частоте 150 Гц. Прямоугольный контур $PQRS$ размерами 5x6.3 мм изображает акселерометр. Нижняя сторона контура, как и в лабораторном эксперименте, расположена на высоте 20 мм от границы AD . Для учета конечных размеров акселерометра производится усреднение поля смещений по нижней стороне PS контура $PQRS$. При моделировании излучатель смещался вдоль оси x на расстояние 20 мм с шагом 1 мм. В начальном положении x_0 центры излучателя и контура $PQRS$ находились на одной вертикальной прямой. На Рис. 2.18а в градациях серого представлено мгновенное распределение поля вертикальных смещений u_z , рассчитанное для начального положения x_0 излучателя. На расстоянии порядка полутора длин волн сдвиговой волны (23 мм) от излучателя прослеживается регулярная структура поля с периодом повторения 23 мм. Вблизи границ AB, CD и BC она нарушается из-за появления

отраженных волн и образования стоячей волны с периодичностью в два раза меньшей. Распределение амплитуды вертикальных смещений акселерометра на высоте 20 мм в зависимости от горизонтального смещения x , рассчитанное с помощью МКЭ, представлено на Рис. 2.18б сплошной линией. Измеренное распределение амплитуды представлено точками, которые для наглядности соединены штриховой линией. Распределения нормированы на собственные максимальные значения. Видно качественное сходство расчетного и экспериментального распределения. Оба распределения имеют локальный минимум вблизи $x = 5$ мм, локальный максимум вблизи $x = 8$ мм и схожее увеличение амплитуды при $x > 15$ мм.

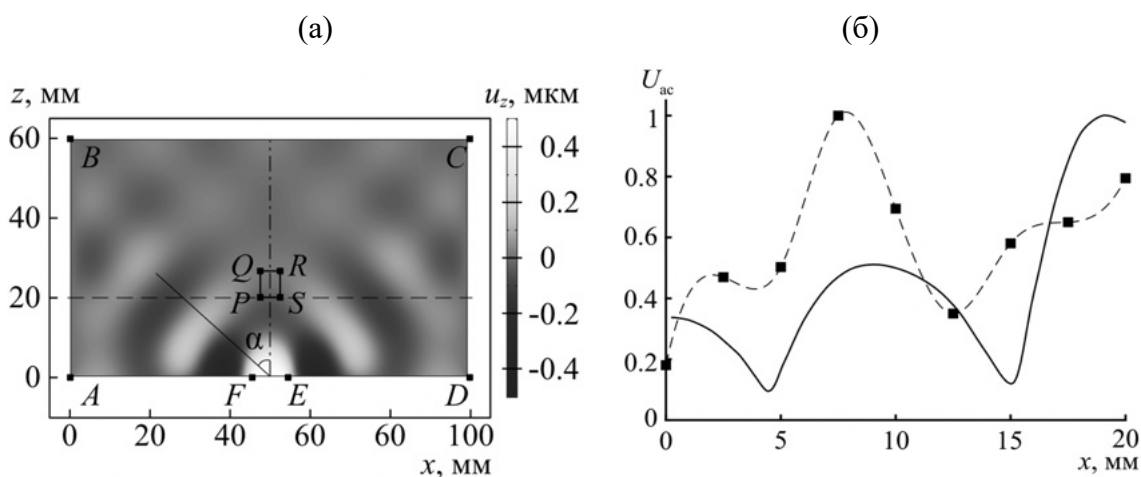


Рис. 2.18 а) Рассчитанное МКЭ мгновенное пространственное распределение поля вертикальных смещений u_z на частоте возбуждения 150 Гц. Излучатель на отрезке FE создает вертикальные смещения с амплитудой 0.5 мкм. б) Зависимость амплитуды вертикальных смещений акселерометра U_{ac} от горизонтальной координаты x на высоте 20 мм от поверхности излучателя, рассчитанная МКЭ (сплошная линия) и измеренная акселерометром (точки, соединение штриховой линией). Амплитуды нормированы на собственные максимальные значения.

2.2.3 Измерение упругости фантома доплеровским методом

В данной серии измерений использовался желатиновый фантом №2 с модулем сдвига $\mu = (14.03 \pm 0.24)$ кПа, в который были внедрены два сферических пластиковых рассеивателя ϕ диаметром 1 мм (Рис. 2.17). Нижний рассеиватель был расположен на расстоянии 15 мм от основания фантома, верхний находился на 4 мм выше первого. Низкочастотным излучателем 3 служил полый цилиндр высотой 20 мм с внешним диаметром 20 мм и толщиной стенки 2 мм, что позволяло создавать максимальную

амплитуду вертикальных смещений на оси цилиндра. На подвижном держателе над верхним основанием фантома закреплялся ультразвуковой пьезопреобразователь (УЗП) 7. В качестве согласующей среды между фантомом и УЗП использовался слой воды толщиной 4 мм. УЗП имел диаметр 10 мм и резонансную частоту 2.2 МГц. Центр УЗП и рассеиватели располагались на оси цилиндрического излучателя. В качестве источника сигналов для возбуждения УЗП и вибратора использовался генератор сигналов 8 RIGOL DG1062Z с двумя независимыми каналами. Импульсы, отраженные от рассеивателей и принятые УЗП, подавались на цифровой осциллограф 9 АКИП-4111/1, подключенный к компьютеру 10 и синхронизированный с генератором сигналов. Для защиты входа осциллографа во время генерации зондирующего импульса использовался диодный ограничитель амплитуды 11.

Вибратор возбуждал гармонические колебания цилиндрического излучателя вдоль вертикальной оси на частотах в диапазоне 130 – 160 Гц с амплитудой смещения 0.5 мкм. Возникающие в поле сдвиговой волны колебания сферических рассеивателей регистрировались с помощью зондирующих импульсов с частотой 2.2 МГц и длительностью 3.2 мкс. Период повторения импульсов 0.7 мс. Такие параметры зондирующих импульсов позволяли проводить измерения с пространственным разрешением 2.4 мм. Импульсы, принятые УЗП во временном окне длительностью 70 мкс оцифровывались с частотой дискретизации 62.5 МГц и записывались в память компьютера. За одно измерение производилась запись 500 таких реализаций, что было ограничено памятью осциллографа. Время записи составляло 0.35 с, что позволяло записать от 45 до 56 периодов колебаний рассеивателей. Квадратурная обработка отраженных импульсов производилась в программе, разработанной в среде LabView. Алгоритм программы был проверен на модельных сигналах. Моделировались импульсы, отраженные от рассеивателей, колеблющихся под действием сдвиговой волны с частотой 100 Гц в среде с модулем сдвига 10 кПа. Положение рассеивателей задавалось в соответствии с Рис. 2.17. Обработывались реализации общей длительностью 0.1 с, оцифрованные с частотой 25 МГц. Значение модуля сдвига, полученное из модельных сигналов, совпало с заданным значением 10 кПа с погрешностью не хуже 0.1%.

На Рис. 2.19 символами представлены результаты измерения модуля сдвига желатинового фантома №2 в диапазоне частот 130 – 160 Гц. Значение модуля сдвига 14.03 кПа, полученное из статических измерений показано сплошной линией. Значения μ , измеренные на частотах 130, 135, 155 и 160 Гц соответствуют статическому модулю в пределах погрешности измерений, не превышающей 5%. Однако на трех частотах значения модуля сдвига имеют существенный разброс. Скорее всего, такие особенности связаны со

структурой ближнего поля и наличием переотражений сдвиговой волны в области рассеивателей.

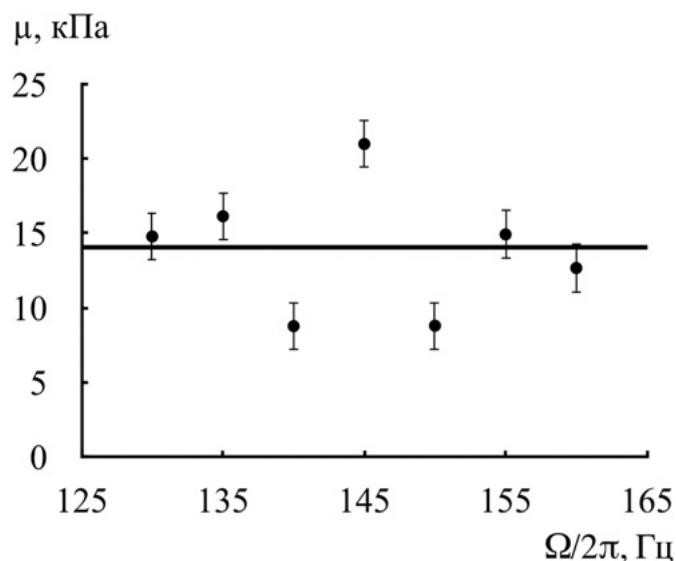


Рис. 2.19 Результаты измерений модуля сдвига μ желатинового фантома доплеровским методом на частотах $\Omega/2\pi$ от 130 до 160 Гц. Линией показано значение модуля сдвига, полученное из статических измерений.

Чтобы выяснить влияние структуры ближнего поля на измерения, было проведено моделирование экспериментальных условий, но с использованием более простого излучателя в виде бруска вместо полого цилиндра. Для того, чтобы минимизировать влияние переотражений, моделирование провели для частоты 250 Гц. Направление волнового вектора плоской сдвиговой волны получим как перпендикуляр к волновому фронту, проведенному из центра излучателя. На Рис. 2.20 приведена зависимость фазы волны от расстояния l , отсчитываемого вдоль отрезка, совпадающего по направлению с построенным волновым вектором. Угол наклона отрезка к вертикальной оси $\alpha = 40^\circ$. Видно, что фаза меняется нелинейно, особенно вблизи границы, где имеются переотраженные волны, а также в начале отрезка, вблизи излучателя, где имеются волны утечки, связанные с распространением поверхностных волн. В диапазоне расстояний $l = 15 - 40$ мм, отсчитанных вдоль волнового вектора, фаза меняется линейно, поэтому в этой области можно проводить вычисления с использованием приближения плоских волн. Таким образом, можно выбирать оптимальную область измерений с учетом геометрии излучателя и частоты низкочастотных вибраций.

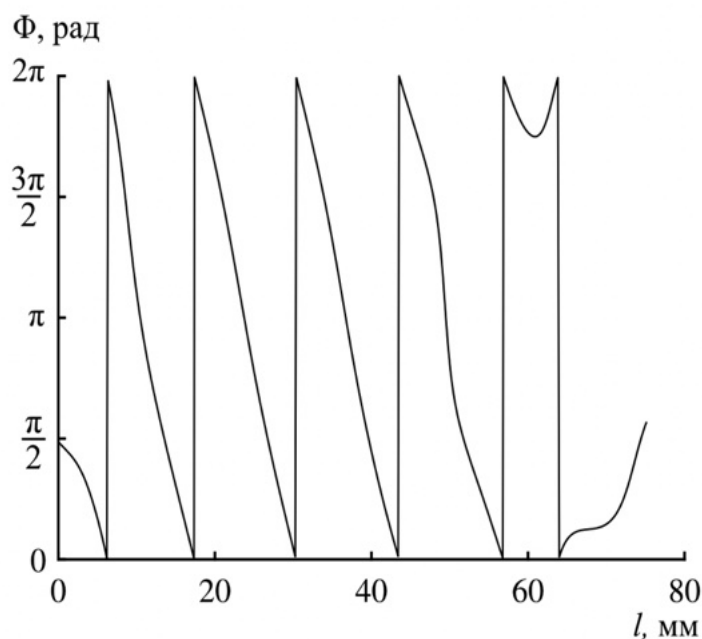


Рис. 2.20 Расчет МКЭ изменения фазы Φ сдвиговой волны на частоте 250 Гц вдоль линии l , проведенной под углом 40° к вертикальной оси из центра излучателя FE .

§2.3 Лазерная виброметрия сдвиговых волн в слое гелеобразной среды

В ультразвуковом доплеровском методе измерения сдвиговой упругости используется возбуждение сдвиговых волн в мягкой ткани при приложении вибраций на ее поверхности (Рис. 2.15). Для этого используется низкочастотный излучатель (твердая насадка, которая совершает гармонические колебания под действием вибратора). Колебания происходят на низких частотах (150–250 Гц), поэтому приповерхностная область мышечной ткани находится в ближнем поле низкочастотного излучателя, имеющего сложную пространственную структуру. Подробное исследование этой структуры необходимо для проведения измерений сдвиговой упругости мягких тканей ультразвуковым доплеровским методом.

Сдвиговая упругость мягких тканей является информативным параметром при диагностике различных заболеваний [72]. В современных ультразвуковых диагностических приборах экспертного класса имеются специальные режимы, позволяющие визуализировать и измерять распределение сдвигового модуля в различных органах и выявлять патологические изменения. Они основаны на возбуждении сдвиговых волн сфокусированным ультразвуком и их последующей регистрацией путем корреляционной обработки пробных УЗ импульсов, рассеянных на приходящих в движение частицах среды

[15, 70]. Альтернативой может служить метод измерения упругости ткани, в основе которого лежит возбуждение низкочастотных колебаний на поверхности тканей и измерение скорости сдвиговых волн, распространяющихся в объеме среды [18, 73, 74]. Использование низкочастотных вибраторов является привлекательным с точки зрения простоты и относительной дешевизны таких устройств. Однако сильное затухание сдвиговых волн с частотами порядка нескольких сотен Гц ограничивает глубину диагностики тканей несколькими сантиметрами. Уменьшение частоты приводит к падению пространственного разрешения, что снижает диагностическую ценность результатов. Следует также учитывать, что измерения проводятся в ближнем поле низкочастотных вибраторов, пространственная структура которого достаточно сложна. С такой проблемой постоянно сталкиваются разработчики устройств оптической эластографии, в которых смещения частиц среды измеряются методом оптической когерентной томографии [19]. В связи с этим постоянно развиваются теоретические подходы и экспериментальные методы, позволяющие достаточно точно описывать структуру поля низкочастотных вибраторов в гелеобразной среде. Использование лазерного виброметра, способного бесконтактно измерять колебания частиц среды под действием сдвиговых волн, является перспективным для решения указанной проблемы [75]. Целью исследования, описанного в данном параграфе, было изучение пространственной структуры сдвиговых волн, возбуждаемых одномерным источником в гелеобразной среде, методом лазерной виброметрии.

2.3.1 Материалы и методы

Измерения колебательной скорости v сдвиговых упругих волн, возбуждаемых низкочастотным излучателем, проводились в желатиновом фантоме 1 цилиндрической формы диаметром 100 мм и высотой 60 мм (Рис. 2.21). Фантом находился в пластиковой емкости, его нижняя и верхняя поверхности были свободны. На расстоянии 20 мм от нижней границы вдоль диаметральной линии располагались 26 пластинок 2 размером 2x2 мм, изготовленных из тонкой алюминиевой фольги. Зазор между соседними пластинками составлял 1.3 мм с погрешностью, не превышающей 0.1 мм. Пластинки были хорошо видны в оптически прозрачном фантоме и служили отражателями лазерного излучения виброметра.

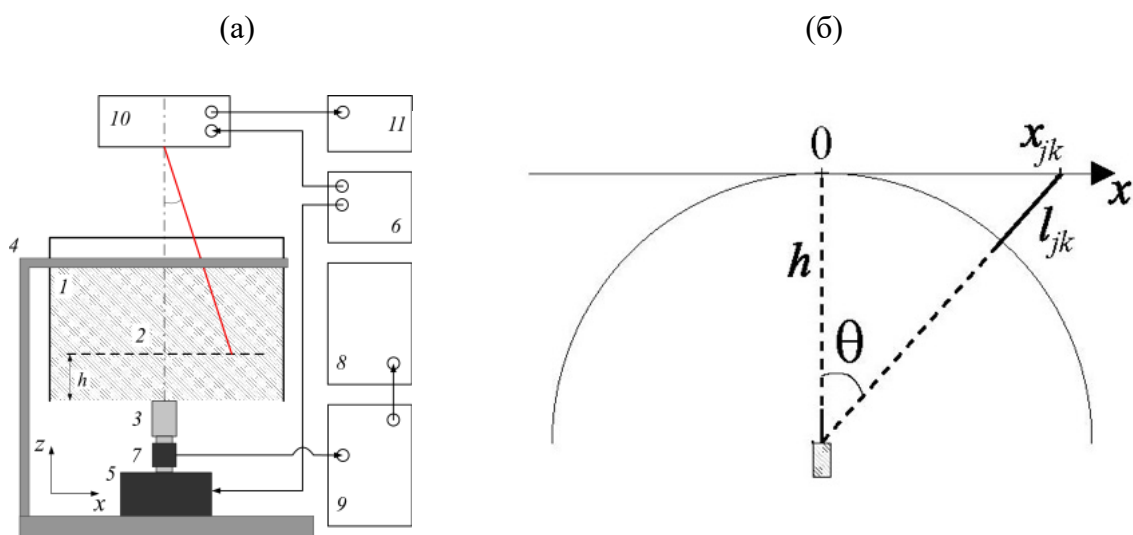


Рис. 2.21 (а) – Схема экспериментальной установки. 1 – желатиновый фантом, 2 – отражающие пластинки, 3 – низкочастотный излучатель, 4 – держатель, 5 – вибратор, 6 – генератор сигналов, 7 – акселерометр, 8 – осциллограф, 9 – усилитель заряда, 10 – лазерный виброметр, 11 – компьютер. (б) – Схема распространения фронта цилиндрической сдвиговой волны.

В качестве низкочастотного излучателя 3 использовался брусок квадратного сечения со стороной 8 мм и длиной 50 мм, который совершал колебания вдоль вертикальной оси z . Брусок прислонялся к нижней свободной поверхности фантома и устанавливался так, чтобы его длинная сторона была перпендикулярна линии отражательных пластинок, а геометрический центр находился на вертикальной оси фантома. Фантом закреплялся в подвижном держателе 4 на высоте, позволяющей установить под ним низкочастотный излучатель. Колебания на частотах 50 – 500 Гц возбуждались с помощью вибратора 5 Brüel & Kjær 4810, который подключался к генератору сигналов 6 Rigol DG1062Z. Амплитуда колебаний излучателя измерялась одноосным акселерометром 7 Brüel & Kjær 8305, который был подключен к входу осциллографа 8 Keysight DSO9104A через усилитель заряда 9 Brüel & Kjær 2635. Подвижная часть вибратора 5, акселерометр 7 и брусок 3 жестко соединялись друг с другом с помощью резьбового соединения. При измерениях в непрерывном режиме амплитуда ускорения излучателя на всех частотах была примерно одинаковой и составляла 6 м/с^2 . Сдвиговая волна, возбуждаемая излучателем, распространялась в гелеобразной среде и вызывала колебания отражающих пластинок. Поскольку пластинки были легкими и замороженными в среду, то скорость их колебаний соответствовала колебательной скорости волны v . Измерения скорости колебаний отражающих пластинок производились с помощью сканирующего лазерного виброметра 10 Polytec PSV-300 подключенного к компьютеру 11. Синхронизация виброметра

осуществлялась сигналом генератора б. В процессе измерений скорости колебаний пластинок луч вибрметра сканировался вдоль продольной оси x в диапазоне от -43.2 мм до $+42$ мм, что соответствовало изменению угла сканирования от -11° до $+11^\circ$. Нулевое значение угла сканирования, отсчитываемого от вертикали, соответствовало направлению на центр излучателя. При таких малых углах скорость, измеряемая вдоль направления лазерного луча, соответствовала вертикальной компоненте с погрешностью менее 2%. На каждой пластинке измерения проводились в четырех последовательных точках, расположенных на расстоянии 0.6 мм друг от друга вдоль линии сканирования. В режиме непрерывных колебаний вибратора колебательная скорость волны измерялась на дискретных частотах: 59, 96, 150, 200, 250, 300, 400, 500 Гц. Время накопления сигнала при измерениях в одной точке составляло 2 с, что позволяло измерять колебательную скорость в полосе от 0 до 1 кГц с разрешением 0.5 Гц.

На Рис. 2.21 б представлена схема распространения фронта цилиндрической сдвиговой волны. Излучатель, расположенный на расстоянии h от линии пластинок, изображен в виде заштрихованного прямоугольника. Измерения проводились в дискретных точках с координатами x_{jk} , где $j=1,2 \dots 26$ соответствует номеру пластинки, $k = 1, 2, 3, 4$ – номеру точки на пластинке. Нумерация точек начиналась с крайней правой точки ($x_{11} = 42$ мм). В режиме непрерывных колебаний с частотой ω в каждой точке x_{jk} измерялась колебательная скорость волны $v_{jk} = V_{jk} e^{-i(\omega t + \Phi_{jk})}$, где V_{jk} , Φ_{jk} – амплитуда и фаза колебательной скорости волны. Фаза волны Φ_{jk} сдвинута по отношению к фазе Φ_0 в точке $x=0$ на величину

$$\Phi_{jk} - \Phi_0 = \frac{\omega}{c_t} l_{jk} = \frac{\omega}{c_t} \left(\sqrt{h^2 + x_{jk}^2} - h \right), \quad (2.35)$$

где l_{jk} – разность хода волн, приходящих в точки с координатами $x = 0$ и x_{jk} , c_t – фазовая скорость сдвиговой волны, $\omega = 2\pi f$ – круговая частота волны. На Рис. 2.22а,б показаны результаты измерений фазы волны на частоте 200 и 400 Гц в различных точках на поверхности пластинок в зависимости от разности хода l_{jk} . Точки сгруппированы по четыре по числу измерений на каждой пластине. По мере удаления точек от излучателя абсолютное значение фазы волны увеличивается. Эти данные аппроксимировались линейной зависимостью $\Phi = al + b$ методом наименьших квадратов. Фазовая скорость сдвиговой волны на фиксированной частоте f рассчитывалась по формуле $c_t = 2\pi f a^{-1}$.

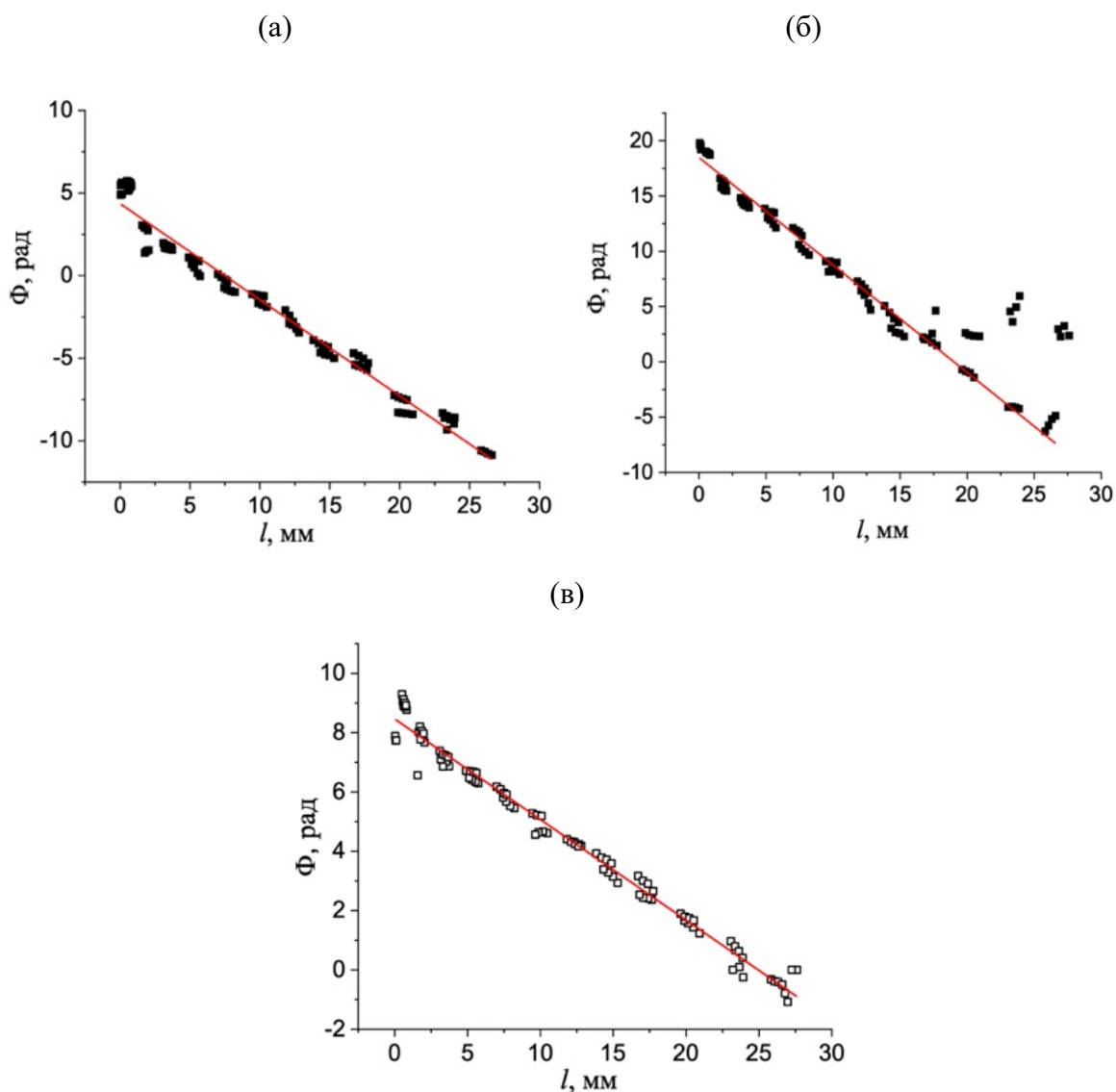


Рис. 2.22 Зависимости фазы сдвиговой волны от разности хода l , измеренные для непрерывного (а,б) и импульсного (в) режимов. Аппроксимации линейными зависимостями, построенными методом наименьших квадратов, показаны линиями. Частота волны (а) – 200, (б) – 400, (в) – 120 Гц.

При измерениях в импульсном режиме на низкочастотный вибратор подавалось напряжение длительностью в один период частоты 300 Гц с периодом повторения 1 сек. Производилась запись временного профиля скорости колебаний пластинок с частотой дискретизации 5120 Гц. Длительность записи составляла 0.2 мс, что соответствовало 1024 дискретным отсчетам. Профиль скорости фильтровался в полосе от 100 до 420 Гц.

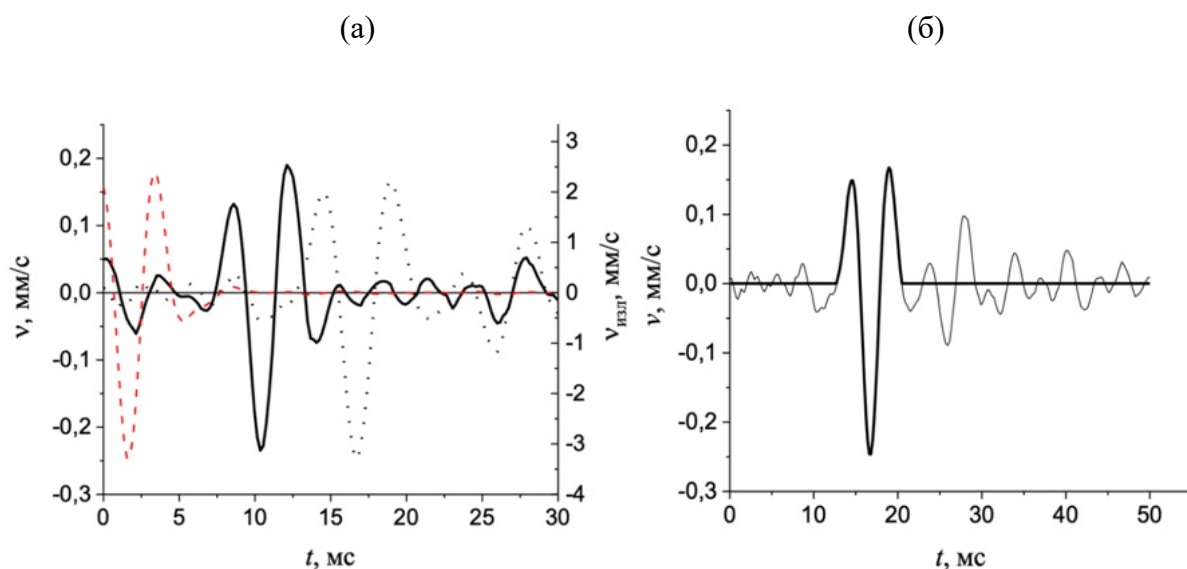


Рис. 2.23 (а) – Профили скорости колебаний пластинок, измеренные в центральных точках четвертой ($x = 8.5$ мм) и одиннадцатой ($x = 30.8$ мм) пластинок, показаны сплошной и пунктирной линиями. Штриховой линией показан профиль скорости колебаний поверхности излучателя. (б) – Высокоамплитудная часть импульсного сигнала (жирная линия), выделенная из всего измеренного сигнала в одиннадцатой точке (тонкая линия), для которой рассчитывался спектр методом БПФ.

Для вычисления амплитуды и фазы скорости колебаний пластинок в импульсном режиме использовался спектральный анализ профилей скорости [76]. Профили колебательных скоростей v , измеренные в центральных точках четвертой и одиннадцатой пластинок с координатами $x = 30.8$ и 8.5 мм, показаны на Рис. 2.23а пунктирной и сплошной линиями, соответственно. Профиль высокоамплитудной части каждого импульса имеет длительность порядка 1.5 периода колебаний частоты 300 Гц, что соответствует виду профиля колебаний поверхности излучателя (штриховая линия в начале временной оси). Скорость колебаний излучателя надежно детектировалась, поскольку его поверхность была отполирована и служила хорошим отражателем лазерного луча. Предполагалось, что форма сдвиговой волны, распространяющейся в среде и вызывающей колебания пластинок, имеет такой же вид. С увеличением координаты x время прихода высокоамплитудной части импульса сдвиговой волны также увеличивается. Для вычислений амплитудного и фазового спектров применялось быстрое преобразование Фурье (БПФ) для сигнала во временном окне длительностью 50 мс, что соответствовало 256 отсчетам (Рис. 2.23б). В этом окне из профиля измеренного импульса выделялась его высокоамплитудная часть, соответствующая сдвиговой волне, а все остальные отсчеты обнулялись (жирная линия на

Рис. 2.23б). Были рассчитаны спектры импульсов на различных расстояниях от излучателя в диапазоне 80 – 420 Гц с дискретностью 20 Гц. На Рис. 2.22в показан результат расчетов фазы волны на частоте 120 Гц в зависимости от разности хода l_{jk} . Погрешность вычисления фазовой скорости определяется разбросом измеренных фаз. Наибольшие погрешности (3 – 3.5 %) наблюдались для частот менее 150 Гц и более 350 Гц, наименьшие (1-1.5%) – для частот 220 – 320 Гц. Наибольшие флуктуации фазы на фиксированной частоте отмечены либо для больших значений разности хода l_{jk} (Рис. 2.22б), т.е. при измерениях на самых удаленных от излучателя пластинках, либо для измерений фазы на пластинках вблизи вертикали ($0 < l_{jk} < 3\text{мм}$). В диапазоне $3 < l_{jk} < 20$ мм отклонение измеренных фаз от аппроксимирующей линейной зависимости было минимальным.

2.3.2 Результаты измерений

Зависимости амплитуды вертикальной компоненты скорости колебаний пластин от угла θ , измеренные на частотах в диапазоне 150 – 300 Гц в непрерывном и импульсном режимах, представлены на Рис. 2.24 соответственно кружками и квадратами. Каждый символ соответствует амплитуде скорости колебаний пластины, усредненной по измерениям в четырех точках пластины. Амплитуды нормировались на максимальные значения для каждого из режимов измерения. Для наглядности символы соединены линиями. Положительное значение угла θ соответствует направлению положительной оси x , $\theta = 0$ для вертикали.

Характер угловых распределений, измеренных в импульсном и непрерывном режимах, качественно совпадает. На всех частотах распределения симметричны по отношению к вертикальной оси. Максимум амплитуды колебаний наблюдается при углах, близких к $\pm 45^\circ$. Поскольку измерения проводились в ближнем поле, то угловые распределения имеют сложный вид, присутствуют дополнительные максимумы. Эти особенности хорошо видны на частоте 150 Гц (Рис. 2.24а). Ширина основных лепестков составляет порядка 10° . На частотах 150 и 300 Гц вблизи углов $\theta = 0$ амплитуда вертикальной компоненты скорости составляет порядка 0.6 от максимума, хотя в дальней зоне сдвиговые волны, распространяющиеся в вертикальном направлении, должны иметь только поперечную компоненту. На частотах 200 и 250 Гц амплитуда вертикальной компоненты колебательной скорости волн, движущихся в направлении $\theta = 0$, минимальна, что является ожидаемым для сдвиговых волн.

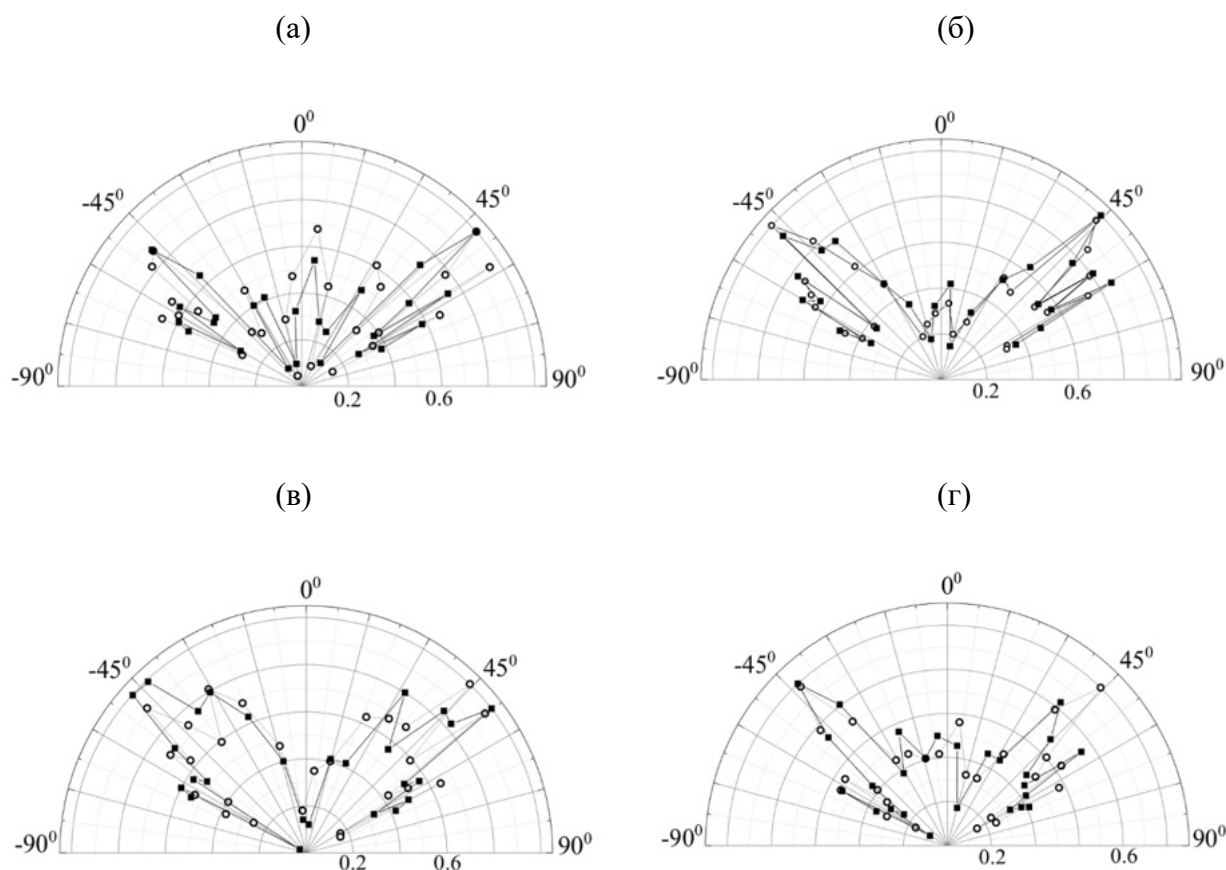


Рис. 2.24 Распределения нормированной амплитуды скорости колебаний пластин от угла θ для непрерывного (кружки) и импульсного (квадраты) режимов излучения, измеренные на частотах 150, 200, 250, 300 Гц (а – г).

Зависимости фазовой скорости c_t от частоты, измеренные в непрерывном и импульсном режимах, представлены на Рис. 2.25а символами. В диапазоне 250 – 400 Гц оба метода дают довольно близкие результаты. В непрерывном режиме на частотах ниже 100 Гц сказывается влияние волн, возникающих при отражении от границ. В области низких частот затухание сдвиговых волн сравнительно мало, что приводит к росту амплитуды волн, отраженных от границ. Отраженные волны интерферируют с падающей волной, в результате чего в структуре поля образуется заметная стоячая волна. Возникает систематическая погрешность в измерениях скорости волны по изменению фазы с расстоянием. Скорее всего такой эффект обусловил существенное завышение измеренных значений скорости волн на частотах 59 и 96 Гц, которые обведены на Рис. 2.25а кружком. Следует отметить, что случайная погрешность в измерении скоростей на указанных частотах не превышает погрешность в области более высоких частот.

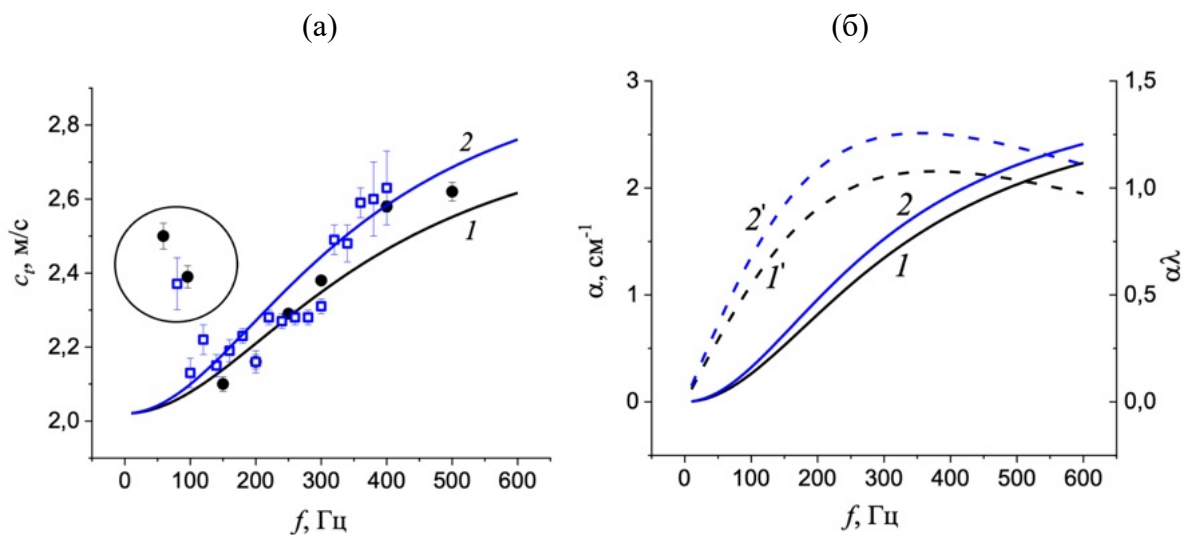


Рис. 2.25 (а) – Измеренные зависимости фазовой скорости сдвиговых волн от частоты для непрерывного (кружки) и импульсного (квадраты) режимов излучения. Кривые 1 и 2 рассчитаны для параметров ($\mu_1 = 4$ кПа, $\tau=0.3$ мс) и ($\mu_1 = 5$ кПа, $\tau=0.3$ мс). Не учитывались измерения, обведенные кружком. (б) – Зависимости коэффициента затухания α (сплошные линии 1, 2) и произведения $\alpha\lambda$ (штриховые линии 1', 2'), рассчитанные для параметров, определенных на Рис. 2.25а.

Напряжение в гелеобразной среде складывается из упругого напряжения, пропорционального деформации, и релаксационного напряжения, которое определяется производной деформации по времени. Механическая модель такой среды может быть представлена в виде параллельного соединения пружинки с модулем μ_0 и максвелловской схемы в виде последовательного соединения пружинки с динамическим модулем упругости μ_1 и демпфера с релаксирующей вязкостью η_1 (Рис. 2.26). Это случай линейной среды с одним временем релаксации τ , которое определяется параметрами максвелловской схемы $\tau = \eta_1/\mu_1$. Модуль μ_0 имеет смысл статического модуля сдвиговой упругости [77].

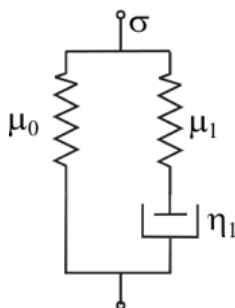


Рис. 2.26 Механическая модель среды с одним временем релаксации.

При деформации гелеобразной среды на величину ε в ней возникает механическое напряжение σ , которое складывается из напряжения пружинки $\sigma_\infty = \mu_0 \varepsilon$ и напряжения в максвелловской схеме σ_1 : $\sigma = \sigma_\infty + \sigma_1$. Выразим напряжение в максвелловской схеме σ_1 через деформацию пружинки $\varepsilon_s = \sigma_1 / \mu_1$ и демпфера ε_d , где $d\varepsilon_d / dt = \sigma_1 / \eta_1$. Учтем, что деформации всей максвелловской схемы ε есть сумма деформаций ее элементов: $\varepsilon = \varepsilon_s + \varepsilon_d$. Тогда можно записать следующее уравнение:

$$\frac{d\sigma_1}{dt} + \frac{\sigma_1}{\tau} = \frac{\eta_1}{\tau} \frac{d\varepsilon}{dt} \quad (2.36)$$

При исследовании гармонических колебаний заменим производные d/dt в (2.36) на $i\omega$. Тогда связь между напряжением и деформацией запишется в виде:

$$\sigma = \left(\mu_0 + \frac{i\omega\eta_1}{1+i\omega\tau} \right) \varepsilon = \mu \varepsilon, \text{ где } \mu - \text{ комплексный модуль сдвига: } \mu = \mu_0 + \frac{i\omega\eta_1}{1+i\omega\tau}.$$

Представим μ в виде $\mu = \mu_r + i\mu_i$, где $\mu_r = \mu_0 + \mu_1 \frac{\omega^2 \tau^2}{1 + \omega^2 \tau^2}$ – действительная часть, $\mu_i = \mu_1 \frac{\omega\tau}{1 + \omega^2 \tau^2}$ – мнимая часть модуля сдвига. Зная модули μ_r и μ_i , можно рассчитать скорость c_t и коэффициент затухания α плоской сдвиговой волны в зависимости от частоты:

$$c_t = \sqrt{\frac{\mu_r}{\rho}} \sqrt{\frac{2(1+\gamma^2)(\sqrt{1+\gamma^2}-1)}{\gamma^2}}, \quad \alpha = \omega \sqrt{\frac{\rho}{\mu_r}} \sqrt{\frac{(\sqrt{1+\gamma^2}-1)}{2(1+\gamma^2)}}, \quad (2.37)$$

где $\gamma = \frac{\mu_i}{\mu_r}$. Параметры μ_1 и τ в формулах (2.37) определяются путем подбора таким

образом, чтобы минимизировать среднеквадратичное отклонение рассчитанных значений от экспериментальных данных. Кривые 1 и 2 на Рис. 2.25а рассчитаны соответственно для параметров ($\mu_1 = 4$ кПа, $\tau = 0.3$ мс) и ($\mu_1 = 5$ кПа, $\tau = 0.3$ мс). Кривая 1 оптимальна в области частот 100 – 300 Гц, в диапазоне 300 – 500 Гц экспериментальные данные лучше описывает кривая 2 с более высоким динамическим модулем μ_1 . При подборе теоретических зависимостей не учитывались измерения на частотах 59, 80 и 96 Гц (обведены кружком), которые очень сильно отличались от значений на более высоких частотах. Для обеих теоретических зависимостей значение времени релаксации одинаково и равно 0.3 мс. Значения коэффициента сдвиговой вязкости $\eta_1 = \mu_1 \tau$ получились соответственно 1.2 и

1.5 Па·с для кривых 1 и 2. Рис. 2.25б показаны рассчитанные по формуле (2.37) частотные зависимости коэффициента затухания плоской сдвиговой волны α и произведения $\alpha\lambda$, характеризующего затухание на одной длине волны. Кривые 1 и 2 рассчитаны соответственно для $\mu_1 = 4$ кПа, $\tau = 0.3$ мс и $\mu_1 = 5$ кПа, $\tau = 0.3$ мс. Затухание сдвиговой волны достаточно существенно и превышает 1 см^{-1} для волн с частотами более 250 Гц. Максимум затухания на длину волны $\alpha\lambda$ наблюдается в диапазоне частот 300 – 400 Гц, и в этом диапазоне находится частота релаксации гелеобразной среды. Отметим, что рассчитанные параметры μ_0 , μ_1 , η_1 полностью определяют вязкоупругие свойства гелеобразной среды в диапазоне 0 – 500 Гц и позволяют достаточно точно описать распространение упругих волн в такой среде.

В полупространстве упругой среды, на границе которой находится вибрирующий источник, возникают волны нескольких типов. Вдали от источника это продольная и сдвиговая волны, скорости которых определяются модулями объемного сжатия M и модулем Юнга E соответственно [69]. В гелеобразной среде $M \gg E$, вследствие чего скорость продольной волны значительно выше скорости сдвиговой волны. В ближнем поле дополнительно возникает так называемая продольная сдвиговая волна (LSW - Longitudinal Shear Wave), имеющая компоненту колебательной скорости вдоль волнового вектора [78, 79]. При этом скорость распространения этой волны в ближнем поле совпадает со скоростью сдвиговой волны. Наличие LSW-волн в ближнем поле вибраторов используется в оптической когерентной эластографии, где измеряется только вертикальная компонента смещений частиц среды, вызванная LSW-волной. Возможно, что полученные в наших измерениях (Рис. 2.24) достаточно большие значения вертикальной компоненты скорости в направлении вертикали обусловлены именно проявлением LSW-волн. Понимание структуры поля вблизи колеблющегося источника позволит выбрать оптимальную форму и размер излучателя с целью повышения амплитуды LSW-волн и повышения эффективности доплеровского измерителя сдвиговой упругости мягких тканей. Излучатель в виде двух соединенных между собой параллельных брусков создает в плоскости симметрии на определенной глубине область максимальной амплитуды вертикальной компоненты скорости за счет конструктивного сложения волн от каждого бруска. Варьируя расстояние между брусками, можно изменять глубину, на которой будет наблюдаться зона максимальной амплитуды.

§2.4 Выводы к Главе 2

Исследована роль сдвиговых волн на процесс фокусировки акустических волн через препятствие в виде твердотельного слоя. Проведенный анализ имеет отношение к разрабатываемым в настоящее время методам ультразвукового зондирования тканей мозга человека через интактный череп. Рассмотрена модельная задача, в которой фокусирующая волна, распространяющаяся в жидкости, проходит через толстый плоскопараллельный упругий слой. Для описания акустического пучка использовано точное решение уравнения Гельмгольца в виде фокусирующего квазиганссовского пучка. Использован метод углового спектра, который позволил для каждой компоненты пространственного спектра волнового поля использовать классическое точное решение для коэффициента прохождения волны, наклонно падающей на плоскопараллельный упругий слой. Показано, что при малых углах фокусировки процесс прохождения через слой обусловлен в основном продольными волнами. С ростом угла схождения волнового фронта фокусирующего пучка сдвиговые волны начинают играть заметную роль и создают дополнительный фокус, амплитуда в котором может оказаться больше или сравнимой с амплитудой в фокусе, обусловленном продольными волнами в слое. Указанные особенности важно учитывать при разработке режимов транскраниальной ультразвуковой диагностики.

Рассмотрены особенности применения УЗ доплеровского метода для измерения упругости скелетных мышц, залегающих на небольшой глубине (2 – 4 см) от поверхности кожи. Разработан и реализован алгоритм вычисления сдвигового модуля по измерению фазового сдвига двух рассеивателей, двигающихся в поле сдвиговой волны. Экспериментальная реализация достаточно проста и выполнена с использованием стандартной измерительной аппаратуры. Показано, что в отличие от измерений упругости глуболежащих органов, измерения упругости мышц можно проводить за доли секунды при времени накопления, не превышающем 0.3 секунды, что существенно при проведении диагностических процедур. По нашим оценкам, при диагностике мышц, расположенных на глубине до 3 см, полезный сигнал может превышать в 2 раза уровень шума при колебаниях вибратора с амплитудой ускорения порядка 0.5 м/с^2 , что сопоставимо с амплитудой обычных вибромассажеров. Небольшая глубина зондирования мышц (3 см) позволяет использовать вибрации с частотами 200 – 300 Гц, что обеспечивает пространственное разрешение предлагаемого метода на уровне 1 – 2 мм. В работе также показано, что существуют определенные трудности в получении высокой степени точности измерений, обусловленные сложной структурой ближнего поля вибратора и отличием фазы сдвиговой

волны в области рассеивателей от волны с плоским фронтом. Для корректного учета структуры ближнего поля предлагается проводить вычисления его структуры для конкретных геометрий вибраторов и корректировать вычисления фазовой скорости сдвиговых волн.

Первые попытки адаптации доплеровского метода для измерения упругости фантомов ткани на небольшой глубине привели к необходимости подробного исследования структуры поля сдвиговых волн, возбуждаемых в методе, что привело к проведению экспериментальных измерений поля сдвиговых волн, создаваемого используемыми насадками низкочастотного вибратора, с помощью лазерного виброметра. Проведенные исследования, в частности, позволили исследовать упругие свойства гелеобразных сред. Актуальность задачи измерения упругих параметров гелеобразных сред значительно возросла в последнее десятилетие, что связано с успехами в инженерии мягких тканей [80]. Гидрогели различного химического состава часто используют в качестве скелетной структуры, куда помещаются стволовые клетки для прорастания и формирования специфических тканей [81]. Вязкоупругие свойства формируемой ткани зависят как от механических свойств гидрогеля, так и от структуры клеток. Для оценки вязкоупругих параметров исходных гидрогелей и формируемой ткани часто используют методы атомно силовой микроскопии (АСМ), при которых измеряется реакция колеблющегося кантилевера при его контакте с поверхностью среды. Частота вибраций кантилевера достигает несколько сотен Гц, а локальность определяется его размером, составляющим десятки мкм [82]. Для расчета вязкоупругих параметров гидрогелей и биологических тканей по результатам измерений АСМ используются механические модели сред, как простые, как в нашей работе, так и более сложные [83]. В частности, анизотропные ткани типа мышечной с волокнистой структурой хорошо описываются моделью двухкомпонентной среды [67]. Включение упругого элемента с нелинейной зависимостью деформации от напряжения позволяет описать поведение гелеобразной среды при повышенных нагрузках [84]. Показано, что лазерная виброметрия оптически прозрачных гидрогелей является перспективным и достаточно точным методом измерения их вязкоупругих параметров.

ГЛАВА 3

МНОГОЭЛЕМЕНТНЫЕ РЕШЕТКИ ДЛЯ СОЗДАНИЯ ВЫСОКОИНТЕНСИВНОГО ФОКУСИРОВАННОГО УЛЬТРАЗВУКА

В данной главе используются материалы, опубликованные в статьях [A4-A5].

§3.1 Многоэлементный излучатель низкочастотного ультразвука для создания фокусированных акустических пучков высокой интенсивности в воздухе

Мощные ультразвуковые (УЗ) источники мегагерцового диапазона частот широко применяются в терапевтических приложениях медицинского ультразвука [5]. Благодаря использованию фокусировки в жидкостях и биологических тканях удается достигать крайне высоких уровней акустического давления (до 100 – 150 МПа), необходимых для термического или механического разрушения участков биоткани в теле человека [4]. Ввиду распространенности и важности приложений ультразвуковых полей с такими свойствами в литературе при их описании широко используется аббревиатура HIFU (*High Intensity Focused Ultrasound*) – высокоинтенсивный фокусированный ультразвук.

Аналогичные HIFU-излучатели для воздушной среды пока еще не имеют такого широкого спектра различных конструктивных реализаций и соответствующих приложений. Для создания высоких уровней акустического давления к настоящему времени разработаны и внедрены в практику технологические установки низкочастотного УЗ диапазона (частоты от 20 до 100 кГц), основу которых составляет пьезокерамический излучатель в виде вибратора Ланжевена, сопряженный с профилированной излучающей пластиной большого диаметра [85]. Подобные воздушные ультразвуковые системы используются в промышленности для пеногашения, сушки овощей и фруктов, инактивации микроорганизмов и для ускорения других процессов в газообразных средах [86–88]. Согласно данным зарубежных разработчиков, такие установки в режиме фокусировки позволяют получать уровни давления до 175 дБ, а в режиме излучения квазиплоской волны имеют узкую диаграмму направленности (менее 2° по уровню -3 дБ) [85]. Отечественные производители, например ООО «Центр ультразвуковых технологий» (Бийск, Россия), выпускают технологические УЗ установки такого типа, создающие несколько меньшие уровни акустического давления, до 150 дБ [89, 90]. Подобные излучатели эффективно

справляются с задачами, под которые они разрабатываются, однако не позволяют достичь хорошей локализации зоны высокой интенсивности и создавать акустические поля с желаемой структурой.

По аналогии с приложениями HIFU-устройств в терапии, в воздушной акустике высокоинтенсивные фокусированные поля можно создавать с помощью многоэлементных антенных решеток. Поскольку амплитуды и фазы сигналов элементов в таких устройствах могут задаваться независимо, антенные решетки дают возможность гибко управлять структурой излучаемых волновых полей. При генерации волн большой амплитуды такие решетки позволяют реализовывать нелинейные акустические режимы. Одним из устройств, построенных на принципах нелинейной акустики, является параметрический излучатель, предложенный изначально для задач гидроакустики [91]. Применительно к воздушной акустике, параметрическая генерация была впервые экспериментально реализована в работе [20], дальнейшие исследования привели к созданию коммерческих устройств [21]. Работы в этом направлении проводились и на кафедре акустики физического факультета МГУ [22]. Фокусированный ультразвук в воздухе было предложено использовать также для бесконтактной диагностики резиноподобных материалов [92]. Кроме того, была исследована возможность применения фокусированных УЗ пучков для осуществления акустической левитации в воздухе. Было продемонстрировано, что разработанные устройства позволяют перемещать, удерживать в пространстве, а также вращать небольшие легкие объекты (весом несколько мг), например, полистироловые шарики или небольшие капли жидкости [23–26].

В опубликованных на сегодня работах по многоэлементным воздушным решеткам до сих пор не удавалось выйти на уровни амплитуды давления в фокусе, достигнутые в упомянутых выше технологических одноэлементных излучателях (175 дБ). Так, в работе [93] сообщалось о максимальном уровне давления 150 дБ, а в более позднем исследовании [94] был достигнут уровень 163 дБ. Целью настоящей работы являлось создание и акустическая характеристика 128-элементной УЗ фокусирующей решетки, способной за счет использования более мощных элементов и острой фокусировки реализовать режим HIFU со сверхвысокими уровнями интенсивности в воздухе.

3.1.1 Конструкция решетки и ее электрические характеристики

Фотография изготовленной решетки 1 и сопутствующего оборудования, необходимого для ее функционирования (усилитель 2 и генератор 3), представлена на Рис.

3.1. Элементы решетки были установлены в прозрачной акриловой сферической чаше (Мастерская «Акрилайс», Москва, Россия) диаметром 500 мм и радиусом кривизны 500 мм. Элементами фокусирующей решетки служили 128 пьезоэлектрических преобразователей УП-3-01 (ООО «Аэрофон», Волгоград, Россия) с центральной частотой излучения 35.5 кГц [95]. Длина акустической волны в воздухе на центральной частоте составляет 9.7 мм. С целью подавления паразитных дифракционных максимумов индивидуальные преобразователи были расположены вдоль восьми плотных спиралей, предложенных ранее при конструировании HIFU-решеток для терапевтических применений мегагерцового ультразвука [96, 97]. Крепление преобразователей на сферической чаше осуществлялось с помощью специальных держателей в виде трубок с внешней резьбой, вкрученных в посадочные резьбовые отверстия на акриловой чаше. Внутри трубок были расположены электрические провода, питающие пьезоэлементы. Резьба держателей позволяла путем их вкручивания или выкручивания регулировать положение элементов относительно сферической чаши в пределах 40 мм с точностью позиционирования около 0.1 мм. На основании каждого держателя, находящегося с противоположной (выпуклой) стороны акриловой чаши, был установлен аудио-разъем TS с гнездовым контактом диаметром 3.5 мм, который позволял подключать элемент к источнику электрического напряжения. Все элементы решетки были электрически связаны с использованием параллельного соединения. Для этого идущий от источника электрической мощности двухжильный кабель разветвлялся на 128 кабелей длиной 500 мм, которые подключались к пьезоэлементам посредством TS разъемов со штыревым контактом диаметром 3.5 мм. Решетка, тем самым, представляла собой совокупную электрическую нагрузку для источника мощности.

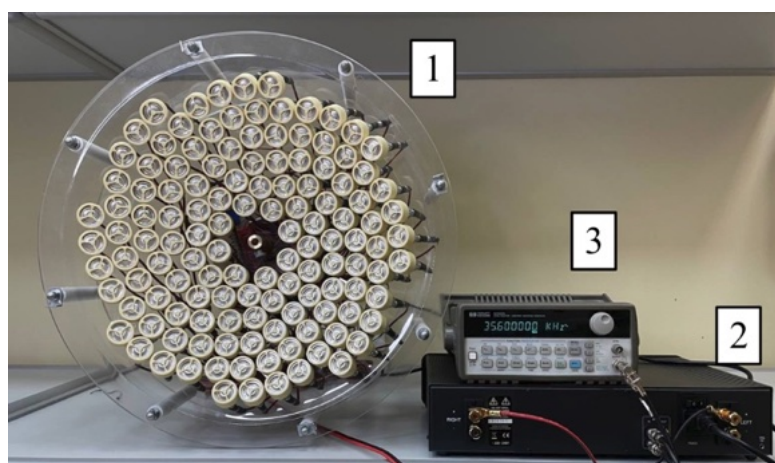


Рис. 3.1 Фотография изготовленной 128-элементной фокусирующей решетки и сопутствующего оборудования. 1 – решетка, 2 – бытовой усилитель мощности Atoll AM 200, 3 – генератор сигналов Agilent 33120A.

Электрические импедансы и соответствующие частотные характеристики отдельных элементов решетки были похожи, но не идентичны в силу особенностей процесса их изготовления. Типичные частотные зависимости действительной и мнимой частей электрического импеданса Z_1 одного элемента решетки представлены на Рис. 3.2а. Для описания гармонических сигналов предполагалась зависимость $e^{-i\omega t}$ (где $\omega = 2\pi f$ – циклическая частота, f – частота), поэтому емкостная нагрузка на этих кривых соответствует $\text{Im}(Z_1) > 0$, а индуктивная $\text{Im}(Z_1) < 0$. Вид кривых является типичным для электроакустических преобразователей. Мнимая часть обращается в ноль дважды, на частоте резонанса (около 35.5 кГц) и антирезонанса (около 37 кГц), при этом действительная часть импеданса принимает значения 80 Ом и 3500 Ом, соответственно. С учетом того, что производитель пьезоэлементов ограничивал допустимую амплитуду электрического напряжения величиной 10 В, для эффективного подведения к элементам электрической мощности была выбрана частота резонанса 35.5 кГц. Поскольку все 128 элементов решетки были соединены параллельно, совокупный импеданс Z_2 решетки был меньше на два порядка по сравнению с импедансом одного элемента, т.е. являлся низкоомным и составлял на выбранной рабочей частоте 35.5 кГц величину порядка 1 Ом (Рис. 3.2б). Усилитель электрической мощности имел заметно отличающееся от указанной величины номинальное выходное сопротивление, равное 8 Ом. Поэтому для исключения повреждения выходных каналов усилителя и эффективной передачи электрической энергии от усилителя к излучателю требовалось электрическое согласование. Для этого между усилителем мощности и решеткой размещалось согласующее устройство, изготовленное с использованием подобранных нужным образом реактивных элементов (индуктивности L и емкости C). Частотная зависимость импеданса нагрузки Z , измеренного на входе подключенного к решетке согласующего устройства, представлена на Рис. 3.2в. Видно, что действительная часть указанного импеданса на центральной частоте была равна $\text{Re}(Z) = 7$ Ом, а мнимая $\text{Im}(Z)$ близка к нулю, что позволяло считать, что условие согласования было достигнуто с достаточной точностью.

В качестве источника управляющих сигналов, подаваемых на вход усилителя мощности, использовался лабораторный генератор сигналов 33120А (Agilent Technologies, USA). Сигнал с генератора усиливался с помощью бытового усилителя мощности АМ 200 (Atoll Electronique, Brecey, France), подавался на согласующее устройство и далее на антенную решетку (см. Рис. 3.1).

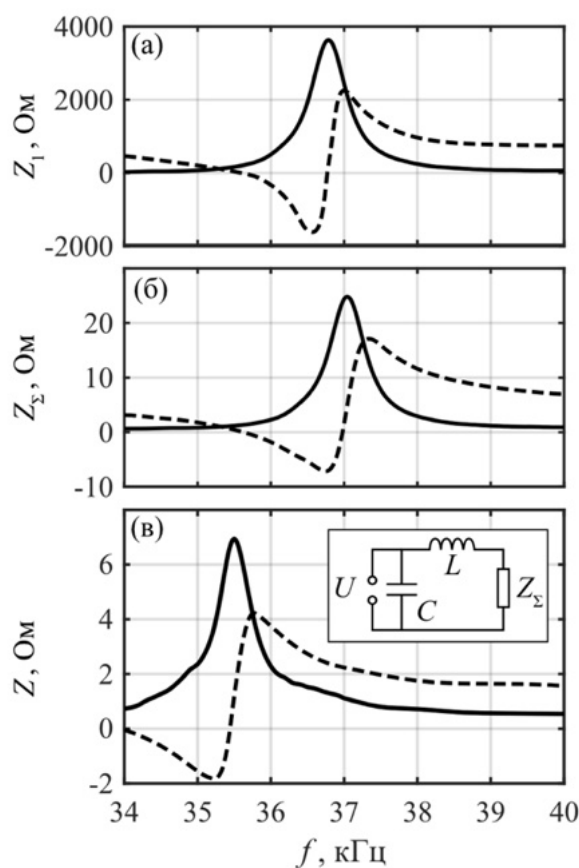


Рис. 3.2 Частотные зависимости действительной (сплошная линия) и мнимой (штриховая) части импеданса Z_1 одного элемента решетки (а), импеданса Z_Σ параллельно соединенных 128 элементов решетки (б), импеданса Z решетки с подключенным согласующим устройством (в), где на вставке показана схема устройства, согласующего источник напряжения U с электрической нагрузкой Z_Σ .

3.1.2 Акустическая характеристика решетки

Для обеспечения эффективной фокусировки элементы излучающей антенной решетки должны быть взаимно сфазированы, чтобы акустические сигналы, излученные отдельными элементами, интерферировали в точке фокуса конструктивно, т.е. имели одинаковую фазу. В общем случае фазировка элементов неидеальна по двум причинам: из-за неодинаковых фазовых сдвигов, вносимых в процессе электроакустического преобразования в различных пьезоэлементах, и из-за того, что эффективные центры элементов не лежат на общей сфере. При независимом управлении фазами электрических сигналов, подаваемых на элементы, их взаимная фазировка может достигаться введением корректирующих фазовых сдвигов. Пример такого подхода описан в нашей недавней статье [98] (см. также ниже в § 3.2). В антенной решетке, рассматриваемой в настоящей работе, на

все элементы подавался один и тот же электрический сигнал, т.е. возможность независимой корректировки фаз на элементах отсутствовала. Чтобы обойти это ограничение, использовался альтернативный подход, основанный на механическом перемещении излучающих элементов относительно сферической чаши, на которой они крепились. Для обеспечения должной фазовой коррекции в фокусе решетки устанавливался микрофон и производилось последовательное излучение ультразвука одиночными элементами на рабочей частоте 35.5 кГц. Сигнал микрофона наблюдался на осциллографе и сравнивался с эталонным сигналом той же частоты. Вкручиванием или выкручиванием держателей элементов устанавливалась синфазность акустического сигнала элемента и эталонного сигнала. Поскольку точность перемещения пьезоэлементов составляла менее одной десятой длины волны, выравнивание фаз достигалось с высокой точностью.

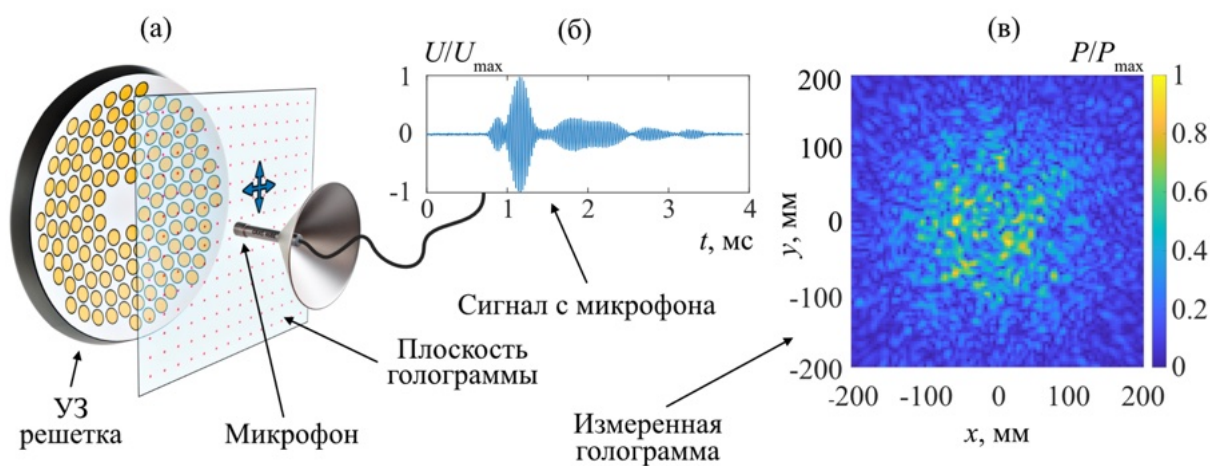


Рис. 3.3 (а) Схема проведения измерений с помощью микрофона, перемещающегося вдоль плоскости голограммы перед излучающей антенной решеткой на расстоянии 240 мм от ее центра. (б) Типичный временной профиль электрического сигнала на микрофоне в одной из точек голограммы при импульсном возбуждении антенной решеткой. (в) Распределение амплитуды акустического давления вдоль поверхности голограммы, измеренное на рабочей частоте решетки 35.5 кГц.

Определение акустических характеристик разработанной решетки осуществлялось с помощью метода импульсной акустической голографии [99, 100]. Голографические измерения проводились на экспериментальном стенде, схематическое изображение которого представлено на Рис. 3.3а. Исследуемая решетка устанавливалась неподвижно на штативе. Напротив решетки устанавливался калиброванный конденсаторный микрофон 46BE (GRAS, Denmark) диаметром 1/4 дюйма с практически линейной амплитудно-частотной характеристикой в полосе частот 0 – 100 кГц. Питание микрофона

обеспечивалось источником 12AL (GRAS, Denmark). Микрофон был установлен в центре держателя, имевшего форму конуса с углом раствора 90° (Рис. 3.3а). Держатель был изготовлен из металлической воронки и играл роль акустического рефлектора, предотвращающего попадание на микрофон паразитных сигналов, отраженных от конструкции крепления микрофона. Микрофон в процессе измерений мог перемещаться контролируемым образом в автоматическом режиме. Для этого использовалась система микропозиционирования UMS-3 (Precision Acoustics, United Kingdom), позволяющая проводить пространственное трехмерное сканирование с точностью позиционирования до 6 мкм. Голограмма УЗ поля записывалась путем растрового сканирования и регистрации сигнала микрофона в узлах плоской квадратной сетки с шагом 4 мм. Плоскость голограммы (плоскость сканирования) была перпендикулярна оси решетки и располагалась от ее центра на расстоянии $z_H = 240$ мм, примерно равном половине фокусного расстояния. Количество узлов сетки выбиралось равным 101×101 , то есть размер участка сканирования составлял 400×400 мм, что позволяло полностью охватить геометрические размеры пучка. Центр области сканирования устанавливался напротив центра решетки.

В ходе сканирования при записи сигнала микрофона в каждой точке голограммы на элементы решетки подавались одинаковые электрические сигналы. Они имели вид радиоимпульсов с синусоидальным заполнением на частоте 35.5 кГц, длительностью 20 периодов и с плавным нарастанием и затуханием огибающей. Для уменьшения шумов проводилось усреднение по 16 реализациям в импульсно-периодическом режиме, при этом период повторения импульсов составлял 10 мс. Электрический сигнал микрофона регистрировался с помощью осциллографа TDS5054B (Tektronix Inc., США). Запись сигнала производилась в пределах временного окна длительностью 4 мс: указанной длительности было достаточно для записи принимаемого микрофоном импульсного акустического сигнала. Шаг дискретизации сигнала был равен 1.6 мкс, что для выбранного временного окна соответствовало 2500 точкам записи. Типичный вид регистрируемого микрофоном сигнала в одной из точек плоскости голограммы при импульсном возбуждении элементов решетки представлен на Рис. 3.3б.

Управление процессом сканирования и записи результатов измерений осуществлялось компьютером по программе, написанной в среде LabView и предоставленной производителем системы позиционирования (Precision Acoustics, Англия). На основе записанных импульсных сигналов акустического давления $p(x, y, z_H, t)$ во всех точках участка сканирования на плоскости $z_H = 240$ мм с помощью преобразования Фурье рассчитывались распределения комплексной амплитуды

акустического давления $P(x, y, z_H, \omega) = A_p(x, y, z_H, \omega)e^{i\varphi_p(x, y, z_H, \omega)}$ на разных частотах ω , где A_p – действительная амплитуда, φ_p – фаза соответствующей гармонической волны давления.

Используя найденные таким образом монохроматические голограммы, с помощью интеграла Рэлея осуществлялся расчет обратного распространения и находилось распределение нормальной компоненты колебательной скорости в точках (x, y, z) сферической поверхности, на которой располагались элементы решетки: $V(x, y, z, \omega) = A_v(x, y, z, \omega)e^{i\varphi_v(x, y, z, \omega)}$, где A_v и φ_v – соответствующие амплитуда и фаза колебательной скорости [99].

Из измеренной голограммы $P(x, y, z_H, \omega)$, кроме того, был рассчитан угловой спектр поля давления и с его помощью для каждой частоты ω найдена мощность $W_{ак}$ акустического поля, излучаемого при заданной амплитуде электрического напряжения U_0 , подаваемого на элементы решетки [48]. С использованием измеренного электрического импеданса решетки Z_{Σ} при указанном значении U_0 была рассчитана электрическая мощность $W_{эл} = U_0^2 \text{Re}(1/Z_{\Sigma})/2$. Указанные значения мощностей $W_{ак}$ и $W_{эл}$ использовались для нахождения электроакустической эффективности $E = \frac{W_{ак}}{W_{эл}}$ на разных частотах.

Помимо сканирования голограммы (записи двумерной структуры акустического поля), проводились измерения продольного распределения акустического сигнала вдоль оси излучателя и поперечных распределений в фокальной плоскости. В точке фокуса дополнительно записывался сигнал микрофона при разных уровнях возбуждения решетки, вплоть до достижения амплитуды акустической волны в фокусе предела динамического диапазона микрофона, равного 160 дБ.

Поскольку динамический диапазон микрофона был превышен, для качественного наблюдения ударных фронтов в профиле акустической волны, создаваемой решеткой в фокусе, было решено использовать гидрофон HGL-0200 (Onda, Великобритания) с диаметром диафрагмы 0.2 мм в качестве микрофона (Рис. 3.4). Гидрофоны имеют более высокий верхний порог динамического диапазона, поэтому позволяют измерять поля такой интенсивности. Подобные исследования, где гидрофон использовался в воздухе уже проводились, и было показано, что гидрофон может использоваться в воздухе для измерений [101]. Предсказуемый и линейный частотный отклик гидрофон имеет в воде, а не в воздухе, поэтому для количественной характеристики наблюдаемого гидрофоном

акустического поля в воздухе требуется провести его калибровку, что является нетривиальной задачей. Тем не менее и без калибровки можно качественно наблюдать образующиеся ударные фронты.

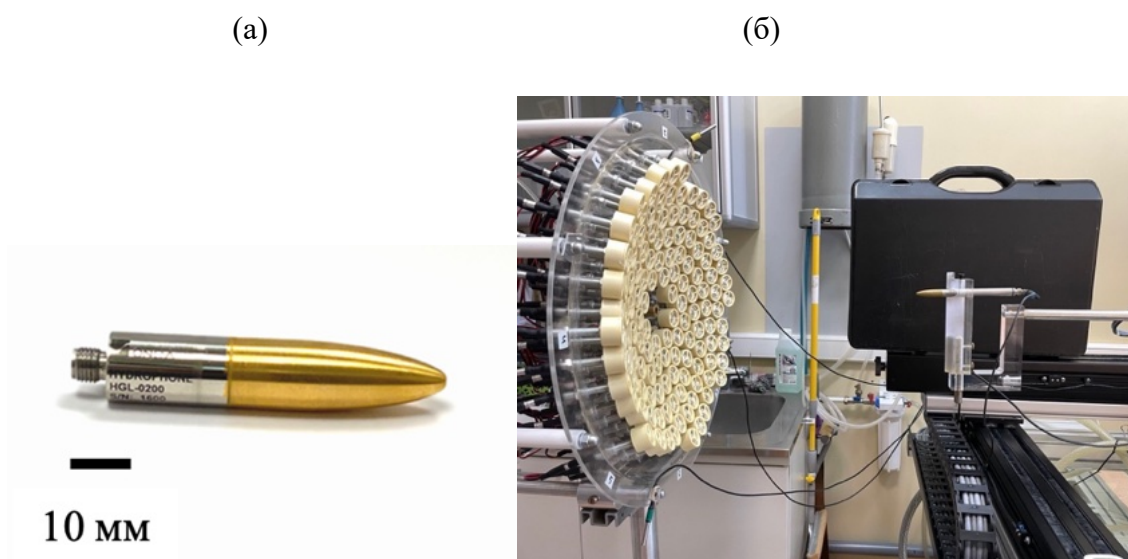


Рис. 3.4 Гидрофон ONDA HGL-0200 с диаметром диафрагмы 0.2 мм (а), используемый вместо микрофона для измерения акустического давления в фокусе решетки (б).

3.1.3 Нахождение акустической мощности путем регистрации радиационной силы, действующей на широкоапертурный отражатель

Для верификации количественных характеристик ультразвукового поля, полученных с помощью калиброванного микрофона, были проведены независимые измерения акустической мощности и эффективности электроакустического преобразования. С этой целью для излучателей мегагерцового диапазона, создающих мощные ультразвуковые пучки в жидкостях и биологических тканях, часто используется метод, который основан на измерении акустической радиационной силы, действующей на эталонный поглотитель или отражатель при его помещении в исследуемый ультразвуковой пучок [102, 103]. Подобные устройства часто называются акустическими радиометрами и используются в акустических измерениях уже много десятков лет [104]. Аналогичные измерения можно проводить не только в жидкостях, но и газах. С этой целью удобно использовать отражатели конической формы, поперечный размер которых превосходит диаметр акустического пучка.

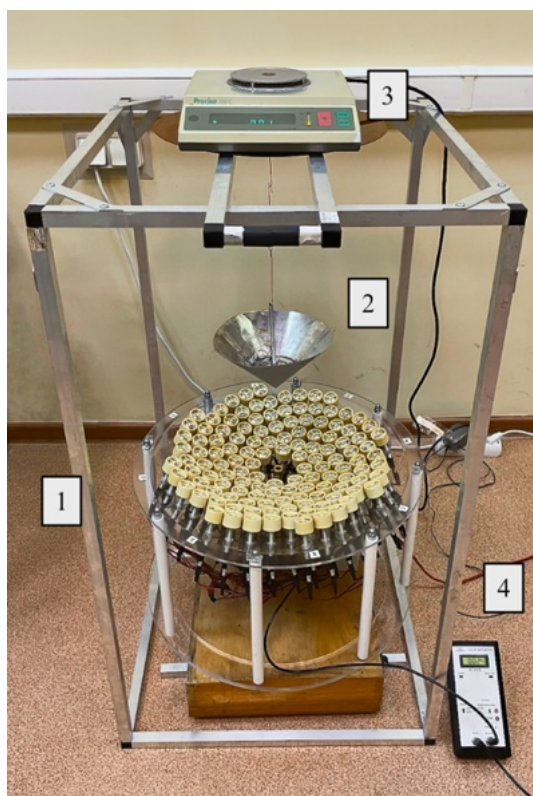


Рис. 3.5 Фотография экспериментальной установки для измерения электроакустической эффективности УЗ решетки на основе измерения акустической радиационной силы. 1 – УЗ решетка, 2 – конический отражатель, 3 – прецизионные весы, 4 – ваттметр.

На Рис. 3.5 представлена фотография экспериментальной установки. УЗ фокусирующая решетка 1 была расположена в основании установки и излучала вверх. Над ней на подвесе располагался изготовленный из алюминия рефлектор 2, имевший форму конуса с углом раствора 90° и диаметром основания 210 мм. Рефлектор был закреплен на подвесе цифровых весов 310 С (Precisa Gravimetrics AG, Switzerland) 3 таким образом, что при воздействии на мишень акустической радиационной силы показания весов менялись. Регистрируемое изменение веса рефлектора, равно вертикальной компоненте радиационной силы: $F = mg$, где m изменение показания весов (в единицах массы), $g = 9.81 \text{ м/с}^2$ – ускорение свободного падения. Положение отражателя относительно решетки регулировалось за счет изменения длины подвеса. В ходе измерений на решетку на несколько секунд подавался непрерывный гармонический сигнал. Измерения проводились на разных частотах с шагом 0.1 кГц в диапазоне 35 – 36кГц. Измерение электрической мощности $W_{\text{эл}}$, подаваемой на элементы решетки, производилось с помощью ваттметра 21А (Sonic Concepts Inc., USA) 4, который подключался в разрыв между согласующим устройством и элементами решетки.

Величина вертикальной компоненты радиационной силы F , действующей на конический отражатель, связана с излучаемой акустической мощностью $W_{ак}$ следующей формулой:

$$F = \gamma \frac{W_{ак}}{c},$$

где $c = 340$ м/с – скорость звука, а коэффициент $\gamma=1.1651$ учитывает форму рефлектора и геометрию акустического пучка для конкретного случая конического отражателя и фокусирующего излучателя [105]. Указанная формула выписана в приближении геометрической акустики, которое хорошо выполняется в случае, когда диаметр отражателя намного больше длины волны. В описываемых экспериментах длина волны составляла около 10 мм, а диаметр рефлектора 210 мм, т.е. условие применимости приведенной формулы выполнялось.

Одновременно с измерением радиационной силы, используемой для расчета акустической мощности $W_{ак}$, проводились измерения электрической мощности $W_{эл}$. На их основе рассчитывалась электроакустическая эффективность решетки $E = \frac{W_{ак}}{W_{эл}}$.

3.1.4 Численное моделирование высокоинтенсивного фокусированного ультразвука, создаваемого многоэлементной решеткой

Корректное измерение акустических волн высокой интенсивности затруднено из-за неизбежного проявления нелинейного отклика и возможного выхода из строя традиционных приемников (гидрофонов и микрофонов). Максимальное давление, создаваемое в фокальной области исследуемой решетки, превышало верхнюю границу динамического диапазона используемого микрофона, которая составляла 160 дБ. На высоких уровнях возбуждения нелинейный отклик микрофона был отчетливо виден и проявлялся, в частности, в эффекте отсечки вершины положительного полупериода профиля волны акустического давления.

Как и в случае НIFU в жидкостях, для НIFU в воздухе альтернативой прямым измерениям может быть численное моделирование нелинейного волнового уравнения с использованием найденного из эксперимента граничного условия на излучателе. В настоящем исследовании для проведения численного эксперимента использовался программный комплекс «НIFU beam», разработанный в Лаборатории медицинского и промышленного ультразвука МГУ имени М.В. Ломоносова [106, 107]. Программный

комплекс позволяет моделировать нелинейные аксиально-симметричные фокусированные акустические поля на основе уравнения Вестервельта. Для анализа полей реальных излучателей, для которых условие аксиальной симметрии выполняется лишь приближенно, в комплексе «HIFU beam» используется модель эквивалентного поршневого излучателя, дающего в линейном режиме структуру поля в фокальной области, близкую к экспериментально измеренной. Указанный модельный поршневой излучатель имеет вид круглой сферической чаши с круглым центральным отверстием. При этом предполагается, что амплитуда нормальной компоненты колебательной скорости во всех точках поверхности чаши одинакова. Подгоночными параметрами для выбора эквивалентного излучателя являются его внешний диаметр D , диаметр центрального отверстия d , радиус кривизны излучающей поверхности F , а также амплитуда колебательной скорости на указанной поверхности при заданной амплитуде электрического напряжения, подаваемого на излучатель. Переход к нелинейному режиму акустического распространения осуществляется в предположении, что пьезоэлектрические элементы решетки являются линейными устройствами, т.е. колебательная скорость на излучающей поверхности пропорциональна подаваемому на излучатель электрическому напряжению.

На подготовительном этапе численного эксперимента находились параметры эквивалентного поршневого излучателя. Для этого использовались аналитические выражения для амплитуды акустического давления вдоль и поперек оси пучка для амплитуды заданного эффективного давления $p_0 = \rho c v_0$ у поверхности поршневого УЗ излучателя, где v_0 – амплитуда нормальной компоненты колебательной скорости, ρ – плотность среды, c – скорость звука [106]. Значения параметров D , d и F , а также амплитуды давления p_0 для заданной амплитуды напряжения U_0 на элементах подбирались таким образом, чтобы получаемые теоретические распределения давления наилучшим образом аппроксимировали соответствующие зависимости, измеренные с помощью микрофона.

После нахождения эквивалентного поршневого излучателя с помощью комплекса «HIFU beam» проводился расчет акустического поля для разных уровней амплитуды электрического напряжения на излучателе. При этом амплитуда давления на эквивалентном излучателе p_0 увеличивалась пропорционально напряжению U_0 на элементах решетки в эксперименте до уровня максимально допустимого напряжения работы в непрерывном режиме, которое (согласно документации производителя пьезоэлементов) составляло 10 В.

3.1.5 Результаты

Рассчитанные из измеренной голограммы распределения амплитуды A_v и фазы φ_v нормальной компоненты колебательной скорости на сферической поверхности решетки представлены на Рис. 3.6 на рабочей частоте решетки 35.5 кГц и на близкой к ней частоте 36 кГц. Полученные картины отчетливо показывают расположенные вдоль спиралей элементы антенной решетки. Из распределения амплитуды видно, что часть элементов решетки колеблется с малой относительно большинства элементов решетки амплитудой, однако большая часть, около 70% элементов, работает оптимально. По распределению фазы виден результат проведенной фазировки элементов: большинство элементов излучает в фазе. Малая амплитуда неэффективных элементов связана с отличием резонансной частоты этих элементов от выбранной рабочей частоты решетки. На Рис. 3.6 представлено аналогичное амплитудное распределение A_v на частоте 36 кГц, из которого видно, что все элементы излучают более однородно, но менее эффективно. Фазовое распределение φ_v на частоте 36 кГц иллюстрирует, что на этой частоте фазировка элементов уже не является оптимальной.

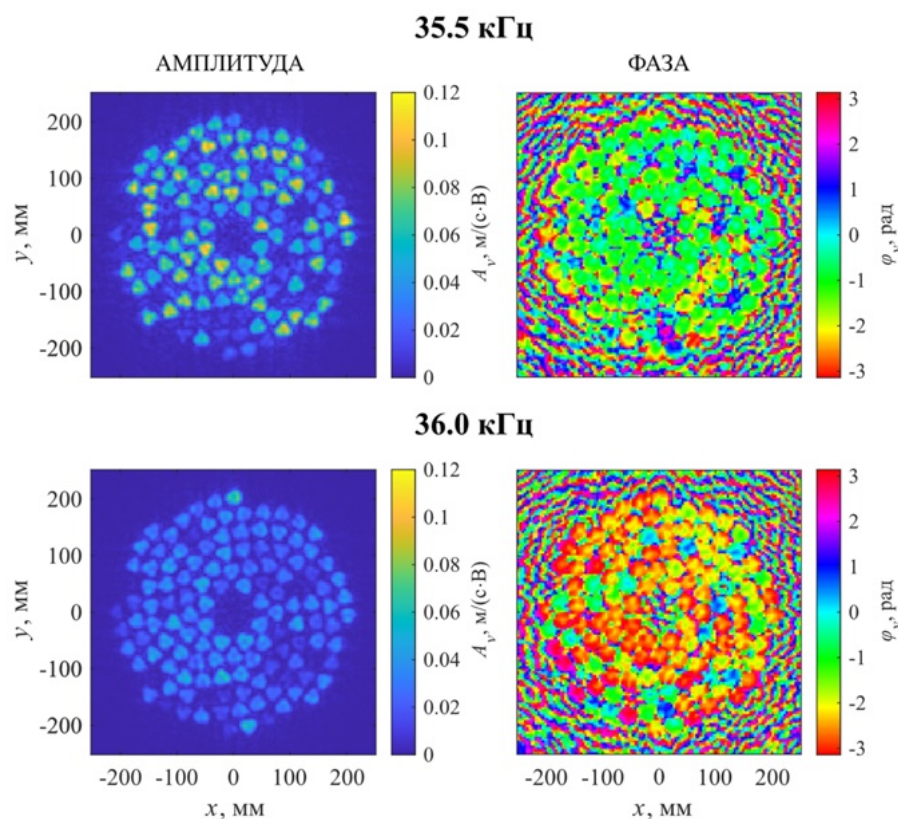


Рис. 3.6 Распределения амплитуды A_v и фазы φ_v нормальной компоненты колебательной скорости на поверхности решетки на рабочей частоте 35.5 кГц и на частоте 36 кГц.

Важность проведения фазировки элементов для достижения эффективной фокусировки хорошо видна на рассчитанной из голограммы пространственной структуре интенсивности ультразвука в фокальной плоскости. На Рис. 3.7 показано поперечное распределение интенсивности $I_{\text{ак}}$, нормированной на полную акустическую мощность излучения $W_{\text{ак}}$, на частотах $f = 35.5$ и 36 кГц. При такой нормировке в случае синфазности всех элементов величина $I_{\text{ак}}/W_{\text{ак}}$ для близких частот должна быть одной и той же. Результат для двух указанных частот, однако, заметно отличается: значение нормированной интенсивности на рабочей частоте 35.5 кГц, для которой была произведена фазовая коррекция, выше на 30% , чем на частоте 36 кГц. Методы проведения фазировки многоэлементных решеток с помощью акустической голографии позволяют с высокой точностью провести фазировку многоэлементных решеток, в §2 текущей главы представлено подробное описание метода фазовой коррекции многоэлементных антенных решеток методом акустической голографии.

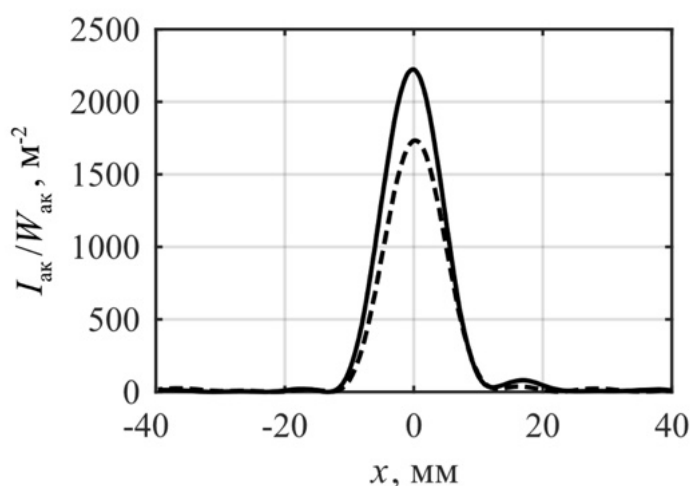


Рис. 3.7 Распределение интенсивности $I_{\text{ак}}$ акустического излучения, нормированное на полную акустическую мощность $W_{\text{ак}}$ излучения, на оси x в фокальной плоскости на частотах 35.5 кГц (сплошная линия) и 36 кГц (штриховая линия).

Для достижения высоких уровней интенсивности волны в фокусе требуется не только обеспечение синфазности отдельных элементов решетки, но и достижение высоких уровней излучаемой акустической мощности $W_{\text{ак}}$. При известной чувствительности акустического приемника эта величина может быть рассчитана из голограммы [108]. Поскольку в процессе эксплуатации чувствительность приемника может по тем или иным причинам измениться относительно паспортной, желательно иметь независимый способ

измерения акустической мощности. В настоящей работе для этого использовался метод, основанный на измерении акустической радиационной силы.

На Рис. 3.8 представлены результаты измерения частотной зависимости акустической мощности $W_{\text{ак}}$ при амплитуде электрического напряжения на элементах излучателя $U_0 = 1$ В. Сплошной линией показана акустическая мощность, рассчитанная для такого напряжения из полной голограммы (размером 400×400 мм²). Как видно, максимальное значение достигается на выбранной рабочей частоте 35.5 кГц и составляет примерно 0.045 Вт. Точками на Рис. 3.8 показаны результаты измерения акустической мощности на основе измерения радиационной силы. Эти измерения показывают примерно в 2 раза меньшую акустическую мощность, что естественно, поскольку рефлектором захватывается лишь часть ультразвукового пучка. Штриховой линией показана рассчитанная из голограммы акустическая мощность, проходящая через круг диаметром 180 мм, что примерно совпадает с диаметром основания акустического рефлектора (210 мм). Некоторое уменьшение эффективного диаметра может быть объяснено тем, что на краю рефлектора приближение геометрической акустики нарушается из-за дифракции, и поэтому краевая область рефлектора не дает полного вклада в результирующую радиационную силу. Таким образом, метод акустического радиометра подтвердил корректность калибровки микрофона и правильность микрофонных измерений абсолютных величин акустического давления.

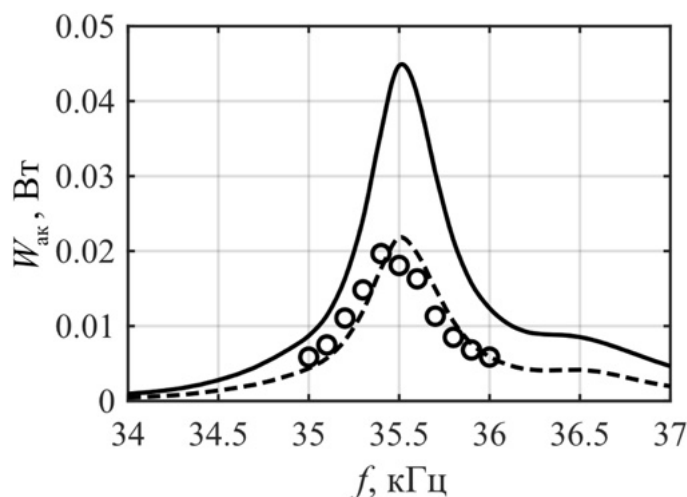


Рис. 3.8 Зависимости акустической мощности при напряжении 1 В на элементах решетки от частоты: сплошная линия – расчет из полной голограммы, точки – результат измерения методом акустического радиометра, штриховая линия – расчет из участка голограммы в виде круга диаметром 180 мм.

Одной из важных характеристик любого электроакустического преобразователя является эффективность преобразования электрической энергии в акустическую. Поскольку метод акустической голографии позволяет измерить полную акустическую мощность, а измерение электрического импеданса излучателя и напряжения на нем позволяет найти электрическую мощность, то комбинация указанных измерений позволяет рассчитать эффективность. На Рис. 3.9 представлены результаты нахождения электроакустической эффективности E разработанной решетки в зависимости от частоты. Измерения показали, что максимальное значение эффективности решетки достигается на частоте 35.7 кГц и составляет порядка 13%. Эффективность на выбранной рабочей частоте 35.5 кГц примерно такая же (12%).

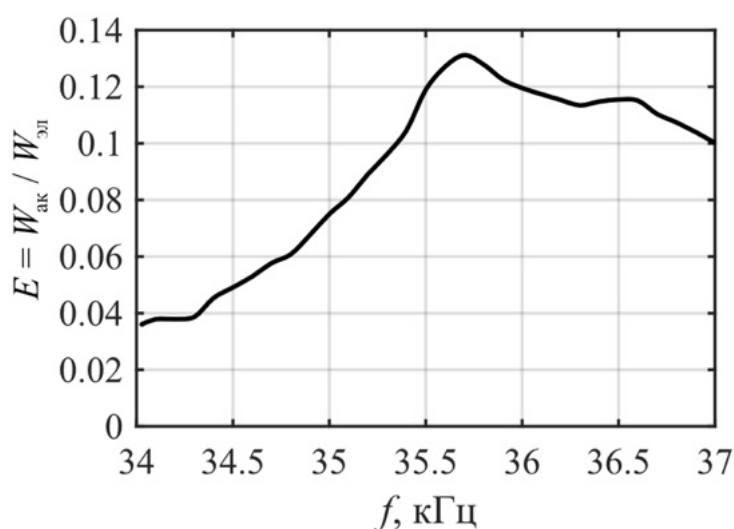


Рис. 3.9 Частотная зависимость электроакустической эффективности решетки.

Важным аспектом исследования возможностей разработанной антенной решетки была проверка возможности достижения режимов высокой интенсивности, при которых сильно выражены нелинейные эффекты. С этой целью были проведены измерения формы волны в точке фокуса при различных уровнях напряжения на излучающих элементах. На Рис. 3.10 показаны профили акустического давления в фокусе на разных уровнях возбуждения элементов. Штриховой линией показан профиль при относительно малой амплитуде электрического напряжения $U_0 = 0.5$ В на элементах, когда нелинейность не проявляется, и поэтому профиль является синусоидальным. Черной толстой линией показан сигнал микрофона при амплитуде напряжения $U_0 = 5.8$ В. Как видно, форма сигнала искажена и уже заметно отличается от синусоидальной. В соответствии с чувствительностью микрофона, в последнем случае амплитуда акустического давления

достигала значения 2500 Па, что соответствует 162 дБ. Такой уровень акустического давления является максимально допустимым значением в пределах динамического диапазона используемого микрофона GRAS 46BE, т.е. измерения при бóльших уровнях заведомо искажены самим нелинейным откликом микрофона. Этот эффект отчетливо виден по отсечке сигнала для возбуждающего напряжения 7.7 В (черная тонкая линия на графике).

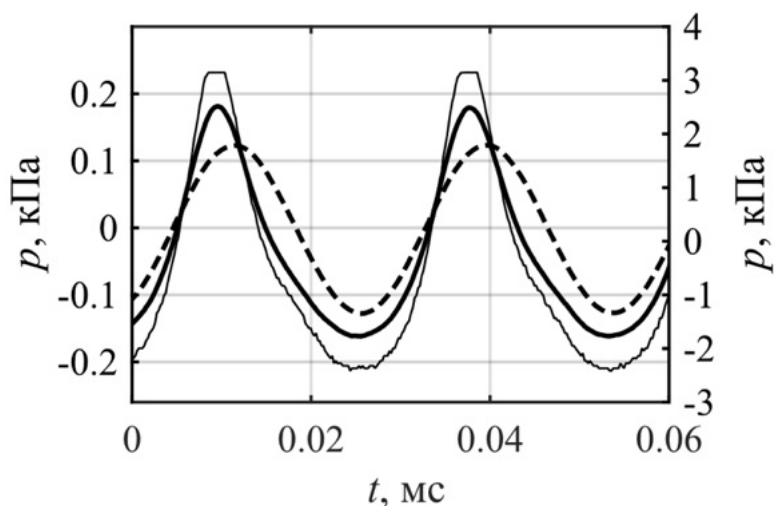


Рис. 3.10 Профили акустического давления в фокусе, измеренные при разных уровнях возбуждения элементов. Штриховая линия – профиль в линейном режиме при амплитуде электрического напряжения 0.5 В на элементах (шкала давления – слева). Сплошные линии – профили в нелинейном режиме; толстая линия – при амплитуде напряжения 5.8 В, тонкая линия при 7.7 В (шкала давления – справа).

Для анализа акустического поля антенной решеткой при тех уровнях ее возбуждения, когда измерения микрофоном были невозможны, проводилось численное моделирование в соответствии с ранее описанной методикой с использованием программного комплекса “NIFU beam”.

Полученные в результате численного моделирования профили акустической волны в фокусе при напряжении на элементах $U_0 = 7$ В и максимально допустимом напряжении $U_0 = 10$ В представлены на Рис. 3.11а. Наблюдаемое искажение формы волны типично для режимов NIFU, когда существенную роль играет акустическая нелинейность среды. Фазы сжатия укорочены, фазы разрежения, напротив, растянуты, а пиковое положительное давление заметно превышает абсолютное значение пикового отрицательного давления. При напряжении $U_0 = 10$ В в профиле волны наблюдается ударный фронт. Важным результатом является также то, что пиковое значение акустического давления, полученное при моделировании, основанном на экспериментально заданном граничном условии, для

$U_0 = 10$ В составляет 8.6 кПа, что соответствует уровню 173 дБ. Если превысить ограничение $U_0 = 10$ В, заданное производителем для работы в непрерывном режиме, до 16 В, то можно достигнуть значения 12.7 кПа при моделировании, что соответствует уровню 176 дБ. Такие напряжения можно подавать на решетку импульсно, создавая импульсы достаточной длины для возникновения установившихся колебаний на элементах: порядка 100 периодов колебаний на частоте 35.5 кГц, но с периодом следования в несколько десятков мс, достаточным для недопускания перегрева элементов.

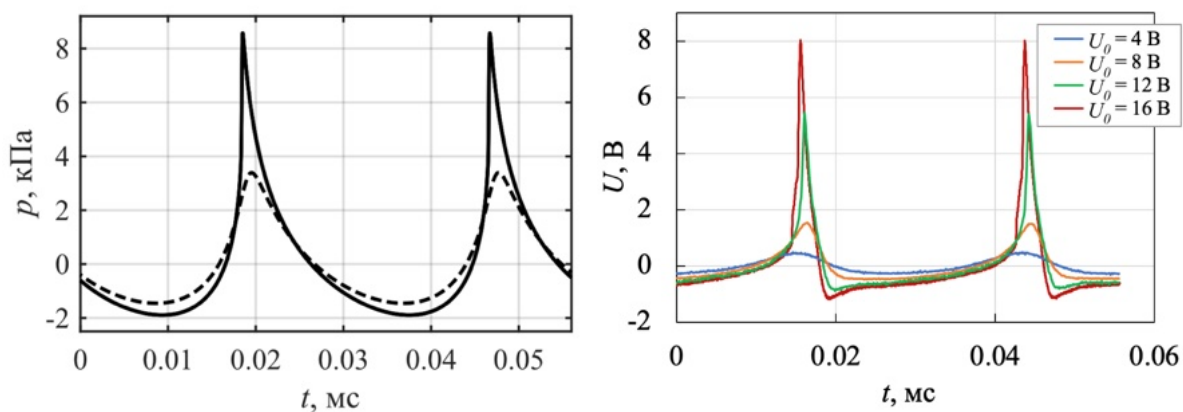


Рис. 3.11 (а) – Профили акустической волны в фокусе, полученные с помощью численного моделирования с использованием комплекса «HIFU beam» при амплитуде напряжения на излучателе 7 В (штриховая линия) и 10 В (сплошная линия). (б) – Ударные профили, измеренные с помощью гидрофона ONDA Golden Lipstick 0.2 мм в воздухе при разных напряжениях U_0 на элементах: 4, 8, 12 и 16 В.

Результаты качественного наблюдения ударного профиля в воздухе представлены на Рис. 3.11б. Представлены измеренные профили электрического напряжения на гидрофоне при напряжениях 4, 8, 12 и 16 В на элементах решетки. При напряжениях 4 и 8 В на гидрофоне наблюдается слабонелинейный сигнал, как и на микрофоне, при увеличении напряжения на элементах решетки до 12 В и 16 В появляются ярко выраженные ударные фронты. При наибольшем напряжении 16 В длительность ударного фронта составляет величину порядка 100 нс.

§3.2 Фазовая коррекция каналов фокусированного терапевтического мозаичного преобразователя методом акустической голографии

С развитием многоканальных систем управления низкоинтенсивными диагностическими и мощными ультразвуковыми (УЗ) многоэлементными излучателями расширяется круг прикладных задач как в медицине, так и в промышленности. Среди приложений в хирургии следует выделить, например, гипертермию для локального повышения температуры тканей с последующей термоабляцией [109, 110], ультразвуковую гистотрипсию для механического (нетеплового) разрушения биологических тканей [111–114]. Среди диагностических применений с использованием интенсивного фокусированного ультразвука важно отметить метод эластографии, основанный на сдвиговых волнах, генерируемых в фокальной области [115–117]. Все эти применения требуют высокой точности воздействия ультразвукового поля на объект или среду, чтобы минимизировать риски повреждения тканей вне зоны воздействия. Это возможно при наличии полной информации о параметрах каждого элемента излучающего тракта и структуре поля, создаваемого многоэлементной системой. Характер колебаний поверхности пьезоэлектрических элементов обычно неизвестен и часто отличается от широко используемого поршневого приближения [118]. Реальную структуру поля можно определить с помощью разработанного метода акустической голографии [100, 118], позволяющего решить обратную задачу для монохроматического поля путем измерения амплитуды и фазы акустического давления вдоль поверхности перед излучателем и найти реальные граничные условия для решения прямой задачи излучения. Для использования разработанного подхода в случае импульсных полей метод может быть расширен на широкополосный случай [34].

При использовании многоканальных приемо-излучающих систем важно знание не только характера колебаний поверхности элементов, но и характеристик всех элементов тракта, влияющих на электрический сигнал и, в конечном итоге, на результирующее акустическое поле. Здесь важно еще отметить, что характер колебаний поверхности даже в пределах одного выделенного элемента будет, в общем случае, разным для разных режимов работы излучателя. Так, например, для двумерного диагностического датчика [34] в синфазном режиме колебание поверхности одного элемента может быть практически равномерным, в то время как в режимах работы с заметным сдвигом фаз между элементами амплитуда колебаний поверхности одного элемента будет заметно спадать к краям. Изменение характера колебаний при электронном управлении пучком будет зависеть от

конструкции многоэлементного излучателя, типа пьезоматериала, волновых размеров индивидуальных элементов и ряда других факторов [34, 100, 119]. Поэтому для полной характеристики многоэлементных систем, вообще говоря, необходимо проводить измерения при всех возможных фазовых сдвигах между элементами для учета различного характера межэлементного взаимодействия. В реальности целесообразно проводить измерения для синфазного режима возбуждения элементов и для нескольких рабочих положений электронного сдвига фокуса (или луча для нефокусированных излучателей) [120, 121]. Первый режим позволяет определить целостность излучателя, выявить отклонения в работе каналов, зафиксировать наличие дефектов, влияющих на излучаемое акустическое поле. Использование многоканальных систем управления может позволить провести компенсацию выявленных отклонений.

Настоящий параграф посвящен методу выявления и компенсации фазовых отклонений многоэлементных фокусированных ультразвуковых систем с помощью метода акустической голографии и оценке влияния искажений на форму фокального пятна. Экспериментальная проверка осуществлялась с использованием 256-элементного фокусированного преобразователя мегагерцового диапазона частот в воде.

3.2.1 Материалы и методы

Многоэлементная абсолютно плотная решетка

В данной работе рассматривается 256-элементная фокусированная пьезокомпозитная решетка (Imasonic, Франция) диаметром 200 мм, фокусным расстоянием 150 мм и центральной частотой 1.2 МГц. Особенностью преобразователя является нерегулярный характер расположения элементов, имеющих форму многоугольников равной площади и прилегающих друг другу с минимальным зазором [122, 123]. Такие излучатели, называемые абсолютно плотными или мозаичными решетками, обладают пониженным уровнем боковых лепестков по сравнению с регулярными решетками, составленными из периодически расположенных одинаковых элементов. Помимо этого, решетки с плотным заполнением позволяют достигать больших уровней акустического давления при одинаковой интенсивности на поверхности элементов за счет полезного использования практически всей площади поверхности излучателя.

Фотография излучателя и схема расположения его элементов представлены на Рис. 3.12а, б соответственно. Номинальный зазор между элементами составляет 0.5 мм.

Центральное отверстие диаметром 40 мм предназначено для размещения диагностического УЗ датчика для контроля и визуализации процессов в фокальной области мозаичной решетки при ее использовании для воздействия на биологические ткани и их фантомы в режимах гипертермии [109, 110] и гистотрипсии [111–114].

Сканирование поля гидрофоном (детали и параметры измерительной системы приведены в разделе об экспериментальной установке) в фокальной области при синфазном режиме генерации показало, что форма фокального пятна имеет асимметричный вид и отличается от теоретически ожидаемой для данного излучателя (Рис. 3.12в). Этот факт и послужил причиной для выполнения предлагаемого исследования.

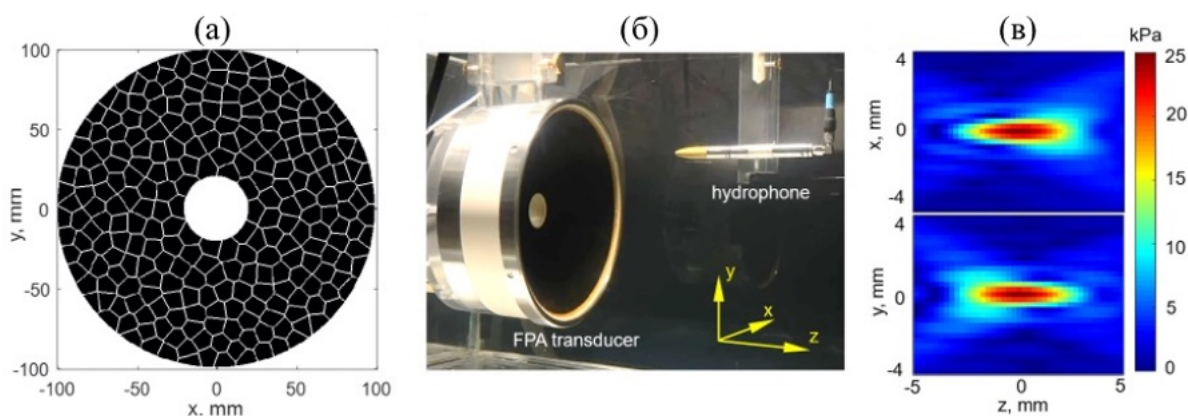


Рис. 3.12 Излучатель с мозаичным расположением 256 элементов (FPA). (а) – Схема расположения элементов на поверхности преобразователя. (б) – Фотография излучателя в резервуаре с водой в процессе измерений поля гидрофоном HGL-0200. (в) – Измеренные уровни акустического давления в фокальной области для горизонтального XZ (сверху) и вертикального YZ (снизу) сечений с шагом 0.25 мм при синфазном возбуждении управляющей электроники с входным уровнем 3.6 В.

Акустическая голография и фазовая компенсация

Метод акустической голографии представляет собой мощный метрологический инструмент [100] и широко применяется для характеристики ультразвуковых источников [34, 100, 118–121]. Рассмотрим здесь аспекты его применения к задаче в следующей постановке. Фокусированный УЗ излучатель, работающий в непрерывном режиме на частоте ω , расположен так, что его ось совпадает с осью z . Измерение амплитуды A и фазы φ акустического давления осуществляется на плоской поверхности Σ_H (голограмме), задавая комплексную амплитуду вида $P(\mathbf{r}) = A(\mathbf{r}) \cdot e^{i\varphi(\mathbf{r})}$. Полная волновая функция акустического давления в таком случае будет иметь вид:

$$p(\mathbf{r}, t) = \operatorname{Re}(P(\mathbf{r})e^{-i\omega t}) = \frac{P(\mathbf{r})}{2} \cdot e^{-i\omega t} + \text{к. с.} = \frac{A(\mathbf{r})}{2} \cdot e^{-i(\omega t - \varphi(\mathbf{r}))} + \text{к. с.} \quad (3.1)$$

Решая обратную задачу без учета нераспространяющихся волн с использованием метода интеграла Рэлея, который при наличии вогнутой поверхности излучателя Σ_S более удобен, чем метод углового спектра, можно найти комплексную амплитуду давления у поверхности излучателя:

$$P(\mathbf{r}_S, \omega) = \frac{1}{2\pi} \int_{\Sigma_H} P(\mathbf{r}_H, \omega) \frac{\partial}{\partial n_H} \left(\frac{e^{-ik|\mathbf{r}_H - \mathbf{r}_S|}}{|\mathbf{r}_H - \mathbf{r}_S|} \right) d\sigma \quad (3.2)$$

Здесь радиус-векторы \mathbf{r}_S и \mathbf{r}_H лежат на поверхностях излучателя Σ_S и голограммы Σ_H соответственно, а $\partial/\partial n_H$ представляет собой производную по нормали к поверхности голограммы Σ_H , обращенной в полупространство с излучателем. Можно также рассчитать комплексную амплитуду нормальной компоненты колебательной скорости V_n на поверхности излучателя

$$V_n(\mathbf{r}_S, \omega) = -\frac{i}{k\rho_0 c_0} \frac{\partial P(\mathbf{r}_S, \omega)}{\partial n_S}. \quad (3.3)$$

Здесь ρ_0 – равновесная плотность среды, c_0 – скорость звука в среде, $k = \frac{\omega}{c_0}$ – волновое число, $\partial/\partial n_S$ является производной по внешней нормали к поверхности источника Σ_S . Явный вид выражений для решения обратной и прямой задач с учетом нормальных производных для комплексных амплитуд акустического давления и колебательной скорости в случае плоской поверхности голограммы и сферически вогнутого излучателя приведен в Приложении А работы [100]. В то время как именно колебательная скорость определяет структуру колебаний поверхности источника, в задачах управления пучком или лучом и определения вклада сигнала каждого элемента поверхности в результирующее акустическое поле в среде можно оперировать только величинами акустического давления.

При рассмотрении многоэлементных излучателей для определения фазы на поверхностях элементов из общего распределения $P(\mathbf{r}_S, \omega)$ выбираются точки поверхности $\Sigma_m \in \Sigma_S$, соответствующие каждому одиночному элементу с номером m . Следует отметить, что распределения амплитуды и фазы комплексной функции у поверхности источника неоднородны в силу нескольких причин: наличие волн Лэмба P_L , наличие возможных

дефектов P_D и конструктивных особенностей преобразователя P_F , различие управляющих сигналов на каждом элементе $P_{ELm} = T_{TXPm} T_{MNETm} T_{GENm} U_{CTRLm}$.

$$P = P_L + P_D + P_F + \sum_m P_{ELm} \quad (3.4)$$

Последний фактор складывается из контролируемого различия, задаваемого электроникой в виде электрического напряжения для управления полем U_{CTRLm} в каждом канале m ; и неконтролируемого, состоящего из неучтенных в общем случае отклонений (вследствие взаимодействия каналов, различия номиналов электронных компонентов и др.) в канальных цепях генератора T_{GENm} , согласующей системы T_{MNETm} и самого излучателя T_{TXPm} (дополнительный индекс P соответствует передаточной функции электрическое напряжение – акустическое давление). Определить неучтенные искажения можно путем сравнения заданных амплитуд и фаз на элементах с фактическими значениями, полученными из голограммы путем усреднения амплитуд и фаз по поверхности Σ_m . Как было проанализировано в работе [121], при наличии амплитудных и фазовых отклонений именно последние вносят основной вклад в искажение структуры поля многоэлементных фокусированных источников. Для компенсации таких отклонений Φ_m сначала необходимо усреднить фазу найденного из голограммы распределения $P(\mathbf{r}_S, \omega)$ для каждого элемента m по соответствующей поверхности Σ_m при работе всех каналов излучателя в синфазном режиме $U_{CTRLm} = \text{Re}(|U_{CTRLm}| e^{-i(\omega t - \varphi_m)})$, где $\varphi_m = \text{const} \forall m$:

$$\Phi_m = \langle \varphi(\mathbf{r}) \rangle_{\Sigma_m} = \frac{1}{\Sigma_m} \int_{\Sigma_m} \arg P(\mathbf{r}_S, \omega) d\sigma. \quad (3.5)$$

Таким образом, Φ_m будет определяться комбинированным вкладом всех искажающих факторов $\Phi_m = \langle \arg(P_L + P_D + P_F + P_{ELm}) \rangle_{\Sigma_m}$, однозначно разделить которые с помощью акустической голографии не представляется возможным. Однако на практике этого и не требуется: достаточно скомпенсировать результирующие фазовые отклонения, для чего в каждый канал управляющей системы необходимо ввести корректирующие фазовые множители в виде инвертированных значений фаз $\Phi_{mCOR} = -\Phi_m$:

$$U_{CTRLmCOR} = U_{CTRLm} e^{i\Phi_{mCOR}} = U_{CTRLm} e^{-i\Phi_m} \quad (3.6)$$

Следует отметить, что для источников с малой кривизной поверхности в масштабах длины волны в случае использования фазы распределения комплексной амплитуды нормальной компоненты колебательной скорости V_n по формуле (3.3) вместо распределения акустического давления P (3.4) в среде непосредственно у поверхности преобразователя, схема рассуждений остается справедливой при замене передаточной функции T_{TX_P} на T_{TX_V} .

3.2.2 Экспериментальная реализация

Для характеристики представленной выше (Рис. 3.12) 256-элементной плотной мозаичной решетки методом акустической голографии использовался экспериментальный стенд на основе автоматизированной сканирующей системы с ЧПУ (UMS3, Precision Acoustics, Великобритания) с диапазоном линейных перемещений $0.5 \times 0.5 \times 1$ м с шагом 1 мкм при гарантированной точности до 5 мкм, размещенной над резервуаром для воды. Резервуар наполнялся очищенной дегазированной водой (система подготовки воды WTS, Precision Acoustics, Великобритания) до концентрации растворенного кислорода 3 – 4 мг/л. Вода перед измерениями нагревалась до комнатной температуры 23 – 25 °С и поддерживалась постоянной в процессе измерений с точностью ± 0.2 °С. Неподвижно закрепленный в воде излучатель управлялся 256-канальной системой Verasonics-V1 (Verasonics Inc., США). На каждый канал подавались короткие импульсы, состоящие из 3 периодов центральной частоты излучателя 1.2 МГц. Создаваемое поле регистрировалось с помощью гидрофона HGL-0200 (Onda, Великобритания), электрический сигнал с которого через предусилитель АН-2010-100 (Onda, Великобритания) поступал в осциллограф TDS5054В (Tektronix, США). Для уменьшения уровня регистрируемых шумов для каждой пространственной точки измерения проводилось усреднение по 32 выборкам в окне 100 мкс с частотой дискретизации 50 МГц, после чего профиль сигнала через шину GPIB передавался в компьютер для дальнейшей обработки. Синхронизация развертки осциллографа проводилась с фиксированной задержкой (в зависимости от расстояния между излучателем и гидрофоном) относительно начала излучения первым элементом решетки с помощью программирования внешнего триггера системы Verasonics.

Сканирование поля в области фокуса проводилось при минимальном уровне электрического сигнала (до 3.6 В) для минимизации риска повреждения гидрофона. Измерения на плоскости голограммы, которая располагалась между фокусом и излучателем

на расстоянии 40 мм от фокуса перпендикулярно акустической оси, проводились при уровнях от 3.6 В на выходах управляющей системы. Голограмма регистрировалась в узлах квадратной сетки 251×251 с шагом 0.5 мм, что соответствовало размеру 125×125 мм. Измерения поля в фокальной области и вдоль голограммы сначала проводились для случая синфазной работы каналов управляющей системы, что позволило зарегистрировать искажение фокального пятна и определить фазовые сдвиги Φ_m (3.5). На Рис. 3.13а и б представлены соответственно распределения амплитуды и фазы акустического давления на частоте 1.2 МГц на поверхности голограммы. Рис. 3.13в, г содержит распределения амплитуды и фазы для той же частоты на сферической поверхности с радиусом кривизны 150 мм. После введения компенсации (3.6) в управляющие сигналы проводились повторные измерения.

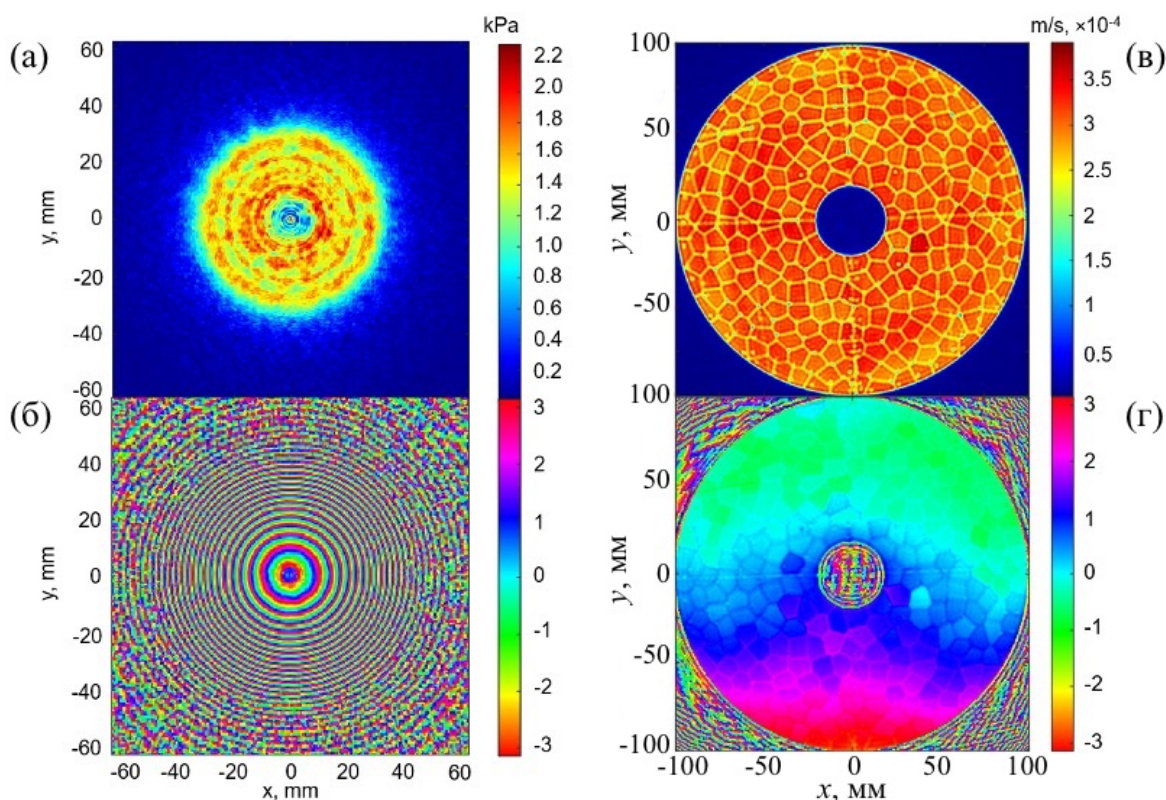


Рис. 3.13 Монохроматическая голограмма на частоте 1.2 МГц при входном уровне управляющей системы 3.6 В. (а) – Распределение амплитуды акустического давления вдоль плоскости измерений, расположенной на расстоянии 40 мм от фокуса в сторону излучателя. (б) – Фазовое распределение акустического давления для той же плоскости. (в, г) – Голографическая реконструкция амплитудного (в) и фазового (г) распределений нормальной компоненты колебательной скорости по сферической поверхности преобразователя.

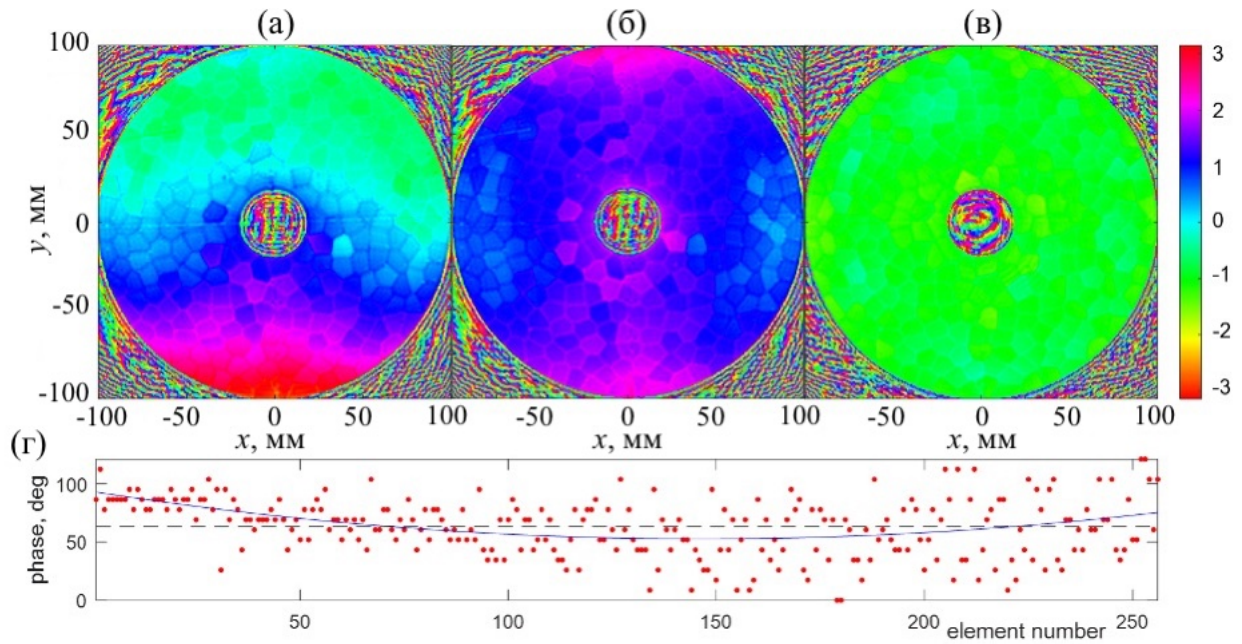


Рис. 3.14 Распределение фазы на сферической поверхности с радиусом кривизны 150 мм для частоты 1.2 МГц. (а) – Прямая реконструкция из голограммы, представленной на Рис. 3.13а, б для синфазного режима возбуждения управляющей системы VDAS. (б) – Реконструкция той же голограммы с учетом отклонения акустической оси преобразователя от продольной оси z сканирующей системы. (в) – Распределение фазы вдоль поверхности источника после введения поканальной фазовой компенсации. (г) – Значения фазового сдвига Φ_m для каждого элемента $m \in [1, 256]$ показаны красными точками. Синяя сплошная линия соответствует полиномиальному тренду для иллюстрации асферичности поверхности. Пунктирная линия соответствует идеальной сфере.

3.2.3 Результаты и обсуждение

При регистрации импульсных сигналов проводилась обработка нестационарной голограммы с выделением монохроматических голограмм [34], из которых для анализа фазовых искажений в работе выбирается распределение на центральной частоте излучателя (1.2 МГц). В силу больших волновых размеров источника и поверхности сканирования неучтенное отклонение акустической оси от продольной механической оси системы позиционирования может вносить существенные фазовые искажения, которые можно найти и скомпенсировать поворотом плоскости голограммы при вычислении интеграла (3.3) на основе ранее разработанных алгоритмов [124, 125]. На Рис. 3.14 представлены фазовые распределения поля на сферической поверхности с радиусом кривизны 150 мм, удаленной от плоскости голограммы на расстояние 110 мм. Рис. 3.14а соответствует случаю расчета из исходной голограммы и совпадает с Рис. 3.13б. На Рис. 3.14б показан результат

расчета обратного распространения с учетом поворота нормали к поверхности голограммы относительно оси излучателя. На Рис. 3.14в представлено распределение фазы на поверхности источника после введения в систему управления поканальной компенсации (3.6), значения фазы Φ_m которой для каждого канала представлены на Рис. 3.14г. Амплитудные распределения при повороте голограммы и компенсации фазы практически не отличаются от представленного на Рис. 3.13в, поэтому отдельно не приводятся.

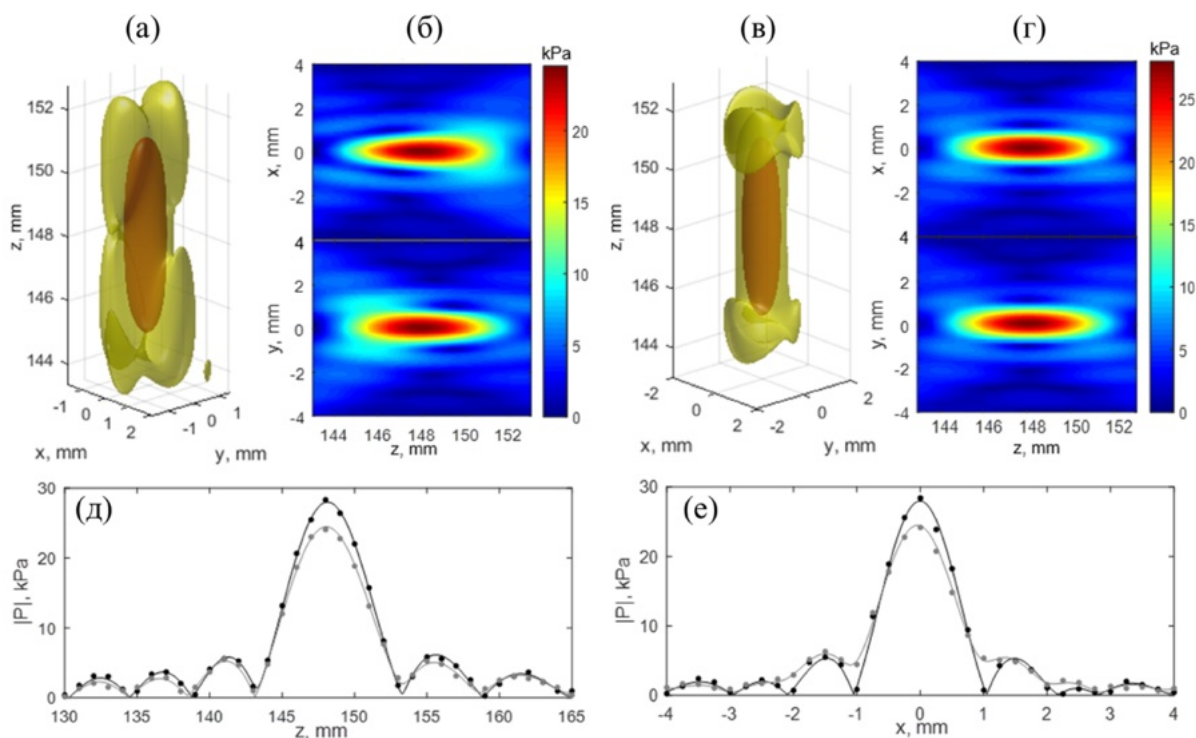


Рис. 3.15 Форма фокального пятна при синфазном режиме генерации управляющей системы (а, б) и после введения фазовой коррекции (в, г), восстановленная из голограмм. (а, в) – Исоповерхности акустического давления по уровням -6 дБ (красный) и -12 дБ (желтый) относительно абсолютного фокального максимума для каждого случая. (б, г) – Горизонтальные (вверху) и вертикальные (внизу) сечения фокальной области. (д, е) – Осевое и поперечное (z и x соответственно) распределения амплитуды акустического давления для исходных синфазных сигналов (серая линия) и скорректированных сигналов (черная линия), восстановленных по голограммам. Точками показаны результаты независимых измерений гидрофоном.

При подробном рассмотрении Рис. 3.14в можно увидеть, что введение поканальной фазовой компенсации в управляющие сигналы заметным образом выравнивает фазу поля у поверхности излучателя, но получающееся распределение еще остается неравномерным.

Эта неравномерность может быть уменьшена путем итерационного применения процедуры компенсации, но из-за длительного времени регистрации одной голограммы рассматриваемого источника (более 15 часов) такой метод не всегда является оптимальным. Качество фазовой компенсации можно оценивать по разным метрикам, среди которых для фокусированных излучателей часто используются параметры фокального пятна: пиковая амплитуда, продольный и поперечный размер, форма (по заданным уровням). Как уже отмечалось, предпосылкой настоящей работы послужило обнаруженное отклонение формы фокального пятна в продольных сечениях от номинальной, поэтому полезно будет оценить влияние проведенной фазовой компенсации на форму фокуса в тех же сечениях. На Рис. 3.15 представлена голографическая реконструкция фокального пятна при синфазной генерации электрических сигналов (а, б) и после фазовой коррекции (в, г). Трехмерные распределения содержат изоповерхности акустического давления по уровням -6 дБ (красный цвет) и -12 дБ (желтый цвет) относительно абсолютного фокального максимума для каждого случая. Двумерные распределения соответствуют вертикальному (YZ) и горизонтальному (XZ) сечениям. Асимметрия исходного распределения (а, б) отчетливо видна и хорошо соответствует первым распределениям, полученным при помощи гидрофона (см. Рис. 3.12в). После процедуры фазовой коррекции форма становится значительно более симметричной. Осевые (z и x) распределения амплитуды акустического давления для исходных синфазных сигналов (серая линия) и сигналов с фазовой компенсацией (черная линия), восстановленных из голографических данных (Рис. 3.15д, е), показывают 14 % рост пикового давления после компенсации фазовых отклонений (28 кПа против 24.5 кПа) при том же входном уровне 3.6 В. Распределения, рассчитанные из голограмм хорошо согласуются с результатами независимых измерений гидрофона (показаны точками на Рис. 3.15д, е). Полученные результаты показывают практически полное восстановление формы фокального пятна и существенный рост значения пикового давления после введения компенсирующих фазовых сдвигов.

Анализируя найденные фазовые отклонения Φ_m (Рис. 3.14г) можно попытаться определить их источник. В то время как фазовое распределение (Рис. 3.14б) выглядит практически симметричным относительно вертикальной оси и на поверхности источника просматривается горизонтальная линия, делящая поверхность на две половины, разумно предположить, что в процессе создания пьезокомпозитной основы излучателя возникли механические напряжения, приведшие к отклонению формы поверхности от сферической к эллиптической. Его можно оценить, если рассмотреть линию тренда (пунктирная на Рис. 3.14), которая занимает фазовый интервал около 50 градусов, что соответствует величине в

150 мкм. Для излучателя с радиусом кривизны поверхности 150 мм и диаметром 200 мм это совсем незначительная погрешность, которая, тем не менее, может привести к искажению фокального пятна. Эти фазовые искажения соответствуют вкладу конструктивных особенностей излучателя, которые описываются величиной P_F в (3.4). Нерегулярные отклонения Φ_m от линии тренда (Рис. 3.14г) могут соответствовать различиям канальных передаточных функций в тракте излучения, что описывается вкладом величины P_{ELm} в (3.4).

§3.3 Выводы к Главе 3

В работе представлена и исследована 128-элементная антенная решетка со спиральным расположением элементов на сферической чаше, предназначенная для излучения фокусированного ультразвука в воздухе в низкочастотном ультразвуковом диапазоне (на рабочей частоте 35.5 кГц). Диаметр решетки примерно равен фокусному расстоянию (0.5 м), причем эти размеры намного превышают длину волны (9.6 мм), что позволило обеспечить эффективную фокусировку и, за счет этого, локализовать акустическое поле в фокальной области малого размера и достичь в этой области экстремально высоких уровней интенсивности ультразвука. Как видно из Рис. 3.7, диаметр фокальной области по уровню 3 дБ около 10 мм, что лишь ненамного превышает длину волны.

Особенностью конструкции разработанной решетки является возможность независимого позиционирования отдельных элементов с высокой точностью, что позволяет перемещением держателей элементов управлять формой фазового фронта фокусированного ультразвукового пучка. В настоящей работе эта возможность была использована для коррекции фазового фронта на рабочей частоте (см. Рис. 3.6), что позволило существенно повысить качество фокусировки (Рис. 3.7). Поскольку перемещение элементов может быть выполнено в пределах нескольких длин волн, корректировка фаз в разработанной конструкции решетки позволяет создавать пучки с более сложной структурой фазового фронта, например так называемые закрученные («вортексные») пучки [126]. Кроме того, имеется возможность сдвига фокусного расстояния относительно геометрического фокуса. Спиральный характер расположения элементов при этом позволяет подавить паразитные дифракционные максимумы, характерные для антенных решеток с периодическим расположением элементов.

В качестве излучающих элементов в представленной решетке использованы пьезоэлектрические излучатели [95]. Согласно проведенным измерениям, эффективность электроакустического преобразования в них составила 10 – 13% (Рис. 3.9). Эта величина намного меньше эффективности одноэлементных ультразвуковых систем с использованием изгибных колебаний профилированных пластин, для которых производители называют величину 75 – 80 % [85]. С другой стороны, эффективность типичных бытовых динамиков гораздо ниже, в лучшем случае несколько процентов [127]. Поскольку антенная решетка позволяет обеспечить излучение с большой поверхности за счет использования большого количества сфазированных элементов, удастся создавать острофокусированные ультразвуковые пучки и даже при эффективности электроакустического преобразования 10% добиться экстремально высоких уровней интенсивности. В настоящей работе таким способом был достигнут уровень акустического давления более 175 дБ.

Правильность рассчитываемой из микрофонных измерений величины излучаемой акустической мощности была проверена независимым методом, основанном на измерении акустической радиационной силы, действующей на рефлектор конической формы. Поскольку подводимая электрическая мощность пропорциональна квадрату амплитуды напряжения, то при максимально возможной амплитуде ($U_0 = 10$ В), согласно Рис. 3.8, мощность достигала значения около 5 Вт. Примечательно, что при максимальных уровнях возбуждения излучателя радиационная сила составляла 2 мН. Такие высокие уровни радиационной силы указывают на возможность использования разработанной решетки для левитации в воздухе довольно тяжелых объектов.

Важным результатом работы явилась также экспериментальная реализация режима фокусировки, при котором форма ультразвуковых волн сильно искажена из-за акустической нелинейности. Благодаря фокусировке на расстоянии порядка диаметра излучателя удалось получить волновые профили, содержащие ударные участки. Форма волны при этом похожа на форму акустических сигналов, получаемых в современных приложениях высокоинтенсивного ультразвука (HIFU) мегагерцового диапазона в терапии. Наличие ударного фронта и экстремально высокие пиковые давления могут найти различные применения как в ультразвуковых технологиях, так и научных исследованиях взаимодействия интенсивного ультразвука со средой.

Многоэлементные УЗ системы могут иметь дополнительные неучтенные источники неопределенности при прохождении сигнала в каждом канале, что может внести заметные

искажения в структуру ожидаемого акустического поля. В работе представлен метод определения и компенсации поэлементных фазовых отклонений на основе акустической голографии, который позволяет получать поля с предсказуемой структурой, что особенно важно в медицинских и промышленных приложениях высокоинтенсивного фокусированного ультразвука.

ОСНОВНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ

1. Разработан метод ультразвуковой транскраниальной визуализации структур головного мозга, основанный на ультразвуковой профилометрии костей черепа. Разработанный метод ультразвуковой профилометрии позволяет восстановить толщинный профиль черепа с относительной погрешностью менее 5%, а также позволяет проводить компенсацию аббераций, необходимую для транскраниальной ультразвуковой диагностики.

2. Исследована роль сдвиговых волн в транскраниальной диагностике и диагностике мягких тканей. Показано, что ростом угла схождения волнового фронта фокусированного пучка сдвиговые волны начинают играть заметную роль и создают дополнительный фокус, амплитуда в котором может оказаться сравнимой с амплитудой в фокусе, обусловленном продольными волнами в слое.

3. Исследована возможность применения доплеровского ультразвукового метода для измерения упругости скелетных мышц, залегающих на небольшой глубине (2 – 4 см) от поверхности кожи, с помощью сдвиговых волн. С помощью метода лазерной виброметрии исследованы закономерности формирования поля сдвиговых волн в ближней зоне вибратора в рамках ультразвукового доплеровского метода эластометрии мягких биотканей.

4. Разработана и исследована 128-элементная антенная решетка со спиральным расположением элементов на сферической чаше, предназначенная для излучения высокоинтенсивного фокусированного ультразвука в воздухе в низкочастотном ультразвуковом диапазоне (на рабочей частоте 35.5 кГц). Решетка позволяет получать в фокусе волновые профили, содержащие ударные участки, и экстремально высокие уровни акустического давления (более 175 дБ). Разработан метод фазовой коррекции многоэлементных решеток с целью создания акустических полей с предсказуемыми пространственными характеристиками.

БЛАГОДАРНОСТИ

Выражаю благодарность своему научному руководителю Олегу Анатольевичу Сапожникову за предоставленную возможность работать под его руководством, за помощь и поддержку в трудных ситуациях. Редкий набор положительных человеческих и профессиональных качеств, сочетающихся в нем, вызывает у меня глубокое восхищение.

Очень признателен Сергею Алексеевичу Цысарю за помощь в проведении огромного количества экспериментов, представленных в этой работе и не только. Благодарю Валерия Георгиевича Андреева за значительный вклад и помощь в решении задач, связанных с ультразвуковым доплеровским методом измерения упругости мягких тканей. Большое спасибо Валерию Александровичу Рожкову за изготовление высококлассных деталей, составлявших скелет каждой экспериментальной установки, использованной в этой работе. Благодарю Александра Ивановича Коробова и Александра Александровича Агафонова за помощь и содействие в проведении измерений с лазерным виброметром.

Очень благодарен всему коллективу Лаборатории промышленного и медицинского ультразвука МГУ за теплую атмосферу и помощь в решении возникавших проблем. Выражаю признательность сотрудникам кафедры лучевой диагностики и терапии МНОЦ МГУ за помощь в задачах, связанных с транскраниальным ультразвуком. Спасибо сотрудникам кафедры акустики, читавшим интересные лекции и семинары, а также вдохновлявшим заниматься научными исследованиями.

ПУБЛИКАЦИИ АВТОРА ПО ТЕМЕ ДИССЕРТАЦИИ

Публикации в рецензируемых научных журналах, удовлетворяющих
Положению о присуждении учёных степеней в МГУ имени М.В. Ломоносова:

A1. **Асфандияров Ш.А.**, Крит Т.Б., Андреев В.Г. *Ультразвуковой доплеровский метод для измерения упругости скелетных мышц* // Известия Российской академии наук. Серия физическая. 2021. Т. 85. № 6. С. 823–828. **IF = 0,749 (РИНЦ)**. Общий объем статьи = 0.625 п.л., личный вклад = 0.5 п.л.

Переводная версия: **Asfandiyarov S.A.**, Krit T.B., Andreev V.G. *Doppler ultrasonic technique for measuring the skeletal muscle elasticity* // Bulletin of the Russian Academy of Sciences: Physics. 2021. V. 85. No. 6. P. 637–641. **SJR = 0,21 (Scopus)**. Общий объем статьи = 0.625 п.л., личный вклад = 0.5 п.л.

A2. **Асфандияров Ш.А.**, Росницкий П.Б., Цысарь С.А., Юлдашев П.В., Хохлова В.А., Синицин В.Е., Мершина Е.А., Сапожников О.А. *Оценка толщинного профиля фантома черепа человека ультразвуковыми методами с использованием двумерной антенной решетки* // Акустический журнал. 2023. Т. 69. № 1. С. 84–91. **IF = 1,846 (РИНЦ)**. Общий объем статьи = 0.875 п.л., личный вклад = 0.7 п.л.

Переводная версия: **Asfandiyarov S.A.**, Rosnitskiy P.B. Tsysar S.A., Yuldashev P.V., Khokhlova V.A., Sinitsyn V.E., Mershina E.A., Sapozhnikov O.A. *Estimation of the thickness profile of a human skull phantom by ultrasound methods using a two-dimensional array* // Acoustical Physics. 2023. V. 69. No. 1. P. 112–118. **JIF = 0,9 (WoS)**. Общий объем статьи = 0.875 п.л., личный вклад = 0.7 п.л.

A3. **Асфандияров Ш.А.**, Агафонов А.А., Коробов А.И., Андреев В.Г. *Лазерная виброметрия сдвиговых волн в слое гелеобразной среды* // Акустический журнал. 2023. Т. 69. № 6. С. 792–799. **IF = 1,846 (РИНЦ)**. Общий объем статьи = 0.875 п.л., личный вклад = 0.7 п.л.

Переводная версия: **Asfandiyarov S.A.**, Agafonov A.A., Korobov A.I., Andreev V.G. *Laser vibrometry of shear waves in a layer of a gel-like medium* // Acoustical Physics. 2023. V. 69. No. 6. P. 907–913. **JIF = 0,9 (WoS)**. Общий объем статьи = 0.875 п.л., личный вклад = 0.7 п.л.

A4. Tsysar S.A., Rosnitskiy P.B., **Asfandiyarov S.A.**, Petrosyan S.A., Khokhlova V.A., Sapozhnikov O.A. *Phase correction of the channels of a fully populated randomized multielement therapeutic array using the acoustic holography method* // Acoustical Physics. 2024. V. 70. No. 1. P. 82–89. **JIF = 0,9 (WoS)**. Общий объем статьи = 0.8125 п.л., личный вклад = 0.1625 п.л.

A5. **Асфандияров Ш.А.**, Цысарь С.А., Сапожников О.А. *Многоэлементный излучатель низкочастотного ультразвука для создания фокусированных акустических пучков высокой интенсивности в воздухе* // Акустический журнал. 2024. Т. 70. № 4. С. 622–635. **IF = 1,846 (РИНЦ)**. Общий объем статьи = 1.375 п.л., личный вклад = 1.1 п.л.

Переводная версия: **Asfandiyarov S.A.**, Tsysar S.A., Sapozhnikov O.A. *A multielement low-frequency ultrasonic transducer as a source of high-intensity focused ultrasound in air* // Acoustical Physics. 2024. V. 70. No. 4. P. 759–768. **JIF = 0,9 (WoS)**. Общий объем статьи = 1.375 п.л., личный вклад = 1.1 п.л.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Fenster A., Downey D.B. 3-D ultrasound imaging: a review // *IEEE Engineering in Medicine and Biology Magazine*. 1996. V. 15. № 6. P. 41–51.
2. Roux E., Varray F., Petrusca L., Cachard C., Tortoli P., Liebgott H. Experimental 3-D ultrasound imaging with 2-D sparse arrays using focused and diverging waves // *Scientific Reports*. 2018. V. 8. № 1. P. 9108.
3. Prevost R., Salehi M., Jagoda S., Kumar N., Sprung J., Ladikos A., Bauer R., Zettinig O., Wein W. 3D freehand ultrasound without external tracking using deep learning // *Medical Image Analysis*. 2018. V. 48. P. 187–202.
4. Sapozhnikov O.A., Khokhlova V.A., Cleveland R.O., Blanc-Benon P., Hamilton M.F. Nonlinear Acoustics Today // *Acoustics Today*. 2019. V. 15. № 3. P. 55–64.
5. Бэйли М.Р., Хохлова В.А., Сапожников О.А., Каргл С.Г., Крам Л.А. Физические механизмы воздействия терапевтического ультразвука на биологическую ткань. (Обзор) // *Акустический журнал*. 2003. Т. 49. № 4. С. 437–464.
6. Paulus J., Cinotti R., Hamel O., Buffenoir K., Asehnoune K. The echographic “butterfly wing” aspect of the sphenoid bone is a critical landmark to insonate the middle cerebral artery // *Intensive Care Medicine*. 2014. V. 40. № 11. P. 1783–1784.
7. D’Andrea A., Conte M., Scarafile R., Riegler L., Cocchia R., Pezzullo E., Cavallaro M., Carbone A., Natale F., Russo M., Gregorio G., Calabrò R. Transcranial Doppler ultrasound: Physical principles and principal applications in Neurocritical care unit // *Journal of Cardiovascular Echography*. 2016. V. 26. № 2. P. 28.
8. Purkayastha S., Sorond F. Transcranial Doppler ultrasound: technique and application // *Seminars in Neurology*. 2013. V. 32. № 04. P. 411–420.
9. Antipova D., Eadie L., Makin S., Shannon H., Wilson P., Macaden A. The use of transcranial ultrasound and clinical assessment to diagnose ischaemic stroke due to large vessel occlusion in remote and rural areas // *PLOS ONE* / ed. Marquez-Romero J.M. 2020. V. 15. № 10. P. e0239653.
10. Clement G.T., Sun J., Giesecke T., Hynynen K. A hemisphere array for non-invasive ultrasound brain therapy and surgery // *Physics in Medicine and Biology*. 2000. V. 45. № 12. P. 3707–3719.

11. Pernot M., Aubry J.-F., Tanter M., Thomas J.-L., Fink M. High power transcranial beam steering for ultrasonic brain therapy // *Physics in Medicine and Biology*. 2003. V. 48. № 16. P. 2577–2589.
12. 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.
13. Clement G.T., White P.J., Hynynen K. Enhanced ultrasound transmission through the human skull using shear mode conversion // *The Journal of the Acoustical Society of America*. 2004. V. 115. № 3. P. 1356–1364.
14. Luo S., Kim E.-H., Dighe M., Kim Y. Thyroid nodule classification using ultrasound elastography via linear discriminant analysis // *Ultrasonics*. 2011. V. 51. № 4. P. 425–431.
15. Tanter M., Bercoff J., Athanasiou A., Deffieux T., Gennisson J.-L., Montaldo G., Muller M., Tardivon A., Fink M. Quantitative assessment of breast lesion viscoelasticity: initial clinical results using supersonic shear imaging // *Ultrasound in Medicine & Biology*. 2008. V. 34. № 9. P. 1373–1386.
16. Nordez A., Hug F. Muscle shear elastic modulus measured using supersonic shear imaging is highly related to muscle activity level // *Journal of Applied Physiology*. 2010. V. 108. № 5. P. 1389–1394.
17. Yamakoshi Y., Sato J., Sato T. Ultrasonic imaging of internal vibration of soft tissue under forced vibration // *IEEE Transactions on Ultrasonics, Ferroelectrics and Frequency Control*. 1990. V. 37. № 2. P. 45–53.
18. Тиманин Е.М., Ерёмин Е.В., Беляев Р.В., Мансфельд А.Д. Ультразвуковой доплеровский способ дистанционной эластометрии // *Акустический журнал*. 2015. Т. 61. № 2. С. 274–280.
19. Zvietcovich F., Larin K.V. Wave-based optical coherence elastography: the 10-year perspective // *Progress in Biomedical Engineering*. 2022. V. 4. № 1. P. 012007.
20. Bennett M.B., Blackstock D.T. Parametric array in air // *The Journal of the Acoustical Society of America*. 1975. V. 57. № 3. P. 562–568.
21. Pompei F.J. The use of airborne ultrasonics for generating audible sound beams // *Journal of the Audio Engineering Society*. 1999. V. 47. № 9.

22. Виноградов Н.С., Дорофеев М.С., Коробов А.И., Михайлов С.Г., Руденко О.В., Шанин А.В., Шилкин А.В. О нелинейной генерации звука в воздухе волнами ультразвуковых частот // *Акустический журнал*. 2005. Т. 51. № 2. С. 189–194.
23. Sukhanov D.Ya., Roslyakov S.N., Emel'yanov F.S. Levitation and control for an ordered group of particles and rectilinear structures in an ultrasonic field // *Acoustical Physics*. 2020. V. 66. № 2. P. 137–144.
24. Marzo A., Seah S.A., Drinkwater B.W., Sahoo D.R., Long B., Subramanian S. Holographic acoustic elements for manipulation of levitated objects // *Nature Communications*. 2015. V. 6. № 1. P. 8661.
25. Marzo A., Barnes A., Drinkwater B.W. TinyLev: A multi-emitter single-axis acoustic levitator // *Review of Scientific Instruments*. 2017. V. 88. № 8. P. 085105.
26. Marzo A., Caleap M., Drinkwater B.W. Acoustic virtual vortices with tunable orbital angular momentum for trapping of mie particles // *Physical Review Letters*. 2018. V. 120. № 4. P. 044301.
27. Байков С.В., Молотилов А.М., Свет В.Д. Физико-технические аспекты получения ультразвуковых изображений структур головного мозга через толстые кости черепа. 1. Теоретические и модельные исследования // *Акустический журнал*. 2003. Т. 49. № 3. С. 332–341.
28. Байков С.В., Бабин Л.В., Молотилов А.М., Нейман С.И., Риман В.В., Свет В.Д. Физико-технические аспекты получения ультразвуковых изображений структур головного мозга через толстые кости черепа. 2. Экспериментальные исследования // *Акустический журнал*. 2003. Т. 49. № 4. С. 465–473.
29. Wydra A., Malyarenko E., Shapoori K., Maev R.G. Development of a practical ultrasonic approach for simultaneous measurement of the thickness and the sound speed in human skull bones: a laboratory phantom study // *Physics in Medicine and Biology*. 2013. V. 58. № 4. P. 1083–1102.
30. Perrot V., Polichetti M., Varray F., Garcia D. So you think you can DAS? A viewpoint on delay-and-sum beamforming // *Ultrasonics*. 2021. V. 111. P. 106309.
31. Wydra A., Maev R.G. A novel composite material specifically developed for ultrasound bone phantoms: cortical, trabecular and skull // *Physics in Medicine and Biology*. 2013. V. 58. № 22. P. N303–N319.

32. Bakaric M., Miloro P., Javaherian A., Cox B.T., Treeby B.E., Brown M.D. Measurement of the ultrasound attenuation and dispersion in 3D-printed photopolymer materials from 1 to 3.5 MHz // *The Journal of the Acoustical Society of America*. 2021. V. 150. № 4. P. 2798–2805.
33. Гильфанова Л.И., Цысарь С.А., Юлдашев П.В., Свет В.Д. Акустическое поле в неоднородных средах в виде костей черепа // *Ученые записки физического факультета Московского университета*. 2015. № 4. С. 154322.
34. Цысарь С.А., Николаев Д.А., Сапожников О.А. Широкополосная виброметрия двумерной ультразвуковой решетки методом нестационарной акустической голографии // *Акустический журнал*. 2021. Т. 67. № 3. С. 328–337.
35. Ультразвук в медицине: физические основы применения: коллективная монография. Изд. 2-е, перераб. и доп / ed. Бэмбер Д., Хилл К. Москва: Физматлит, 2008. 539 с.
36. Росницкий П.Б., Цысарь С.А., Хохлова В.А., Мершина Е.А., Сапожников О.А. Лучевые методы построения ультразвуковых изображений объектов в тканях мозга через интактный череп // *Научная конференция «ЛОМОНОСОВСКИЕ ЧТЕНИЯ»*. Секция физики. Апрель 2022. Сборник тезисов докладов. 2022. С. 93–95.
37. Асфандияров Ш.А., Сапожников О.А. Роль сдвиговых волн при фокусировке ультразвукового пучка через расположенный в жидкости твердотельный слой // *Акустический журнал*. 2024. Т. 70. № S5. С. 61–62.
38. Асфандияров Ш.А., Сапожников О.А. Роль сдвиговых волн при фокусировке ультразвукового пучка через расположенный в жидкости твердотельный слой // *Сборник Трудов XXXVI сессии Российского акустического общества*. 2024. С. 839–845.
39. Daum D.R., Buchanan M.T., Fjield T., Hynynen K. Design and evaluation of a feedback based phased array system for ultrasound surgery // *IEEE Transactions on Ultrasonics, Ferroelectrics, and Frequency Control*. 1998. V. 45. № 2. P. 431–438.
40. Sun J., Hynynen K. The potential of transskull ultrasound therapy and surgery using the maximum available skull surface area // *The Journal of the Acoustical Society of America*. 1999. V. 105. № 4. P. 2519–2527.
41. Clement G.T., Sun J., Hynynen K. The role of internal reflection in transskull phase distortion // *Ultrasonics*. 2001. V. 39. № 2. P. 109–113.

42. Hayner M., Hynynen K. Numerical analysis of ultrasonic transmission and absorption of oblique plane waves through the human skull // *The Journal of the Acoustical Society of America*. 2001. V. 110. № 6. P. 3319–3330.
43. Бреховских Л.М. Волны в слоистых средах. Москва: Изд-во АН СССР, 1957. 501 с.
44. Treeby B.E., Cox B.T. Modeling power law absorption and dispersion in viscoelastic solids using a split-field and the fractional Laplacian // *The Journal of the Acoustical Society of America*. 2014. V. 136. № 4. P. 1499–1510.
45. Kremkau F.W., Barnes R.W., McGraw C.P. Ultrasonic attenuation and propagation speed in normal human brain // *The Journal of the Acoustical Society of America*. 1981. V. 70. № 1. P. 29–38.
46. Madsen E.L., Dong F., Frank G.R., Garra B.S., Wear K.A., Wilson T., Zagzebski J.A., Miller H.L., Shung K.K., Wang S.H., Feleppa E.J., Liu T., O'Brien W.D., Topp K.A., Sanghvi N.T., Zaitsev A.V., Hall T.J., Fowlkes J.B., Kripfgans O.D., Miller J.G. Interlaboratory comparison of ultrasonic backscatter, attenuation, and speed measurements. // *Journal of Ultrasound in Medicine*. 1999. V. 18. № 9. P. 615–631.
47. Zeqiri B., Scholl W., Robinson S.P. Measurement and testing of the acoustic properties of materials: a review // *Metrologia*. 2010. V. 47. № 2. P. S156–S171.
48. Nikolaev D.A., Tsysar S.A., Khokhlova V.A., Kreider W., Sapozhnikov O.A. Holographic extraction of plane waves from an ultrasound beam for acoustic characterization of an absorbing layer of finite dimensions // *The Journal of the Acoustical Society of America*. 2021. V. 149. № 1. P. 386–404.
49. Waters K.R., Mobley J., Miller J.G. Causality-imposed (Kramers-Kronig) relationships between attenuation and dispersion // *IEEE Transactions on Ultrasonics, Ferroelectrics and Frequency Control*. 2005. V. 52. № 5. P. 822–823.
50. Wang T., Jing Y. Transcranial ultrasound imaging with speed of sound-based phase correction: a numerical study // *Physics in Medicine & Biology*. 2013. V. 58. № 19. P. 6663.
51. 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 // *The Journal of the Acoustical Society of America*. 2019. V. 146. № 3. P. 1786–1798.

52. Сапожников О.А. Точное решение уравнения Гельмгольца для квазигауссовского пучка в виде суперпозиции двух источников и стоков с комплексными координатами // *Акустический журнал*. 2012. Т. 58. № 1. С. 49–56.
53. Gennisson J.-L., Deffieux T., Fink M., Tanter M. Ultrasound elastography: Principles and techniques // *Diagnostic and Interventional Imaging*. 2013. V. 94. № 5. P. 487–495.
54. Klauser A.S., Miyamoto H., Bellmann-Weiler R., Feuchtner G.M., Wick M.C., Jaschke W.R. Sonoelastography: Musculoskeletal Applications // *Radiology*. 2014. V. 272. № 3. P. 622–633.
55. Parker K.J., Fu D., Graceswki S.M., Yeung F., Levinson S.F. Vibration sonoelastography and the detectability of lesions // *Ultrasound in Medicine & Biology*. 1998. V. 24. № 9. P. 1437–1447.
56. Sandrin L., Tanter M., Catheline S., Fink M. Shear modulus imaging with 2-D transient elastography // *IEEE Transactions on Ultrasonics, Ferroelectrics and Frequency Control*. 2002. V. 49. № 4. P. 426–435.
57. DeJong H.M., Abbott S., Zelesco M., Kennedy B.F., Ziman M.R. The validity and reliability of using ultrasound elastography to measure cutaneous stiffness, a systematic review // *International Journal of Burns and Trauma*. 2017. V. 7. № 7. P. 124–141.
58. Forte A.J., Huayllani M.T., Boczar D., Cinotto G., Ciudad P., Manrique O.J., Lu X., McLaughlin S.A. The basics of ultrasound elastography for diagnosis, assessment, and staging breast cancer-related lymphedema: a systematic review of the literature // *Gland Surgery*. 2020. V. 9. № 2. P. 589–595.
59. Sandrin L., Tanter M., Gennisson J.-L., Catheline S., Fink M. Shear Elasticity Probe for Soft Tissues with 1-D Transient Elastography // *IEEE Transactions on Ultrasonics, Ferroelectrics and Frequency Control*. 2002. V. 49. № 4. P. 11.
60. Bercoff J., Tanter M., Fink M. Supersonic shear imaging: a new technique for soft tissue elasticity mapping // *IEEE Transactions on Ultrasonics, Ferroelectrics and Frequency Control*. 2004. V. 51. № 4. P. 396–409.
61. Allen J., Dumont D., Fahey B., Miller E., Dahl J., Trahey G. Lower-limb vascular imaging with acoustic radiation force elastography: Demonstration of in vivo feasibility // *IEEE Transactions on Ultrasonics, Ferroelectrics and Frequency Control*. 2009. V. 56. № 5. P. 931–944.

62. Gao L., Parker K.J., Lerner R.M., Levinson S.F. Imaging of the elastic properties of tissue— A review // *Ultrasound in Medicine & Biology*. 1996. V. 22. № 8. P. 959–977.
63. Gervasi M., Sisti D., Benelli P., Fernández-Peña E., Calcabrini C., Rocchi M.B.L., Lanata L., Bagnasco M., Tonti A., Vilberto S., Sestili P. The effect of topical thiocolchicoside in preventing and reducing the increase of muscle tone, stiffness, and soreness: A real-life study on top-level road cyclists during stage competition // *Medicine*. 2017. V. 96. № 30. P. e7659.
64. Albin S.R., Koppenhaver S.L., Marcus R., Dibble L., Cornwall M., Fritz J.M. Short-term Effects of Manual Therapy in Patients After Surgical Fixation of Ankle and/or Hindfoot Fracture: A Randomized Clinical Trial // *Journal of Orthopaedic & Sports Physical Therapy*. 2019. V. 49. № 5. P. 310–319.
65. Sheehan W.B., Watsford M.L., Pickering Rodriguez E.C. Examination of the neuromechanical factors contributing to golf swing performance // *Journal of Sports Sciences*. 2019. V. 37. № 4. P. 458–466.
66. Thys H., Faraggiana T., Margaria R. Utilization of muscle elasticity in exercise. // *Journal of Applied Physiology*. 1972. V. 32. № 4. P. 491–494.
67. Руденко О.В., Цюрюпа С.Н., Сарвазян А.П. Скорость и затухание сдвиговых волн в фантоме мышцы – мягкой полимерной матрице с замороженными натянутыми волокнами // *Акустический журнал*. 2016. Т. 62. № 5. С. 609–615.
68. Oestreicher H.L. Field and Impedance of an Oscillating Sphere in a Viscoelastic Medium with an Application to Biophysics // *The Journal of the Acoustical Society of America*. 1951. V. 23. № 6. P. 707–714.
69. Miller G.F., Pursey H. The field and radiation impedance of mechanical radiators on the free surface of a semi-infinite isotropic solid // *Proceedings of the Royal Society of London. Series A. Mathematical and Physical Sciences*. 1954. V. 223. № 1155. P. 521–541.
70. Андреев В.Г., Демин И.Ю., Корольков З.А., Шанин А.В. Движение сферических микрочастиц в вязкоупругой среде под действием акустической радиационной силы // *Известия Российской академии наук. Серия физическая*. 2016. Т. 80. № 10. С. 1321–1326.
71. Gennisson J.-L., Cloutier G. Sol-gel transition in agar-gelatin mixtures studied with transient elastography // *IEEE Transactions on Ultrasonics, Ferroelectrics and Frequency Control*. 2006. V. 53. № 4. P. 716–723.

72. Carstensen E.L., Parker K.J., Lerner R.M. Elastography in the Management of Liver Disease // *Ultrasound in Medicine & Biology*. 2008. V. 34. № 10. P. 1535–1546.
73. Catheline S., Gennisson J.-L., Delon G., Fink M., Sinkus R., Abouelkaram S., Culioli J. Measurement of viscoelastic properties of homogeneous soft solid using transient elastography: An inverse problem approach // *The Journal of the Acoustical Society of America*. 2004. V. 116. № 6. P. 3734–3741.
74. Асфандияров Ш.А., Крит Т.Б., Андреев В.Г. Ультразвуковой доплеровский метод для измерения упругости скелетных мышц // *Известия Российской академии наук. Серия физическая*. 2021. Т. 85. № 6. С. 823–828.
75. Schwarz S., Hartmann B., Sauer J., Burgkart R., Sudhop S., Rixen D.J., Clausen-Schaumann H. Contactless Vibrational Analysis of Transparent Hydrogel Structures Using Laser-Doppler Vibrometry // *Experimental Mechanics*. 2020. V. 60. № 8. P. 1067–1078.
76. Gasenko V.G., Gorelik R.S., Nakoryakov V.E., Timkin L.S. Measurement of acoustic wave phase velocity by Fourier method in gas-liquid medium // *Journal of Engineering Thermophysics*. 2015. V. 24. № 4. P. 330–334.
77. Михайлов И.Г. Основы молекулярной акустики. Москва: Наука, 1964. 514 с.
78. Catheline S., Bencech N. Longitudinal shear wave and transverse dilatational wave in solids // *The Journal of the Acoustical Society of America*. 2015. V. 137. № 2. P. EL200–EL205.
79. Sandrin L., Cassereau D., Fink M. The role of the coupling term in transient elastography // *The Journal of the Acoustical Society of America*. 2004. V. 115. № 1. P. 73–83.
80. Esdaille C.J., Washington K.S., Laurencin C.T. Regenerative Engineering: A review of recent advances and future directions // *Regenerative Medicine*. 2021. V. 16. № 5. P. 495–512.
81. Lu A., Zhu J., Zhang G., Sun G. Gelatin nanofibers fabricated by extruding immiscible polymer solution blend and their application in tissue engineering // *Journal of Materials Chemistry*. 2011. V. 21. № 46. P. 18674.
82. Chang A.C., Liao J.-D., Liu B.H. Practical assessment of nanoscale indentation techniques for the biomechanical properties of biological materials // *Mechanics of Materials*. 2016. V. 98. P. 11–21.
83. Алексеев В.Н., Рыбак С.А. Об уравнениях состояния вязкоупругих биологических сред // *Акустический журнал*. 2002. Т. 48. № 5. С. 581–588.

84. Андреев В.Г., Крит Т.Б., Сапожников О.А. Сдвиговые волны в резонаторе с кубической нелинейностью // *Акустический журнал*. 2011. Т. 57. № 6. С. 763–770.
85. Gallego-Juarez J.A., Graff K.F., Lucas M. *Power Ultrasonics*. Woodhead Publishing, 2023.
86. Charoux C.M.G., Ojha K.S., O'Donnell C.P., Cardoni A., Tiwari B.K. Applications of airborne ultrasonic technology in the food industry // *Journal of Food Engineering*. 2017. V. 208. P. 28–36.
87. Gallego-Juarez J.A. High-power ultrasonic processing: Recent developments and prospective advances // *Physics Procedia*. 2010. V. 3. № 1. P. 35–47.
88. Борисов Ю.Я., Гныкина Н.М. *Акустическая сушка // Физические основы ультразвуковой технологии*. М.: Наука, 1970. 686 с.
89. Khmelev V.N., Shalunov A.V., Nesterov V.A., Dorovskikh R.S., Golykh R.N. Ultrasonic radiators for the action on gaseous media at high temperatures // 2015 16th International Conference of Young Specialists on Micro/Nanotechnologies and Electron Devices. Erlagol, Russia: IEEE, 2015. P. 224–228.
90. Khmelev V.N., Tsyganok S.N., Barsukov R.V., Khmelev M.V., Barsukov A.R. Ultrasonic devices for non-contact intensification of technological processes // *Fibre Chemistry*. 2022. V. 53. № 6. P. 391–394.
91. Зверев В.А. Как зарождалась идея параметрической акустической антенны // *Акустический журнал*. 1999. Т. 45. № 5. С. 685–692.
92. Коробов А.И., Изосимова М.Ю., Ненарокомов К.А., Одина Н.И. Дистанционная диагностика резиноподобных материалов методами нелинейной акустики // *Письма в журнал технической физики*. 2017. Т. 43. № 17. С. 86.
93. Haupt R.W. High-powered parametric acoustic array in air. // *The Journal of the Acoustical Society of America*. 2009. V. 125. № 4_Supplement. P. 2688–2688.
94. Liebler M., Kling C., Gerlach A., Koch C. Experimental characterization of high-intensity focused airborne ultrasound fields // *The Journal of the Acoustical Society of America*. 2020. V. 148. № 3. P. 1713–1722.
95. Гейер А.Ф., Пономарев В.А. Разработка пьезокерамических электроакустических преобразователей для акустических устройств со звуковым давлением 125 дБ и более // *Вопросы радиоэлектроники*. 2019. № 10. С. 11–16.

96. Гаврилов Л.Р., Сапожников О.А., Хохлова В.А. Спиральное расположение элементов двумерных ультразвуковых терапевтических решеток как метод повышения интенсивности в фокусе // Известия Российской академии наук. Серия физическая. 2015. Т. 79. № 10. С. 1386–1392.
97. Bawiec C.R., Khokhlova T.D., Sapozhnikov O.A., Rosnitskiy P.B., Cunitz B.W., Ghanem M.A., Hunter C., Kreider W., Schade G.R., Yuldashev P.V., Khokhlova V.A. A prototype therapy system for boiling histotripsy in abdominal targets based on a 256-element spiral array // IEEE Transactions on Ultrasonics, Ferroelectrics, and Frequency Control. 2021. V. 68. № 5. P. 1496–1510.
98. Tsysar S.A., Rosnitskiy P.B., Asfandiyarov S.A., Petrosyan S.A., Khokhlova V.A., Sapozhnikov O.A. Phase correction of the channels of a fully populated randomized multielement therapeutic array using the acoustic holography method // Acoustical physics. 2024. V. 70. № 1. P. 82–89.
99. Сапожников О.А., Пономарев А.Е., Смагин М.А. Нестационарная акустическая голография для реконструкции скорости поверхности акустических излучателей // Акустический журнал. 2006. Т. 52. № 3. С. 385–392.
100. Sapozhnikov O.A., Tsysar S.A., Khokhlova V.A., Kreider W. Acoustic holography as a metrological tool for characterizing medical ultrasound sources and fields // The Journal of the Acoustical Society of America. 2015. V. 138. № 3. P. 1515–1532.
101. Vatankhah E., Meng Y., Liu Z., Niu X., Hall N.A. Characterization of high intensity progressive ultrasound beams in air at 300 kHz // The Journal of the Acoustical Society of America. 2023. V. 153. № 5. P. 2878.
102. Колесников А.Е. Ультразвуковые измерения. Изд. 2-е доп. и перераб. М: Изд-во стандартов, 1982. 247 с.
103. Maruvada S., Harris G.R., Herman B.A., King R.L. Acoustic power calibration of high-intensity focused ultrasound transducers using a radiation force technique // The Journal of the Acoustical Society of America. 2007. V. 121. № 3. P. 1434–1439.
104. Duck F. Ultrasonic metrology II —The history of the measurement of acoustic power and intensity using radiation force // Medical Physics International Journal. 2021. V. 5. P. 519–536.

105. Shou W., Huang X., Duan S., Xia R., Shi Z., Geng X., Li F. Acoustic power measurement of high intensity focused ultrasound in medicine based on radiation force // *Ultrasonics*. 2006. V. 44. P. e17–e20.
106. Юлдашев П.В., Мездрохин И.С., Хохлова В.А. Моделирование высокоинтенсивных полей сильно фокусирующих ультразвуковых излучателей с использованием широкоугольного параболического приближения // *Акустический журнал*. 2018. Т. 64. № 3. С. 318–329.
107. Yuldashev P.V., Karzova M.M., Kreider W., Rosnitskiy P.B., Sapozhnikov O.A., Khokhlova V.A. “HIFU Beam:” A simulator for predicting axially symmetric nonlinear acoustic fields generated by focused transducers in a layered medium // *IEEE Transactions on Ultrasonics, Ferroelectrics, and Frequency Control*. 2021. V. 68. № 9. P. 2837–2852.
108. Sapozhnikov O.A., Bailey M.R. Radiation force of an arbitrary acoustic beam on an elastic sphere in a fluid // *The Journal of the Acoustical Society of America*. 2013. V. 133. № 2. P. 661–676.
109. Ter Haar G. Ultrasound focal beam surgery // *Ultrasound in Medicine & Biology*. 1995. V. 21. № 9. P. 1089–1100.
110. Ter Haar >Gail, Coussios C. High intensity focused ultrasound: Physical principles and devices // *International Journal of Hyperthermia*. 2007. V. 23. № 2. P. 89–104.
111. Canney M.S., Khokhlova V.A., Bessonova O.V., Bailey M.R., Crum L.A. Shock-induced heating and millisecond boiling in gels and tissue due to high intensity focused ultrasound // *Ultrasound in Medicine & Biology*. 2010. V. 36. № 2. P. 250–267.
112. 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 // *The Journal of the Acoustical Society of America*. 2011. V. 130. № 5. P. 3498–3510.
113. Xu Z., Hall T.L., Vlaisavljevich E., Lee F.T. Histotripsy: the first noninvasive, non-ionizing, non-thermal ablation technique based on ultrasound // *International Journal of Hyperthermia*. 2021. V. 38. № 1. P. 561–575.
114. Khokhlova V.A., Rosnitskiy P.B., Tsysar S.A., Buravkov S.V., Ponomarchuk E.M., Sapozhnikov O.A., Karzova M.M., Khokhlova T.D., Maxwell A.D., Wang Y.-N., Kadrev A.V., Chernyaev A.L., Chernikov V.P., Okhobotov D.A., Kamalov A.A., Schade G.R. Initial

- assessment of boiling histotripsy for mechanical ablation of *ex vivo* human prostate tissue // *Ultrasound in Medicine & Biology*. 2023. V. 49. № 1. P. 62–71.
115. Андреев В.Г., Дмитриев В.Н., Пищальников Ю.А., Руденко О.В., Сапожников О.А., Сарвазян А.П. Наблюдение сдвиговой волны, возбужденной с помощью фокусированного ультразвука в резиноподобной среде // *Акустический журнал*. 1997. Т. 43. № 2. С. 149–155.
116. Sarvazyan A.P., Rudenko O.V., Nyborg W.L. Biomedical applications of radiation force of ultrasound: historical roots and physical basis // *Ultrasound in Medicine & Biology*. 2010. V. 36. № 9. P. 1379–1394.
117. Doherty J.R., Trahey G.E., Nightingale K.R., Palmeri M.L. Acoustic radiation force elasticity imaging in diagnostic ultrasound // *IEEE Transactions on Ultrasonics, Ferroelectrics and Frequency Control*. 2013. V. 60. № 4. P. 685–701.
118. 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 // *Акустический журнал*. 2003. Т. 49. № 3. С. 416–424.
119. Ponomarchuk E.M., Yuldashev P.V., Nikolaev D.A., Tsysar S.A., Mironova A.A., Khokhlova V.A. Nonlinear ultrasound fields generated by an annular array with electronic and geometric adjustment of its focusing angle // *Acoustical Physics*. 2023. V. 69. № 4. P. 459–470.
120. Martin E., Roberts M., Treeby B. Measurement and simulation of steered acoustic fields generated by a multielement array for therapeutic ultrasound // *JASA Express Letters*. 2021. V. 1. № 1. P. 012001.
121. 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 nonuniformity for a 256-element focused ultrasound phased array // *IEEE Transactions on Ultrasonics, Ferroelectrics, and Frequency Control*. 2018. V. 65. № 9. P. 1618–1630.
122. 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 Transactions on Ultrasonics, Ferroelectrics, and Frequency Control*. 2018. V. 65. № 4. P. 630–637.
123. Росницкий П.Б., Сапожников О.А., Гаврилов Л.Р., Хохлова В.А. Метод создания абсолютно плотных фазированных решеток для неинвазивной ультразвуковой

- хирургии с контролем степени нерегулярности расположения элементов // Акустический журнал. 2020. Т. 66. № 4. С. 366–376.
124. Цысарь С.А., Сапожников О.А., Гурбатов С.Н., Дёмин И.Ю., Прончатов-Рубцов Н.В. Определение положения ультразвукового источника при линейной и нелинейной акустической голографии // Вестник Нижегородского университета им. Н.И. Лобачевского. Н.Новгород: Изд-во Нижегород. ун-та, 2013. № 1(3). С. 230–236.
125. Калоев А.З., Николаев Д.А., Хохлова В.А., Цысарь С.А., Сапожников О.А. Пространственная коррекция акустической голограммы для восстановления колебаний поверхности аксиально-симметричного ультразвукового излучателя // Акустический журнал. 2022. Т. 68. № 1. С. 83–95.
126. Терзи М.Е., Цысарь С.А., Юлдашев П.В., Карзова М.М., Сапожников О.А. Получение закрученного ультразвукового пучка с помощью фазовой пластины с угловой зависимостью толщины // Вестник Московского Университета. Серия. 3. Физика. Астрономия. 2017. № 1. С. 58.
127. Eargle J. Loudspeaker Handbook. Springer US, 2003.