

МОСКОВСКИЙ ГОСУДАРСТВЕННЫЙ УНИВЕРСИТЕТ
имени М.В. ЛОМОНОСОВА
ФИЗИЧЕСКИЙ ФАКУЛЬТЕТ

На правах рукописи

Бычков Антон Сергеевич

**Комбинированная оптико-акустическая и лазерно-
ультразвуковая томография сред с неоднородностями
акустических свойств и индуцированными источниками тепла**

01.04.21 – Лазерная физика

ДИССЕРТАЦИЯ

на соискание ученой степени
кандидата физико-математических наук

Научный руководитель:

д. ф.-м. н., проф.

Карабутов Александр Алексеевич

Москва – 2019

Оглавление

Введение.....	4
Глава 1. Развитие методов решения прямой и обратной задач ОА и ЛУ томографии реального времени, исследование тороидальных многоэлементных антенн.....	18
§1.1 Обзор методов решения прямой и обратной задач ОА и ЛУ томографии	18
1.1.1 Обзор методов решения прямой задачи ОА томографии	18
1.1.2 Обзор методов решения обратной задачи ОА томографии	21
1.1.3 Обзор методов учета акустических неоднородностей, затухания и дисперсии в среде при решении обратной задачи ОА томографии	29
1.1.4 Обзор методов решения прямой и обратной задач ЛУ томографии	30
1.1.5 Обзор методов оценки и сравнения характеристик антенн	36
§1.2 Частные решения прямой задачи ОА томографии для модельных сферически- и аксиально-симметричных источников в среде с акустическим затуханием	39
§1.3 Решение прямой и обратной задач ОА томографии с учетом преломления на плоской поверхности раздела двух акустически различных сред в приближении геометрической акустики	46
§1.4 Исследование тороидальных антенных решеток для комбинированной ОА и ЛУ томографии методом анализа карт чувствительности и пространственного разрешения, построенных с учетом алгоритма обратных проекций	53
§1.5 Результаты главы.....	66
Глава 2. Исследование филаментации фемтосекундного лазерного излучения методом ОА томографии	68
§2.1 Обзор методов исследования структуры фемтосекундного лазерного филамента	68
§2.2 Анализ применимости метода ОА томографии к диагностике филаментации в воздухе и в воде.....	69
§2.3 Расчетное и экспериментальное исследование филаментации в воздухе с помощью одиночного широкополосного пленочного пьезоэлектрического приемника	71
§2.4 Диагностика положения и структуры филамента в воздухе с помощью цилиндрического массива приемников.....	74
§2.5 Диагностика положения и структуры филамента в воде с помощью одиночного широкополосного пьезоприемника на основе ниобата лития.....	79

§2.6	Результаты главы.....	85
Глава 3.	Экспериментальная комбинированная ОА и ЛУ томография реального времени	86
§3.1	Обзор литературы.....	86
3.1.1	Обзор экспериментальных комбинированных ОА и ЛУ томографов.....	87
3.1.2	Обзор ультразвуковых методов диагностики положения медицинской иглы в биоткани	92
§3.2	Многофункциональная автоматизированная экспериментальная установка для комбинированной ОА и ЛУ томографии реального времени	95
§3.3	Численное моделирование ОА томографии моделей кровеносных сосудов и анализ артефактов на ОА изображениях.....	99
§3.4	Экспериментальная диагностика положения медицинской иглы в модели кровеносного сосуда методом комбинированной ОА и ЛУ томографии.....	102
§3.5	Результаты главы.....	106
	Заключение.....	108
	Благодарности.....	110
	Приложение 1. Сокращения и условные обозначения	111
	Приложение 2. Основные механические, акустические и термодинамические свойства материалов	112
	Список литературы	113

Введение

Актуальность и степень разработанности темы

Поглощение короткого лазерного импульса в среде приводит к ее неоднородному и нестационарному нагреву и тепловому расширению. Вследствие этого в среде возникают механические напряжения, служащие источниками коротких акустических импульсов [1]. Амплитуда и временная форма акустического импульса связаны с параметрами лазерного импульса и свойствами среды. На этой связи, во-первых, могут быть основаны неразрушающие методы исследования свойств различных сред. Во-вторых, это можно использовать для исследования особенностей распространения лазерного излучения в различных средах (например, филаментации фемтосекундного лазерного излучения). В последние два десятилетия оптико-акустический (ОА) эффект и основанные на нем методы диагностики привлекли большое внимание широкого круга специалистов из различных сфер деятельности: научной, медицинской и промышленной.

Обзор публикаций по оптоакустике и ОА томографии показал (по данным Web of Science), что в 2016 году вышло 1152 публикации, тогда как в 2005 году вышло 455 публикаций. Ежегодно более половины публикаций по оптоакустике в мире связано с ОА томографией. К сожалению, в русскоязычных изданиях количество публикаций по ОА томографии не отражает общемировую тенденцию. В этой связи предлагаемая к защите диссертация восполняет существующий дисбаланс не только описанными в ней новыми исследованиями, но и обширным обзором зарубежной литературы.

В настоящее время ОА эффект используется, в основном, для трех видов томографической диагностики: ОА томография, лазерно-ультразвуковая (ЛУ) томография в эхо-режиме («на отражение») и ЛУ томография в теневом режиме («на просвет»). Как в ОА, так и в ЛУ томографии ультразвуковые сигналы регистрируются массивом широкополосных приемников, частично окружающих исследуемый объект. Основным отличием ОА и ЛУ томографии является положение поглотителя лазерного излучения. В ОА томографии излучение поглощается внутри исследуемого объекта, и генерируемые ультразвуковые волны несут информацию о распределении поглотителей света в объекте. В ЛУ томографии лазерное излучение поглощается в специальном ОА генераторе, расположенном вне исследуемого объекта, либо в поверхностном слое объекта. При этом генерируется короткий ультразвуковой импульс контролируемой формы, который,

распространяясь в среде, рассеивается акустическими неоднородностями в ней. Рассеянные и прошедшие сквозь среду ультразвуковые импульсы несут информацию о ее акустико-механических свойствах: плотности, модулях упругости, скорости звука и т.д. Иными словами, ОА томография позволяет исследовать внутреннюю структуру различных объектов, способных поглощать лазерное излучение, тогда как ЛУ томография позволяет исследовать внутреннюю структуру и акустико-механические свойства объектов, способных рассеивать и отражать широкополосный ультразвук.

Отметим, что томографические методы диагностики позволяют полнее отразить внутреннюю структуру объекта и восстановить картину его дефектов, а также обладают более высоким пространственным разрешением и чувствительностью. Также методы ОА и ЛУ томографии позволяют получать количественную информацию об исследуемом объекте – восстанавливать распределение коэффициента поглощения оптического излучения, скорости звука и плотности среды, на что не ориентированы традиционные методы диагностики. Интерес к ОА и ЛУ томографии в первую очередь связан с ее востребованностью в медицине. По сравнению с рентгеновской и магнитно-резонансной томографией ультразвуковые исследования практически безвредны, относительно дешевы и позволяют создавать компактные системы, работающие в режиме реального времени.

Среди оптических методов диагностики биологических тканей ОА томография позволяет достичь субмиллиметрового пространственного разрешения на сантиметровых глубинах, как раз в том диапазоне, где не работают методы оптической микроскопии, оптической когерентной томографии и светодиффузионные методы [2]. В отличие от ультразвуковых методов диагностики биотканей ОА томография основана на визуализации их оптических свойств, что в ряде случаев позволяет улучшить контраст получаемых изображений и реализовать оптическую спектроскопию биоткани *in vivo*.

Сегодня методы неразрушающей диагностики являются основным «трендом» не только в исследовании биологических объектов, но и в контроле изделий из новых интеллектуальных материалов. При сравнении ЛУ томографии с другими ультразвуковыми методами следует подчеркнуть, что ЛУ зондирующий импульс имеет апериодическую форму, малую длительность (обычно десятки наносекунд) и гладкую диаграмму направленности, лишенную боковых лепестков. Эти особенности позволяют восстанавливать акустические неоднородности с более высоким пространственным разрешением. Также в ЛУ томографии практически отсутствует «мертвая зона», поскольку ультразвуковые преобразователи могут быть оптимизированы для приема

акустического сигнала в широкой полосе частот, и реверберации внутри преобразователя могут быть задемпфированы.

В настоящее время особый интерес представляет развитие комбинированной ОА и ЛУ томографии, поскольку эти подходы позволяют взаимно дополнять друг друга и получать более полную информацию об исследуемом объекте. Примером задачи, которая может быть решена с помощью комбинированного (комплексного) подхода, является задача диагностики положения медицинской иглы в кровеносном сосуде. Проведение внутривенных инъекций часто осложняется глубоким залеганием и плохой пальпируемостью кровеносных сосудов. Поэтому игла может быть введена в сосуд не с первого раза, или сосуд может быть проколот иглой насквозь. В этой связи актуально создание различных устройств, позволяющих диагностировать положение и диаметр сосудов, а также относительного положения иглы и сосуда. В настоящей работе показано, что комбинированная ОА и ЛУ томография реального времени позволяет решить данную задачу, и представлены преимущества данного метода диагностики.

Также интерес представляет поиск новых объектов исследования в области ОА и ЛУ томографии. Отдельным направлением настоящей работы было исследование возможностей ОА томографии как нового способа визуализации фемтосекундных лазерных филаментов. В настоящей работе приводится подробное описание данного метода и результаты его апробации на экспериментальных исследованиях.

Диагностика филамента потребовала разработки способа визуализации тепловых источников для случая, когда источники и приемники акустических волн располагаются в акустически различных средах, разделенных плоской поверхностью раздела. На поверхности раздела акустические волны преломляются и частично отражаются, что необходимо учитывать при построении изображений. Разработанный алгоритм визуализации, развивающий идеи «виртуальных приемников», расширяет спектр объектов исследования и спектр приемников, применимых в ОА томографии.

В экспериментальной ОА и ЛУ томографии, как и в прикладной физике в целом, можно выделить тенденции к расширению спектра решаемых задач и постоянному обновлению экспериментального оборудования и программного обеспечения (ПО). В этой связи принципиальное значение имеет создание новых multifunctional автоматизированных экспериментальных комплексов для комбинированной ОА и ЛУ

томографии, работающих в режиме реального времени, основанных на современной элементной базе.

Автоматизация экспериментальных установок важна не только для облегчения работы экспериментатора, но и для решения качественно новых задач, в которых необходимо устранить человеческий фактор, неизбежно ведущий к ошибкам. Одной из таких задач является проведение крупномасштабных серийных и воспроизводимых экспериментальных исследований в ОА и ЛУ томографии. Также автоматизация важна для решения задач, связанных с непрерывным контролем дефектов на производстве серийной продукции и в условиях, когда присутствие человека затруднено либо опасно для его здоровья. Возможность *работы в режиме реального времени* позволяет исследовать динамические объекты и процессы, изменяющиеся во времени. Например, контроль положения иглы при введении в кровеносный сосуд целесообразен только в режиме реального времени.

Качественный скачок в функциональных возможностях современных аппаратных средств, модульная структура и универсализация цифровых интерфейсов позволили создавать экспериментальные *многофункциональные* установки широкого назначения. И автоматизация, и работа в режиме реального времени во многом опираются на современную цифровую *элементную базу*, обеспечивающую сбор, обработку и передачу больших объемов информации на высоких скоростях: аналого-цифровые преобразователи (АЦП), микроконтроллеры, программируемые логические интегральные схемы (ПЛИС), многоядерные графические ускорители и микропроцессоры персональных компьютеров (ПК). Вкупе с современными компактными и мощными лазерами новая элементная база позволяет создавать универсальные и относительно компактные томографические системы. В этой связи особую актуальность приобретает реализация существующих и создание новых методик обработки и визуализации информации, адаптированных к современному оборудованию. Также актуально создание модульного оборудования с гибкими интерфейсами, на котором можно эффективно реализовывать и апробировать новые методики. Такое оборудование должно быть реконфигурируемым, что может быть достигнуто с использованием ПЛИС.

Существенный задел для такого рода исследований был сделан ранее в исследованиях Т.Д. Хохловой [3] и В.А. Симоновой [4]. Эти работы касались вопросов экспериментальной апробации метода ОА томографии, алгоритма обратных проекций и проектирования комбинированной многоэлементной антенны на основе

пьезоэлектрических пленок из поливинилиденфторида (ПВДФ). Описанные в них экспериментальные установки, методики и алгоритмы обработки информации создали значительный задел для проектирования и реализации новых комплексных экспериментальных установок. Однако разработанные ранее экспериментальные комплексы имели узкую направленность, не имели возможностей скоростной обработки многоканальной информации и потому не могли работать в режиме реального времени, не были полностью автоматизированными и не имели гибкого интерфейса. Предлагаемый в настоящей работе прототип комплекса для комбинированной ОА и ЛУ томографии работает в режиме реального времени и может применяться для решения широкого класса задач: визуализации положения иглы в модели кровеносного сосуда, диагностики биологических объектов, ЛУ диагностики образцов из металлов и композитов и др. Разработанный прототип комплекса оснащен системой 3D позиционирования, полностью автоматизирован и имеет удобный интерфейс.

Крайне высокая сложность современных экспериментальных комплексов делает необходимой их *расчетную поддержку* как на этапе проектирования и планирования эксперимента, так и на этапе интерпретации результатов. Численное моделирование позволяет избежать многих ошибок при создании сложных систем, оптимизировать их параметры, сократить материальные затраты на их построение, спланировать большие серии экспериментов, а также правильно проинтерпретировать получаемые результаты.

Отметим, что сегодня уделяется большое внимание правильной разработке ПО для численного моделирования. В настоящей работе разработаны специализированные комплексы программ для моделирования ОА томографии. С помощью данного ПО проведены массовые расчетные исследования, результаты которых обобщены в приведенных аналитических зависимостях. Численное моделирование используется для анализа тороидальных антенн в Главе 1, для анализа пространственного разрешения в задаче ОА томографии филамента в Главе 2 и для анализа артефактов на ОА изображениях в Главе 3. Отметим, что в настоящей работе расчетно-теоретические исследования совмещены с их экспериментальной апробацией.

Неотъемлемым элементом ОА и ЛУ томографов реального времени являются многоэлементные антенные решетки со сложной геометрией. В этой связи необходимы методики сравнения и оценки качества таких антенн с учетом алгоритмов визуализации измеряемых физических величин. Необходимость таких методик связана с выходом ОА и ЛУ томографии в опытно-промышленную эксплуатацию и специализацией установок по

сфере применения. Изготовление и настройка антенн для ОА и ЛУ томографии в настоящее время является довольно сложной и длительной процедурой. Поэтому их предварительное численное моделирование с целью оптимизации под конкретную задачу является важным этапом их разработки, изготовления и последующей наладки. В работе проведены массовые расчетно-теоретические исследования, ориентированные на создания новых видов антенн для ОА и ЛУ томографии, описаны методики, и проведены обобщения полученных результатов.

В свете вышесказанного можно сформулировать следующую цель работы:

Развитие расчетных и экспериментальных методов комбинированной ОА и ЛУ томографии за счет создания аппаратного и программного обеспечения для решения широкого спектра исследовательских задач, включая исследования явления филаментации фемтосекундного лазерного в воздухе и в воде и диагностики сред с неоднородностями акустических свойств и индуцированными источниками тепла в режиме реального времени.

Задачи, решаемые в работе

1. Разработка и программная реализация метода восстановления начального распределения давления в среде, учитывающего преломление и частичное отражение ОА импульса на плоской границе раздела двух акустически различных однородных сред, работающего в режиме реального времени.
2. Исследование зависимости размера области чувствительности и пространственного разрешения тороидальных многоэлементных антенн с целью оптимизации их геометрических параметров. Разработка и реализация алгоритмов и ПО для построения трехмерных карт чувствительности и пространственного разрешения.
3. Исследование возможностей ОА томографии фемтосекундного лазерного филамента в воздухе и в воде как нового метода диагностики его положения и структуры.
4. Создание многофункциональной автоматизированной экспериментальной установки для проведения комплексных серийных исследований в области комбинированной ОА и ЛУ томографии реального времени, содержащей систему 3D позиционирования, высокоскоростную многоканальную систему сбора и обработки экспериментальных сигналов на основе ПЛИС и ПК с пакетом ПО и удобным интерфейсом.

5. Экспериментальная демонстрация возможностей комбинированной ОА и ЛУ томографии на задаче контроля положения медицинской иглы внутри модели кровеносного сосуда в режиме реального времени.

Научная новизна

1. Предложен новый подход к сравнению приемных многоэлементных антенн сложной формы для ОА и ЛУ томографии, учитывающий не только геометрию антенн, но и алгоритм построения изображения.
2. Впервые предложено исследовать возможности тороидальных антенных решеток с помощью трехмерных карт чувствительности и пространственного разрешения. В работе обобщены результаты большой группы ресурсоемких расчетных исследований тороидальных антенн, и предложены новые аппроксимирующие формулы.
3. Впервые предложено использовать ОА томографию для исследования филаментации фемтосекундного лазерного излучения, проанализировано пространственное разрешение данного метода диагностики.
4. Разработан и создан новый автоматизированный программно-аппаратный комплекс для построения ОА и ЛУ томограмм в режиме реального времени. На основе данного комплекса создана и полностью автоматизирована новая многофункциональная экспериментальная установка для проведения комплексных исследований в области комбинированной ОА и ЛУ томографии.
5. Впервые экспериментально продемонстрирована возможность определения положения медицинской иглы внутри модели кровеносного сосуда методом комбинированной ОА и ЛУ томографии реального времени.

Теоретическая и практическая значимость работы

1. Создана многофункциональная автоматизированная экспериментальная установка с системой 3D позиционирования, которая позволяет проводить комплексные экспериментальные исследования в области комбинированной ОА и ЛУ томографии в режиме реального времени.
2. Экспериментально подтверждена возможность контроля положения медицинской иглы в модели кровеносного сосуда в режиме реального времени.

3. Метод ОА томографии позволяет определять пространственное положение и оценивать диаметр фемтосекундных лазерных филаментов как в конденсированной среде, так и в газе.
4. Методика построения ОА изображений, модернизированная с целью учета преломления на плоской границе твердого объекта с иммерсионной жидкостью, позволяет использовать в ОА томографии различных объектов новый класс датчиков, в которых происходит преломление ультразвука: например, датчик с акустической линией задержки.
5. Специализированные методики и алгоритм построения трехмерных карт чувствительности и пространственного разрешения позволяют оптимизировать параметры многоэлементных антенн со сложной геометрией поверхности с учетом требований к размеру области визуализации и пространственному разрешению.

Положения и результаты, выносимые на защиту

1. Анализ двумерных и трехмерных карт чувствительности и пространственного разрешения позволяет исследовать зависимость размера области чувствительности и поперечного пространственного разрешения в фокусе для тороидальных антенн от их радиусов кривизны в двух взаимно перпендикулярных плоскостях. Если заданы размер области чувствительности и поперечное пространственное разрешение в фокусе, то полученные в диссертации аналитические аппроксимирующие выражения позволяют выбрать радиусы кривизны тороидальной антенны. При этом данные выражения включают размер области чувствительности и поперечное пространственное разрешение в фокусе для сферической и цилиндрической антенн. Предложенные выражения справедливы для антенн, содержащих от 16 до 64 приемников, с радиусами кривизны поверхности антенны в диапазоне 30–1000 мм и угловой апертурой в диапазоне от 22° до 135° , с шириной приемного элемента от 0.1 до 2 мм и частотной полосой приема в диапазоне 7–12 МГц.
2. Оптико-акустическая томография позволяет визуализировать положение и структуру фемтосекундного лазерного филамента в воздухе и в воде с помощью цилиндрической антенной решетки широкополосных пьезоэлектрических преобразователей. При этом пространственное разрешение ограничивается акустическим затуханием и поперечными размерами приемников. Данный метод позволяет определить положение

и ширину плазменного канала фемтосекундного лазерного филамента в воде с помощью преобразователя из ниобата лития с резонансной частотой 110 МГц с точностью ~10 мкм.

3. Разработанная в рамках диссертационной работы многоканальная экспериментальная установка и программно-аппаратные методики позволяют проводить оптико-акустическую и лазерно-ультразвуковую томографию в режиме реального времени с продольным пространственным разрешением ~0.1 мм, поперечным пространственным разрешением ~1.1 мм и частотой смены кадров не менее 10 Гц.
4. Комбинированная оптико-акустическая и лазерно-ультразвуковая томография позволяет визуализировать взаимное положение медицинской иглы и модели кровеносного сосуда с продольным пространственным разрешением 0.1–0.2 мм.

Апробация работы

Основные результаты диссертационной работы докладывались и обсуждались на следующих международных конференциях: Международная научная конференция студентов, аспирантов и молодых ученых «Ломоносов-2016» (11–15 апреля 2016 г.), 5th International Symposium on Laser-Ultrasonics and Advanced Sensing (LU2016, 4–8 июля 2016 г.), XV международная конференция NIDays 2016 (25 ноября 2016 г.), 13th School on Acousto-Optics and Applications (19–23 июня 2017 г.), 7th International Conference on Mathematical Modeling in Physical Sciences (27–31 августа 2018 г.)

По результатам работы опубликовано 9 статей в рецензируемых журналах, входящих в базы Web of Science, Scopus или RSCI. Статьи прошли независимое рецензирование.

Разработанная многофункциональная экспериментальная установка являлась неотъемлемой частью ЛУ профилометра реального времени, который был отмечен серебряной медалью на Международной выставке изобретений «Seoul International Invention Fair 2017» в Корее и специальным призом Лодзинского технического университета.

Степень достоверности

Достоверность представленных в диссертационной работе результатов подтверждается соответствием результатов численного моделирования и результатов

экспериментальных исследований, а также результатов численного моделирования, полученных с помощью альтернативных методик. Результаты диссертационной работы также неоднократно докладывались и подробно обсуждались на международных конференциях, а также были опубликованы в рецензируемых журналах.

Личный вклад автора

Все представленные в диссертации результаты получены автором лично либо при его определяющем участии.

Экспериментальные результаты, использованные для демонстрации методик исследования фемтосекундных лазерных филаментов, получены сотрудниками лабораторий кафедры общей физики и волновых процессов физического факультета МГУ имени М.В.Ломоносова А.Б. Савельева-Трофимова и Ф.В. Потёмкина. Автор лично реализовал и модифицировал алгоритм обратных проекций для построения ОА изображения филаментов, провел численное моделирование и проанализировал результаты.

В универсальной экспериментальной установке для комбинированной ОА и ЛУ томографии 16-канальная антенна была создана В.А. Симоновой, алгоритм построения изображений был изначально реализован автором, а затем усовершенствован В.П. Зарубиным за счет использования графических процессоров. Автор лично запрограммировал многоканальную систему сбора данных в режиме реального времени на основе ПЛИС, разработал визуальный интерфейс в NI LabVIEW, запрограммировал и собрал систему 3D позиционирования, а также провел экспериментальные и расчетные исследования с иглами в моделях кровеносных сосудов.

Структура и объем диссертации

Диссертация состоит из введения, трех глав, заключения, двух приложений и списка литературы. В первом параграфе каждой главы приводится краткий обзор литературы по рассматриваемым в ней проблемам. Содержит 128 страниц, 34 рисунка, 2 таблицы. Библиография насчитывает 204 наименования.

Содержание диссертации

Глава 1 посвящена развитию методов решения прямой и обратной задач ОА и ЛУ томографии, а также исследованию тороидальных антенных решеток с помощью карт чувствительности и пространственных разрешений.

В §1.1 представлен систематический обзор известных методов решения прямой и обратной задач ОА и ЛУ томографии и обзор методов оценки и сравнения антенн. Особое внимание уделено алгоритмам обратных проекций, которые в настоящей работе используются для построения изображений в режиме реального времени.

В §1.2 получены выражения для ОА откликов некоторых модельных источников в среде с акустическим затуханием, которые используются в последующих разделах. Автор не исследовал все полученные соотношения на новизну, поскольку некоторые из них могли встречаться в научной литературе в несколько иной форме либо в виде упражнений.

В §1.3 представлен оригинальный модифицированный алгоритм обратных проекций, позволяющий решить обратную задачу ОА томографии в случае, когда тепловой источник и приемники находятся в акустически различных однородных средах, разделенных плоской границей. Данный алгоритм развивает концепцию «виртуальных приемников» и позволяет учесть преломление акустических волн на границе раздела сред и их частичное отражение в приближении геометрической акустики.

В §1.4 описан новый способ оценки и сравнения тороидальных многоэлементных антенн, основанный на анализе 2D и 3D карт чувствительности и пространственного разрешения, построенных с учетом алгоритма построения изображения. На основе разработанной методики проведены массовые расчетные исследования, и получены аппроксимирующие формулы, связывающие размеры области чувствительности и поперечное разрешение тороидальных многоэлементных антенн с их геометрическими параметрами.

Глава 2 посвящена ОА томографии как новому методу диагностики положения и структуры фемтосекундного лазерного филамента. Приведены результаты расчетных и экспериментальных исследований.

В §2.1 дан обзор методов исследования структуры фемтосекундного лазерного филамента, и описана генерация ультразвука при филаментации в газе и в конденсированных средах.

В §2.2 описаны приближения, позволяющие моделировать филамент как термоакустический источник звука и исследовать его структуру методом ОА томографии.

В §2.3 представлены результаты сравнения ОА сигнала от филамента в воздухе, рассчитанные на основе предлагаемой модели цилиндрического гауссова термоакустического источника, с уникальными экспериментальными данными, полученными группой А.Б. Савельева-Трофимова.

В §2.4 описан метод диагностики положения и структуры филамента на примере филаментации лазерного излучения в воздухе, а также исследовано пространственное разрешение данного метода диагностики. Показано, что пространственное разрешение ограничено акустическим затуханием ОА отклика филамента в среде и поперечными размерами приемников.

В §2.5 описана экспериментальная апробация предложенной методики на основе уникальных экспериментальных данных, полученных группой Ф.В. Потемкина для филаментации лазерного излучения в воде. Показано, что положение и диаметр плазменного канала филамента могут быть определены с высокой точностью ~ 10 мкм. Для определения ширины плазменного канала проведено численное моделирование, позволяющее оценить вклады акустического затухания и усреднения сигнала по поверхности приемника. При построении ОА изображений использовался модифицированный алгоритм обратных проекций с учетом преломления, описанный в Главе 1, поскольку ОА отклик филамента регистрировался приемником на основе ниобата лития с кварцевой призмой.

Глава 3 посвящена экспериментальной комбинированной ОА и ЛУ томографии и разработанной в рамках данной работы экспериментальной установки.

В §3.1 дан обзор методов экспериментальной ОА и ЛУ томографии и ультразвуковых методов контроля положения медицинских игл.

В §3.2 описана созданная в рамках настоящей работы многофункциональная автоматизированная экспериментальная установка для широкого класса исследований в области ОА и ЛУ томографии, работающая в режиме реального времени.

В настоящей работе возможности установки демонстрируются на задаче диагностики положения иглы в модели кровеносного сосуда методами комбинированной ОА и ЛУ томографии реального времени. Результаты численного моделирования данной задачи представлены в §3.3, а экспериментальные комбинированные ОА и ЛУ изображения игл в моделях кровеносных сосудов – в §3.4.

Список опубликованных работ

Основные результаты, изложенные в диссертации, опубликованы в 9 статьях, которые входят в базы Web of Science, Scopus или RSCI.

- [1] **A.S. Bychkov**, V.P. Zarubin, A.A. Karabutov et al., “On the use of an optoacoustic and laser ultrasonic imaging system for assessing peripheral intravenous access,” *Photoacoustics*, vol. 5, pp. 10–16, 2017.
- [2] **A.S. Bychkov**, E.B. Cherepetskaya, A.A. Karabutov, V.A. Makarov, “Toroidal sensor arrays for real-time photoacoustic imaging,” *Journal of Biomedical Optics*, vol. 22, no. 7, p. 076003, 2017.
- [3] D.S. Uryupina, **A.S. Bychkov**, D.V. Pushkarev et al., “Laser optoacoustic diagnostics of femtosecond filaments in air using wideband piezoelectric transducers,” *Laser Physics Letters*, vol. 13, no. 9, p. 095401, 2016.
- [4] **A.S. Bychkov**, E.B. Cherepetskaya, A.A. Karabutov, V.A. Makarov, “Laser optoacoustic tomography for the study of femtosecond laser filaments in air,” *Laser Physics Letters*, vol. 13, no. 8, p. 085401, 2016.
- [5] **Бычков А.С.**, Черепецкая Е.Б., Карабутов А.А., Макаров В.А., «Улучшение пространственного разрешения изображения в оптоакустической томографии с помощью конфокальной антенны,» *Акустический журнал*, том 64, №1, с. 71–77, 2018. (В английской версии журнала: **A.S. Bychkov**, E.B. Cherepetskaya, A.A. Karabutov, V.A. Makarov, “Improvement of Image Spatial Resolution in Optoacoustic Tomography with the Use of a Confocal Array,” *Acoustical Physics*, vol. 64, no. 1, pp. 77–82, 2018.)
- [6] F.V. Potemkin, E.I. Mareev, B.V. Rumiantsev, **A.S. Bychkov**, A.A. Karabutov, E.B. Cherepetskaya, V.A. Makarov, “Two-dimensional photoacoustic imaging of femtosecond filament in water,” *Laser Physics Letters*, vol. 15, no. 7, p. 075403, 2018.

- [7] **A. Bychkov**, V. Simonova, V. Zarubin, E. Cherepetskaya, A. Karabutov, “The Progress in Photoacoustic and Laser Ultrasonic Tomographic Imaging for Biomedicine and Industry: A Review,” *Applied Sciences*, vol. 8, no. 10, p. 1931, 2018.
- [8] A.A. Karabutov, E.B. Cherepetskaya, **A.S. Bychkov**, N.A. Morozov, “Laser-ultrasound imaging for the investigation of heterogeneous media,” in “Durability of Critical Infrastructure, Monitoring and Testing,” *Proceedings of the ICDCF*, Springer Singapore, pp. 166–172, 2017.
- [9] F.V. Potemkin, E.I. Mareev, B.V. Rumiantsev, **A.S. Bychkov**, A.A. Karabutov, E.B. Cherepetskaya, V.A. Makarov, “Semi-analytical modelling of the forward and inverse problems in photoacoustic tomography of a femtosecond laser filament in water accounting for refraction and acoustic attenuation,” *Journal of Physics: Conference Series*, vol. 1141, p. 012060, 2018.

Универсальная экспериментальная установка для комбинированной ОА и ЛУ томографии использовалась для ЛУ профилометрии и томографии твердых образцов в работах [5–8], соавтором которых является автор настоящей работы.

Глава 1. Развитие методов решения прямой и обратной задач ОА и ЛУ томографии реального времени, исследование тороидальных многоэлементных антенн

§1.1 Обзор методов решения прямой и обратной задач ОА и ЛУ томографии

1.1.1 Обзор методов решения прямой задачи ОА томографии

В настоящей работе рассматривается термооптический механизм возбуждения ультразвука при импульсном нагреве исследуемого объекта лазерным пучком [1]. Поэтому под прямой задачей оптоакустической томографии понимается задача нахождения акустического поля давления $p(\mathbf{r}, t)$ [Па], если задана плотность мощности тепловых источников $H(\mathbf{r}, t)$ [Вт/м³], где $H(\mathbf{r}, t) = \nabla \cdot \langle \mathbf{S} \rangle$, $\mathbf{S} = (c/4\pi)[\mathbf{E} \times \mathbf{H}]$ – вектор Умова-Пойнтинга.

Задача термоупругости является, вообще говоря, связанной: акустическая волна возбуждается за счет тепловой волны и обратно. В данной работе рассматривается ультразвуковой диапазон круговых частот ω , позволяющий решать задачу определения температурного поля в среде независимо от акустической части задачи [1]:

$$\frac{\chi}{w_0^2} < \omega \ll \min \left\{ \frac{\rho_0 c_0^2}{\eta + 4\mu/3}, \quad \frac{c_0^2}{\chi} \right\} \quad (1.1)$$

Здесь ρ_0 [кг/м³] – равновесная плотность среды, c_0 [м/с] – адиабатическая скорость звука, κ [Вт/(м·К)] и $\chi = \kappa/(\rho_0 c_p)$ [м²/с] – коэффициенты теплопроводности и температуропроводности, c_p и c_v – удельные теплоемкости при постоянном давлении и объеме, η и μ – объемная и сдвиговая вязкости, w_0 [м] – характерный размер области тепловыделения. При выполнении условий (1.1), во-первых, можно считать связь акустической и тепловой мод слабой и учитывать эту связь в виде поправок к волновым векторам каждой из волн, во-вторых, акустическая волна не затухает на расстоянии порядка длины волны, и, в-третьих, можно пренебречь теплопроводностью. При $w_0 \approx 10$ мкм неравенства (1.1) ограничивают частотный диапазон $60 \text{ кГц} < f \ll 0.6 \text{ ГГц}$ в воздухе и $0.5 \text{ кГц} < f \ll 85 \text{ ГГц}$ в воде. В диапазоне частот (1.1) прямую задачу оптоакустической томографии в жидкостях и газах можно записать в виде [1, 9, 10]:

$$\begin{cases} \frac{\partial^2 p}{\partial t^2} - c_0^2 \nabla^2 p - \frac{b}{\rho_0} \frac{\partial}{\partial t} \nabla^2 p = \frac{\beta c_0^2}{c_p} \frac{\partial H}{\partial t} & (\mathbf{r}, t) \in \mathbb{R}^3 \times [0, \infty) \\ p(\mathbf{r}, t = 0) = 0, \quad \frac{\partial p}{\partial t}(\mathbf{r}, t = 0) = 0 & \mathbf{r} \in \mathbb{R}^3 \end{cases} \quad (1.2)$$

Здесь $\beta = -(1/\rho_0)(\partial\rho/\partial T)_p$ [K⁻¹] – коэффициент теплового расширения, $b = \eta + 4\mu/3 + \rho_0\chi(\gamma - 1)$ – коэффициент высокочастотного затухания ультразвука, $\gamma = c_p/c_v$ – показатель адиабаты. В акустически неоднородной среде на каждой границе раздела двух сред в случае «жесткого» контакта (без проскальзывания) выполняются два граничных условия, обеспечивающих непрерывность давления p и колебательного ускорения $\mathbf{a} = -\nabla p/\rho$:

$$\begin{cases} p_1 = p_2 \\ \nabla p_1/\rho_1 = \nabla p_2/\rho_2 \end{cases} \quad (1.3)$$

Обычно можно представить плотность тепловой мощности в виде произведения: $H(\mathbf{r}, t) = Q(\mathbf{r})I(t)$, где $Q(\mathbf{r})$ [Дж/м³] и $I(t)$ [с⁻¹] – объемная плотность поглощенной энергии и временная форма интенсивности лазерного излучения. При этом $Q(\mathbf{r}) = \mu_{\text{eff}}(\mathbf{r})F(\mathbf{r})$, где $\mu_{\text{eff}}(\mathbf{r})$ [м⁻¹] и $F(\mathbf{r})$ [Дж/м²] – эффективный коэффициент поглощения и плотность потока энергии лазерного излучения в среде.

Преобразование Фурье для поля давления запишем в виде:

$$\tilde{p}(\mathbf{r}, \omega) = \int_{-\infty}^{+\infty} p(\mathbf{r}, t) e^{-i\omega t} dt, \quad p(\mathbf{r}, t) = \int_{-\infty}^{+\infty} \tilde{p}(\mathbf{r}, \omega) e^{i\omega t} \frac{d\omega}{2\pi} \quad (1.4)$$

Для Фурье-образа давления из (1.2) имеем уравнение Гельмгольца:

$$(\nabla^2 + k^2)\tilde{p}(\mathbf{r}, \omega) = -i\omega \frac{\beta}{c_p} Q(\mathbf{r}) \frac{\tilde{I}(\omega)}{1 + i\omega \frac{b}{\rho_0 c_0^2}} \quad (1.5)$$

Здесь $k(\omega) = \omega(c_0^2 + i\omega b/\rho_0)^{-1/2} \approx (\omega/c_0 - i\alpha(\omega))$ – волновое число, $\alpha(\omega) = b\omega^2/2\rho_0 c_0^3$ – коэффициент затухания акустических волн. Заметим, что в правой части уравнения (1.14) акустическое затухание играет роль фильтра Лоренца, который мешает возбуждению частот выше частоты $\rho_0 c_0^2/b \approx \rho_0 c_0^2/(\eta + 4\mu/3) \gtrsim 1$ ГГц.

Поскольку в данной работе рассматривается диапазон частот (1.1), уравнения Гельмгольца (1.5) можно упростить:

$$(\nabla^2 + k^2)\tilde{p}(\mathbf{r}, \omega) = -i\omega \frac{\beta}{c_p} Q(\mathbf{r}) \tilde{I}(\omega) \quad (1.6)$$

Решение неоднородного уравнения Гельмгольца (1.6) в акустически однородной среде можно записать в интегральном виде:

$$\tilde{p}(\mathbf{r}, \omega) = i\omega \frac{\beta}{c_p} \tilde{I}(\omega) \int Q(\mathbf{u}) G(\mathbf{r} - \mathbf{u}, k(\omega)) d^n \mathbf{u} \quad (1.7)$$

Здесь функция Грина зависит от размерности пространства n :

$$G(\mathbf{r} - \mathbf{u}, k(\omega)) = \begin{cases} \frac{\exp[-ik(\omega)|\mathbf{r} - \mathbf{u}|]}{4\pi|\mathbf{r} - \mathbf{u}|} & n = 3 \\ -\frac{i}{4} H_0^{(2)}(k(\omega)|\mathbf{r} - \mathbf{u}|) & n = 2 \\ \frac{\exp[-ik(\omega)|\mathbf{r} - \mathbf{u}|]}{2ik(\omega)} & n = 1 \end{cases} \quad (1.8)$$

Здесь $H_0^{(2)}(x) \simeq (2/\pi x)^{1/2} \exp[-i(x - \pi/4)]$ при $x \rightarrow \infty$ – функция Ханкеля, и учтено условие излучения Зоммерфельда для расходящихся волн.

Если коэффициент затухания акустических волн зависит от частоты, то необходимо учесть дисперсию скорости звука, в соответствии с соотношениями Крамерса-Кронига. Пусть $c(\omega_0) = c_0$, тогда для степенной зависимости коэффициента поглощения звука: $\alpha(\omega) = \alpha_0 |\omega|^\gamma$ выражения для волнового числа примут вид [11].

$$k(\omega) = \frac{\omega}{c_0} - i\alpha_0 |\omega|^\gamma + \begin{cases} -(2/\pi)\alpha_0 \omega \log|\omega/\omega_0| & y = 1 \\ \alpha_0 \omega (|\omega|^{y-1} - |\omega_0|^{y-1}) \tan(\pi y/2) & 0 < y < 3 \end{cases} \quad (1.9)$$

Решение уравнения Гельмгольца в среде затуханием и дисперсией можно выразить через решение уравнения Гельмгольца в идеальной среде при $I(t) = \delta(t)$, где $\delta(t)$ – дельта-функция Дирака, применив подход La Rivière [12], обобщенный Treeby [13]. Пусть справедливы следующие уравнения для идеальной среды и среды с затуханием:

$$\begin{cases} (\nabla^2 + \omega^2/c_0^2) \tilde{p}_{\text{ideal}}(\mathbf{r}, \omega) = i\omega(\beta/c_p) Q(\mathbf{r}) \\ (\nabla^2 + k^2(\omega)) \tilde{p}_{\text{att}}(\mathbf{r}, \omega) = i\omega(\beta/c_p) Q(\mathbf{r}) \tilde{I}(\omega) \end{cases} \quad (1.10)$$

Тогда образ Фурье поля давления в идеальной среде $\tilde{p}_{\text{ideal}}(\mathbf{r}, \omega)$ можно аналитически продолжить в плоскость комплексных частот ω с помощью формулы (1.7) и выразить через него образ Фурье поля давления в среде с затуханием $\tilde{p}_{\text{att}}(\mathbf{r}, \omega)$:

$$\tilde{p}_{\text{att}}(\mathbf{r}, \omega) = \frac{\omega}{k(\omega)c_0} \tilde{I}(\omega) \tilde{p}_{\text{ideal}}(\mathbf{r}, k(\omega)c_0) \quad (1.11)$$

При этом временные формы сигналов давления связаны соотношением:

$$p_{\text{att}}(\mathbf{r}, t) = \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{\omega}{k(\omega)c_0} \tilde{I}(\omega) e^{i\omega t} \int_{-\infty}^{+\infty} p_{\text{ideal}}(\mathbf{r}, \tau) e^{-ik(\omega)c_0\tau} d\tau \frac{d\omega}{2\pi} \quad (1.12)$$

Если время формирования теплового источника $\tau_f \ll \min\{w_0^2/\chi, w_0/c_0\}$, т.е. выполняются условия локализации температуры и механических напряжений (в англоязычной литературе: «thermal and stress confinement»), то на акустических временных масштабах можно считать, что источник формируется мгновенно: $I(t) = \delta(t)$. Тогда в идеальной среде систему уравнений (1.2) можно записать в виде:

$$\begin{cases} \frac{\partial^2 p}{\partial t^2} - c_0^2 \nabla^2 p = p_0(\mathbf{r}) \frac{\partial \delta(t)}{\partial t} & (\mathbf{r}, t) \in \mathbb{R}^3 \times [0, \infty) \\ p(\mathbf{r}, t = 0) = 0, \quad \frac{\partial p}{\partial t}(\mathbf{r}, t = 0) = 0 & \mathbf{r} \in \mathbb{R}^3 \end{cases} \quad (1.13)$$

Здесь $p_0(\mathbf{r}) = \mathcal{G}Q(\mathbf{r})$ – начальное распределение давления, $\mathcal{G} = \beta c_0^2/c_p$ – коэффициент эффективности термооптического преобразования (в англоязычной литературе – коэффициент Грюнайзена), причем $p_0(\mathbf{r}) = p(\mathbf{r}, t = 0)$, поскольку по принципу Дюамеля (см., например, [14]) неоднородное волновое уравнение (1.13) при $t > 0$ эквивалентно однородному волновому уравнению с неоднородными начальными условиями:

$$\begin{cases} \frac{\partial^2 p}{\partial t^2} - c_0^2 \nabla^2 p = 0 & (\mathbf{r}, t) \in \mathbb{R}^3 \times [0, \infty) \\ p(\mathbf{r}, t = 0) = p_0(\mathbf{r}), \quad \frac{\partial p}{\partial t}(\mathbf{r}, t = 0) = 0 & \mathbf{r} \in \mathbb{R}^3 \end{cases} \quad (1.14)$$

С помощью формулы Кирхгофа общее решение задач (1.13) и (1.14) в точке трехмерного пространства, заданной радиус-вектором $\mathbf{r}$, в момент времени t может быть записано либо в виде интеграла по сфере радиуса $c_0 t$ с центром в точке $\mathbf{r}$:

$$p(\mathbf{r}, t) = \frac{1}{4\pi c_0^2} \iiint_{\substack{|\mathbf{r}-\mathbf{u}| \leq \\ \leq c_0 t}} \frac{p_0(\mathbf{u})}{|\mathbf{r}-\mathbf{u}|} \frac{d}{dt} \delta\left(t - \frac{|\mathbf{r}-\mathbf{u}|}{c_0}\right) d^3\mathbf{u} = \frac{\partial}{\partial t} \iint_{\substack{|\mathbf{r}-\mathbf{u}| = \\ = c_0 t}} \frac{p_0(\mathbf{u})}{4\pi c_0^2 t} d^2\mathbf{u} \quad (1.15)$$

1.1.2 Обзор методов решения обратной задачи ОА томографии

В данной работе под обратной задачей ОА томографии понимается нахождение начального распределения давления $p_0(\mathbf{r})$ в объеме V_0 по сигналам давления, $p(\mathbf{r}_S, t)$ зарегистрированным на некоторой поверхности регистрации $\mathbf{r}_S \in S_0$, являющейся

границей объема V_0 . При этом само распределение $p_0(\mathbf{r})$ будем называть ОА изображением или ОА томограммой.

Решение волнового уравнения с обращением времени (time reversal)

Распределение давления $p(\mathbf{r}, t = 0)$ может быть найдено путем решения дифференциального уравнения для давления $p(\mathbf{r}, t)$ с заменой $t \rightarrow -t$ с помощью некоторого численного метода решения уравнений в частных производных. В случае акустически однородной среды без затухания алгоритмы с обращением времени основаны на двух свойствах задачи (1.14):

1. *Конечная длительность временного отклика.* Поскольку ОА источник заключен внутри поверхности регистрации, через достаточно длительное время T_0 все акустические волны покинут объем V_0 .
2. *Инвариантность относительно обращения времени.* Поле $p(\mathbf{r}, -t)$ удовлетворяет тому же волновому уравнению, что и $p(\mathbf{r}, t)$.

Это позволяет ввести поле давления, обращенное во времени: $p_{tr}(\mathbf{r}, t) = p(\mathbf{r}, 2T_0 - t)$, которое удовлетворяет следующей задаче с начальными условиями и граничными условиями:

$$\begin{cases} \frac{\partial^2 p_{tr}}{\partial t^2} - c_0^2 \nabla^2 p_{tr} = 0 & \mathbf{r} \in V, T_0 < t < 2T_0 \\ p_{tr}(\mathbf{r}, t = T_0) = \frac{\partial p_{tr}}{\partial t}(\mathbf{r}, t = T_0) = 0 & \mathbf{r} \in V_0 \\ p_{tr}(\mathbf{r}_S, t) = p(\mathbf{r}_S, 2T_0 - t) & \mathbf{r}_S \in S_0, T_0 < t < 2T_0 \end{cases} \quad (1.16)$$

Задача (1.16) имеет единственное решение, которое может быть найдено численно [15]. Начальное распределение давления $p_0(\mathbf{r}) = p_{tr}(\mathbf{r}, t = 2T_0)$.

Алгоритмы обращения времени были апробированы на задачах с произвольными поверхностями регистрации [15], акустическими неоднородностями [16, 17], а также акустическим затуханием и дисперсией скорости звука [18]. Однако учет затухания, дисперсии и акустических неоднородностей требует модернизации алгоритма. В случае акустического затухания волновое уравнение не инвариантно относительно обращения времени. Поэтому слагаемое, обеспечивающее затухание, должно быть преобразовано в слагаемое, обеспечивающее усиление [18]. Если среда акустически неоднородна, может нарушиться предположение о конечной длительности временного отклика из-за акустических ревербераций (переотражений) [16, 17]. Тем не менее, по прошествии

достаточно долгого времени, можно ожидать, что амплитуда колебаний в объеме V_0 станет пренебрежимо малой.

К недостаткам алгоритмов с обращением времени можно отнести вычислительную сложность, что препятствует применению таких алгоритмов в режиме реального времени, и ограниченную применимость в сценариях с неполной апертурой.

Решение задачи оптимизации (model-based inversion)

Данная группа алгоритмов основана на дискретном представлении как регистрируемых сигналов, так и ОА источника. Дискретизация сигналов во времени происходит при аналого-цифровом преобразовании, а в пространстве – при регистрации решеткой приемников. Пусть сигналы давления регистрируются приемниками, центры которых расположены в точках $\mathbf{r}_s^{(m)}$ ($m = 1, 2, \dots, N$), в моменты времени t_i ($i = 1, 2, \dots, N_t$). Сигнал давления, зарегистрированный m -м приемником, представляет собой вектор-столбец $\{p_d(\mathbf{r}_s^{(m)}, t_i)\}_{i=1, \dots, N_t} \in \mathbb{R}^{N_t \times 1}$. Сигналы давления со всех приемников можно записать в виде одного вектор-столбца с размерностью $N \cdot N_t$: $\mathbf{p} = \{p_d(\mathbf{r}_s^{(m)}, t_i)\}_{i=1, \dots, N_t}^{m=1, \dots, N} \in \mathbb{R}^{(N \cdot N_t) \times 1}$. Таким образом, элемент $p_{[(m-1)N_t + i]} = p_d(\mathbf{r}_s^{(m)}, t_i)$ – величина давления, считанная m -м приемником в момент времени t_i :

$$p_{[(m-1)N_t + i]} = \int_{-\infty}^{+\infty} \mathcal{H}(\tau) \frac{1}{\Delta S} \iint_{S_m} p(\mathbf{r}_s^{(m)} + \mathbf{u}, t_i - \tau) d\mathbf{u} d\tau \quad (1.17)$$

ОА источник также представляют в виде конечного вектор-столбца $\mathbf{q} \in \mathbb{R}^{N_s \times 1}$, используя набор интерполирующих функций $\{\phi_n(\mathbf{r})\}_{n=1, \dots, N_s}$:

$$p_0(\mathbf{r}) \approx \sum_{n=1}^{N_s} q_n \phi_n(\mathbf{r}), \quad (1.18)$$

где в качестве интерполирующих функций могут быть выбраны, например, ступенчатые сферически-симметричные источники:

$$\phi_n(\mathbf{r}) = \begin{cases} 1 & |\mathbf{r} - \mathbf{r}_n| \leq \varepsilon \\ 0 & |\mathbf{r} - \mathbf{r}_n| > \varepsilon \end{cases} \quad (1.19)$$

При этом точки $\mathbf{r}_n$ могут находиться, например, в узлах прямоугольной сетки: $\mathbf{r}_n = \mathbf{r}_{ijk} = \mathbf{r}_0 + (i-1)\mathbf{e}_x + (j-1)\mathbf{e}_y + (k-1)\mathbf{e}_z$, где $\mathbf{r}_0$ – смещение сетки, $\mathbf{e}_x, \mathbf{e}_y, \mathbf{e}_z$ – орты декартовой системы координат, $\mathbf{r}_{ijk}$ ($i = 1, \dots, N_x; j = 1, \dots, N_y; k = 1, \dots, N_z$) –

координата узла сетки, имеющей $N_x \times N_y \times N_z$ узлов. В таком случае удобно напрямую сопоставить q_n значению ОА изображения в вокселе с центром в точке $\mathbf{r}_{ijk}$: $p_{0,ijk} \approx q_n$.

Основным критерием выбора интерполирующих функций является возможность аналитического решения прямой задачи ОА томографии. Также показано, что разрывы в интерполирующих функциях могут вести к численным ошибкам в изображении [19].

Имея дискретное представление сигналов и ОА источника можно записать прямую задачу ОА томографии в следующем виде, учитывающем ее линейность [20]:

$$\mathbf{p} = \mathcal{M}\mathbf{q} \quad (1.20)$$

где $\mathcal{M} \in \mathbb{R}^{(N \cdot N_t) \times N_s}$ – матрица системы (model matrix). В обратной задаче ОА томографии известен $\mathbf{p}$ и требуется решить систему линейных алгебраических уравнений относительно $\mathbf{q}$.

Если обратная задача является корректно поставленной, т.е. зарегистрированных данных достаточно для точного восстановления, то можно сформулировать соответствующую задачу оптимизации:

$$\mathbf{q}_{sol} = \arg \min_q \|\mathbf{p} - \mathcal{M}\mathbf{q}\|^2, \quad (1.21)$$

где $\|\cdot\|$ – норма в пространстве L^2 , решением которой является псевдообратная матрица Мура-Пенроуза:

$$\mathbf{q}_{sol} = \mathcal{M}^+ \mathbf{p} = (\mathcal{M}^T \mathcal{M})^{-1} \mathcal{M}^T \mathbf{p}, \quad (1.22)$$

где T обозначает транспонирование. Вычисление псевдообратной матрицы $\mathcal{M}^+$ нужно выполнить однократно, поскольку она определяется только параметрами экспериментальной установки, а не зарегистрированными сигналами. В этом случае решение обратной задачи сводится к умножению заранее рассчитанной матрицы $\mathcal{M}^+$ на вектор измеренных сигналов $\mathbf{p}$. Основным недостатком такого подхода, с вычислительной точки зрения, является необходимость умножать и обращать очень большие матрицы при вычислении $\mathcal{M}^+$, а также хранить результат в памяти.

Если $\mathcal{M}$ слишком велика для нахождения псевдообратной матрицы напрямую, можно использовать итеративные алгоритмы для решения задачи (1.21) [20]: градиентный спуск или метод сопряженных градиентов [21]. В итеративных методах вместо умножения матрицы на матрицу многократно выполняются умножения матрицы на вектор. Следует отметить, что часто акустические сигналы, измеренные в момент времени t_i ,

определяются не всеми интерполирующими функциями, а лишь небольшой их частью (например, теми, для которых $|\mathbf{r}_n - \mathbf{r}^{(m)}| \sim c_0 t_i$ в случае (1.19)). Поэтому большинство элементов матрицы $\mathcal{M}$ равны нулю, т.е. матрица $\mathcal{M}$ разреженная (sparse). Это позволяет использовать метод LSQR [19] – реализацию метода сопряженных градиентов, которая более эффективна в случае разреженных матриц.

Во многих случаях обратная задача ОА томографии является некорректно поставленной, т.е. записанных данных недостаточно для однозначного восстановления ОА источника, решение обратной задачи не единственно. В этом случае применяются методы регуляризации. Например, в случае регуляризации Тихонова [22, 23] (регуляризации по норме L^2) задача (1.21) заменяется задачей:

$$\mathbf{q}_{sol} = \arg \min_q (\|\mathbf{p} - \mathcal{M}\mathbf{q}\|^2 + \lambda \|\mathbf{q}\|^2) \quad (1.23)$$

где λ – параметр регуляризации. В этом случае ведется поиск решения с наименьшей интегральной плотностью поглощенной энергии $\|\mathbf{q}\|$.

Также были апробированы многие другие методы регуляризации: метод обрыва ряда сингулярных чисел при использовании сингулярного разложения матрицы системы [23], регуляризация по норме L^1 в базисе, в котором начальное распределение давления может быть представлено небольшим количеством больших по амплитуде коэффициентов (compressed sensing [23, 24]), остановка итераций в методе LSQR [25], минимизация полной вариации [26] и другие. Многомасштабные методы и метод минимизации полной вариации основаны на нелинейных методах оптимизации из области обработки изображений. В работе [27] оптимизационный алгоритм был запущен на графическом процессоре в режиме реального времени: ~10 кадров в секунду. При этом использовалось 256 приемников, и после 5 LSQR-итераций ошибка составила 13–15%.

Основным преимуществом данной группы алгоритмов является возможность учета любых линейных эффектов в системе, включая конечность размеров приемников и их импульсную характеристику [21, 28], а также акустические неоднородности [29–31]. Основной недостаток заключается в необходимости больших вычислительных ресурсов для визуализации с высоким разрешением. В настоящее время это препятствует широкому применению таких алгоритмов в режиме реального времени, особенно в тех случаях, когда необходим сложный метод регуляризации.

Решение в пространстве волновых векторов (Фурье-алгоритмы)

В основе решения обратной задачи ОА томографии в пространстве волновых векторов лежит возможность представления начального распределения давления в виде бесконечного сходящегося ряда:

$$p_0(\mathbf{r}) = \sum_{\mathbf{k}} a_{\mathbf{k}} f_{\mathbf{k}}(\mathbf{r}) \quad (1.24)$$

где $f_{\mathbf{k}}(\mathbf{r})$ – собственные функции оператора $(-\nabla^2)$ внутри поверхности регистрации. Фурье-коэффициенты $a_{\mathbf{k}}$ могут быть вычислены с помощью поля давления на поверхности регистрации $p(\mathbf{r}_s, t)$. Хотя было показано [32], что решение в пространстве волновых векторов существует для любой замкнутой поверхности регистрации, на практике [32–36] используются решения для геометрий с известными собственными функциями – сферической, цилиндрической и плоской.

Для иллюстрации рассмотрим случай, когда поверхность регистрации является плоскостью $z = 0$. Сначала вычисляется неполное пространственное преобразование Фурье зарегистрированных сигналов давления:

$$\hat{p}_s(k_x, k_y, \omega) = \int_{\mathbb{R}^2} \tilde{p}(x, y, z = 0, \omega) e^{i(k_x x + k_y y)} dx dy \quad (1.25)$$

Пространственное преобразование Фурье от начального распределения давления:

$$\hat{p}_0(k_x, k_y, k_z) = \int_{\mathbb{R}^3} p_0(x, y, z) e^{i(k_x x + k_y y + k_z z)} dx dy dz \quad (1.26)$$

Поскольку комплексные экспоненты $\exp[i(k_x x + k_y y + k_z z)]$ являются собственными функциями оператора Лапласа, можно записать дисперсионное соотношение: $\omega^2/c_0^2 = k_x^2 + k_y^2 + k_z^2$. Таким образом, поле давления $p(\mathbf{r}, t)$ в 4-мерном пространстве-времени определяется своими значениями на 3-мерной координатной гиперплоскости. В случае прямой задачи ОА томографии поле давления $p(\mathbf{r}, t)$ известно во всем 3-мерном пространстве в начальный момент времени, т.е. на 3-мерной координатной гиперплоскости $t = 0$. В случае обратной задачи ОА томографии поле давления $p(\mathbf{r}, t)$ известно на некоторой 2-мерной поверхности регистрации во все моменты времени, т.е. на 3-мерной координатной гиперплоскости $z = 0$. В частности [33]:

$$\hat{p}_0\left(k_x, k_y, k_z = \left[\frac{\omega^2}{c_0^2} - k_x^2 - k_y^2\right]^{1/2}\right) = 2 \frac{[\omega^2 - c_0^2(k_x^2 + k_y^2)]^{1/2}}{\omega/c_0} \hat{p}_s(k_x, k_y, \omega) \quad (1.27)$$

Начальное распределение давления $p_0(\mathbf{r})$ может быть получено с помощью обратного преобразования Фурье по пространству. Важно отметить, что для плоской геометрии, когда собственные функции оператора Лапласа – комплексные экспоненты, возможно применение быстрого преобразования Фурье для ускорения вычислений.

Следует отметить работу [37], в которой предложена новая формула для сферической (или круговой в 2D) поверхностей регистрации. Данная формула использует быстрое преобразование Фурье с комплексными экспонентами и не требует вычисления значений специальных функций.

Алгоритмы обратных проекций (back-projection algorithms)

Если поверхность регистрации S_0 является сферой, бесконечной плоскостью или цилиндром, то начальное распределение давления в среде можно восстановить с помощью алгоритма обратных проекций [38]:

$$p_0^{(b)}(\mathbf{r}) = 2 \int_{\Omega_0} \left[p(\mathbf{r}_S, t) - t \frac{\partial p(\mathbf{r}_S, t)}{\partial t} \right]_{t=|\mathbf{r}-\mathbf{r}_S|/c_0} \frac{d\Omega_0}{\Omega_0} \quad (1.28)$$

В (1.28) интегрирование производится по поверхности S_0 , $p_0^{(b)}(\mathbf{r})$ – восстановленное начальное распределение давления, $d\Omega_0 = (\mathbf{n}_S \cdot (\mathbf{r} - \mathbf{r}_S)) dS_0 / |\mathbf{r} - \mathbf{r}_S|^3$ – телесный угол элемента поверхности dS_0 с вершиной в начале координат, $\mathbf{n}_S$ – внутренняя нормаль к поверхности регистрации S_0 в точке, задаваемой вектором $\mathbf{r}_S$, конец которого при интегрировании по dS_0 движется по поверхности S_0 . Телесный угол

$$\Omega_0 = \int_{S_0} \frac{(\mathbf{n}_S \cdot (\mathbf{r} - \mathbf{r}_S)) dS_0}{|\mathbf{r} - \mathbf{r}_S|^3} \quad (1.29)$$

равен 4π , если S_0 – сфера или бесконечный цилиндр, и 2π , если S_0 – бесконечная плоскость. Если известны давления, измеренные N приемниками, то приближенное значение $p_0(\mathbf{r})$ может быть найдено с помощью формулы [38]:

$$p_0^{(b)}(\mathbf{r}) = 2 \sum_{m=1}^N \left[p_d(\mathbf{r}_S^{(m)}, t) - t \frac{\partial p_d(\mathbf{r}_S^{(m)}, t)}{\partial t} \right]_{t=|\mathbf{r}-\mathbf{r}_S^{(m)}|/c_0} \frac{\Delta\Omega_0^{(m)}}{\sum_{j=1}^N \Delta\Omega_0^{(j)}} \quad (1.30)$$

где $p_0^{(b)}(\mathbf{r})$ – приближенное восстановленное начальное распределение давления, $\Delta\Omega_0^{(m)} = \left(\mathbf{n}_S^{(m)} \cdot (\mathbf{r} - \mathbf{r}_S^{(m)}) \right) \Delta S_0^{(m)} / |\mathbf{r} - \mathbf{r}_S^{(m)}|^3$, $\mathbf{r}_S^{(m)}$ – вектор, задающий положение m -го приемника на поверхности S_0 , $\mathbf{n}_S^{(m)}$ – внутренняя нормаль к поверхности регистрации в точке $\mathbf{r}_S^{(m)}$, направленная в сторону ОА источника, $\Delta S_0^{(m)}$ – площадь m -го приемника. В отличие от $p_0(\mathbf{r})$, восстановленное начальное распределение давления $p_0^{(b)}(\mathbf{r})$ может принимать в отдельных точках среды отрицательные значения вследствие приближений, сделанных при получении (1.30).

Если расстояние от объекта (или исследуемой части объекта) до приемников значительно больше размеров объекта (или его части), то справедливо приближение дальнего поля: $|\mathbf{r} - \mathbf{r}_S| \simeq r_S - (\mathbf{r} \cdot \mathbf{r}_S)/r_S \simeq r_S$. В этом случае интегрирование по сферам в (1.15) можно заменить интегрированием по плоскостям, что приводит к классическому трехмерному преобразованию Радона. В приближении дальнего поля в [15] получена формула для произвольной поверхности регистрации:

$$p_0^{(b)}(\mathbf{r}) \simeq 2 \int_{\Omega_0} \left(-t \frac{\partial p(\mathbf{r}_S, t)}{\partial t} \right)_{t=|\mathbf{r}-\mathbf{r}_S|/c_0} \frac{d\Omega_0}{\Omega_0} \quad (1.31)$$

Построение трехмерных ОА изображений является вычислительно сложной задачей. Поскольку в ряде задач необходима визуализация в режиме реального времени, актуальны алгоритмы построения двумерных ОА изображений. В литературе рассматривается два сценария, позволяющие заменить трехмерную обратную задачу двумерной: либо источник не зависит от одной из координат, тогда $Q(x, y, z) = Q(x, y)$, либо источник находится в одной плоскости, тогда $Q(x, y, z) = Q(x, y)\delta(z)$. Ко второму сценарию также относится случай, когда источник трехмерный, но приемники сфокусированы на фокальную плоскость. При этом эффективно регистрируется только сигнал, испущенный источниками в фокальной плоскости.

Пусть S_0 – цилиндрическая поверхность с образующей, параллельной оси z : $S_0 = \mathcal{C}_0 \times (-\infty, +\infty)$, $dS_0 = d\mathcal{C}_0 dz_0$, где $\mathcal{C}_0$ – кривая регистрации, сечение поверхности регистрации S_0 плоскостью $z = 0$. Пусть начальное распределение давления не зависит от z : $p_0(x, y, z) = p_0(x, y)$, и, соответственно, излучаются цилиндрические волны. Тогда если аналитически взять интеграл (1.28) по z , получим формулу [39]:

$$p_0^{(b)}(x, y) = -2 \int_{\mathcal{C}_0} \left[\int_{t=d/c_0}^{+\infty} \frac{\partial}{\partial t} \left(\frac{p(\mathbf{r}_S, t)}{c_0 t} \right) \frac{dt}{\sqrt{c_0^2 t^2 - d^2}} \right] (\mathbf{n}_S \cdot \mathbf{d}) \frac{d\mathcal{C}_0}{\Omega_0} \quad (1.32)$$

где $\mathbf{d} = (x - x_S, y - y_S)$, $\mathbf{n}_S$ параллелен плоскости xy , $\Omega_0 = 2\pi$, если S_0 – прямой круговой цилиндр, и $\Omega = \pi$, если S_0 – плоскость. Для произвольной кривой регистрации $\mathcal{C}_0$ можно аналогично проинтегрировать (1.31) по z и получить:

$$p_0^{(b)}(x, y) \simeq -2 \int_{\mathcal{C}_0} \left[\int_{t=d/c_0}^{+\infty} \frac{1}{c_0 t} \frac{\partial p(\mathbf{r}_S, t)}{\partial t} \frac{dt}{\sqrt{c_0^2 t^2 - d^2}} \right] (\mathbf{n}_S \cdot \mathbf{d}) \frac{d\mathcal{C}_0}{\Omega_0} \quad (1.33)$$

Одним из преимуществ алгоритма обратных проекций является то, что он основан на простых и надежных физических принципах. Поэтому результат работы алгоритма может оказаться более простым для интерпретации в сценариях с неполной информацией (ограниченной апертуры, небольшого числа приемников), когда условия для точного восстановления изображения не выполняются.

В работах [15, 40] сравнивается вычислительная эффективность различных алгоритмов построения ОА изображений. Рассмотрим задачу построения 3D ОА изображений размером $\mathcal{O}(n^3)$ вокселей по сигналам с $\mathcal{O}(n^2)$ приемников, причем каждый сигнал содержит $\mathcal{O}(n)$ временных отсчетов. Решение в пространстве волновых векторов имеет сложность $\mathcal{O}(n^4)$, причем применение быстрого преобразования Фурье позволяет уменьшить сложность до $\mathcal{O}(n^3 \log_2 n)$, алгоритмы, основанные на обращении времени, имеют сложность $\mathcal{O}(n^4)$, алгоритмы обратных проекций – $\mathcal{O}(n^5)$, оптимизационные алгоритмы – $\mathcal{O}(n^9)$. В работе [41] показано, что времена построения 2D изображений по сигналам с плоской 64-элементной антенны с помощью алгоритмов обращения времени на порядок превосходят времена построения изображений с помощью Фурье-алгоритмов и алгоритмов обратных проекций. В настоящей работе основное внимание будет уделено алгоритмам обратных проекций.

1.1.3 Обзор методов учета акустических неоднородностей, затухания и дисперсии в среде при решении обратной задачи ОА томографии

Алгоритмы построения ОА изображений часто не учитывают акустические неоднородности, затухание и дисперсию в исследуемой среде, считая среду однородной и идеальной. Такие неучтенные особенности среды искажают получаемые ОА изображения и приводят к появлению артефактов [12, 18, 29, 42]. Разработка алгоритмов построения

ОА изображений, учитывающих акустическую неоднородность исследуемой среды является важной областью исследований [17, 43–45].

Поскольку алгоритмы построения ОА изображения, основанные на обращении времени, напрямую решают волновое уравнение, они могут учитывать акустические неоднородности, затухание и дисперсию ультразвука в среде [46], введя их в волновое уравнение. Оптимизационные алгоритмы также могут учитывать акустические неоднородности в среде [30], введя их в решение прямой задачи ОА томографии. В работе [47] также предложена модификация алгоритмов построения ОА изображений в пространстве волновых векторов, позволяющая восстанавливать распределение тепловыделения в плоско-слоистой акустически неоднородной среде с известными механическими свойствами. При этом поверхность регистрации представляет собой плоскость. В работах [48, 49] данный алгоритм модифицирован для учета сдвиговых волн в отдельных плоских слоях, разделенных слоями жидкости, а также акустического затухания и дисперсии, что актуально для построения ОА изображений мозга через череп. В работе [50] представлен модифицированный алгоритм обратных проекций, учитывающий преломление на плоской границе раздела двух акустически различных сред. Однако в [50] учтено только изменение времени пролета импульса из-за разной скорости звука, и не учтены частичное отражение ультразвуковой волны от границе раздела сред и изменение ее расходимости при преломлении.

1.1.4 Обзор методов решения прямой и обратной задач ЛУ томографии

ЛУ томография основана на решении обратной задачи рассеяния ультразвука на акустических неоднородностях исследуемого объекта. Пусть c_0 , ρ_0 и $\kappa_0 = (\rho_0 c_0^2)^{-1}$ – скорость звука, плотность и сжимаемость однородной жидкости. Отметим, что сжимаемость – это обратная величина к модулю всестороннего сжатия (объемному модулю упругости). Пусть в некоторой конечной области жидкости плотность и сжимаемость отличаются от однородных значений, стационарны и равны, соответственно, $\rho(\mathbf{r})$ и $\kappa(\mathbf{r})$. Уравнение для акустического давления $\tilde{p}(\mathbf{r}, \omega)$ в неоднородной стационарной жидкости можно записать в виде [51]:

$$\rho \nabla \cdot (\rho^{-1} \nabla \tilde{p}) + k^2 \tilde{p} = 0 \quad (1.34)$$

где $k = \omega \sqrt{\rho(\mathbf{r})\kappa(\mathbf{r})} - i\alpha(\mathbf{r}, \omega)$. С помощью подстановки: $\tilde{p} = \rho^{1/2} \tilde{f}$ – можно свести (1.34) к однородному уравнению Гельмгольца:

$$\nabla^2 \tilde{f} + [k^2 - \rho^{1/2} \nabla^2 (\rho^{-1/2})] \tilde{f} = 0 \quad (1.35)$$

Из уравнения (1.34) можно получить уравнение [9, 51].

$$\nabla^2 p - \frac{1}{c_0^2} \frac{\partial^2 p}{\partial t^2} = \frac{\gamma_\kappa(\mathbf{r})}{c_0^2} \frac{\partial^2 p}{\partial t^2} + \nabla \cdot (\gamma_\rho(\mathbf{r}) \nabla p) \quad (1.36)$$

где $\gamma_\kappa = (\kappa(\mathbf{r}) - \kappa_0)/\kappa_0$ и $\gamma_\rho = (\rho(\mathbf{r}) - \rho_0)/\rho(\mathbf{r})$ – относительные изменения сжимаемости и плотности. Прямая задача рассеяния в акустике заключается в нахождении итогового поля давления $p(\mathbf{r}, t)$ в среде при известном падающем поле $p_i(\mathbf{r}, t)$ и известном распределении механических свойств среды: $\gamma_\kappa(\mathbf{r})$ и $\gamma_\rho(\mathbf{r})$. Для Фурье-образа давления имеем уравнение Гельмгольца:

$$\nabla^2 \tilde{p} + k_0^2 \tilde{p} = -k_0^2 \gamma_\kappa(\mathbf{r}) \tilde{p} + \nabla \cdot (\gamma_\rho(\mathbf{r}) \nabla \tilde{p}) \quad (1.37)$$

где $k_0 = \omega/c_0$. Соответствующее интегральное уравнение может быть записано в виде:

$$\begin{aligned} \tilde{p}(\mathbf{r}, \omega) = & \iiint [k_0^2 \gamma_\kappa(\mathbf{r}_0) \tilde{p}(\mathbf{r}_0, \omega) - \nabla_0 \cdot (\gamma_\rho(\mathbf{r}_0) \nabla_0 \tilde{p}(\mathbf{r}_0, \omega))] G(\mathbf{r} - \mathbf{r}_0, k(\omega)) d\mathbf{r}_0 \\ & + \iint \left[G \frac{\partial \tilde{p}}{\partial \mathbf{n}_0} - \tilde{p} \frac{\partial G}{\partial \mathbf{n}_0} \right] dS_0 \end{aligned} \quad (1.38)$$

где $\mathbf{n}_0$ – внешняя нормаль к поверхности S_0 , ∇_0 – оператор набла по переменным $\mathbf{r}_0$. Поверхностный интеграл по сфере S_0 на бесконечности равен падающему полю $p_i(\mathbf{r}, t)$, поэтому полное поле давления $\tilde{p}(\mathbf{r}, \omega)$ можно выразить как сумму падающего поля $\tilde{p}_i(\mathbf{r}, \omega)$ и рассеянного поля $\tilde{p}_s(\mathbf{r}, \omega)$, которое подчиняется уравнению Липпмана-Швингера:

$$\tilde{p}_s(\mathbf{r}, \omega) = \iiint (k_0^2 \gamma_\kappa \tilde{p} G + \gamma_\rho \nabla_0 \tilde{p} \cdot \nabla_0 G) d\mathbf{r}_0 \quad (1.39)$$

Данное уравнение выражает рассеянное поле давления через распределение скорости звука (сжимаемости) и плотности среды, а также полного (суммы рассеянного и падающего) поля давления в среде.

Целью обратных задач рассеяния является восстановление определенных физических свойств среды из экспериментов по рассеянию. В общем случае, имеется массив источников и массив приемников, расположенные вне исследуемого объема среды. Следует отметить сходство обратной задачи рассеяния в акустике и сейсмической инверсии – обратной динамической задачи сеймики, т.е. восстановления распределения упругих параметров геологической среды по зарегистрированному волновому полю [52, 53]. Акустическая обратная задача рассеяния отличается от обратной задачи ОА

томографии тем, что она нелинейная, и в ней требуется найти не одну неизвестную скалярную функцию $Q(\mathbf{r})$, а минимум (в случае жидкости) две – $\rho(\mathbf{r})$ и $\kappa(\mathbf{r})$.

Оптимизационный подход (см., например, [54–59]) заключается в решении многопараметрической нелинейной задачи минимизации невязки между экспериментальными данными и данными, вычисленными на основе некоторой модели среды, с соответствующей регуляризацией. Обычно оптимизационная задача решается методом итераций. На каждом шаге текущая оценка свойств среды используется для решения прямой задачи рассеяния – нахождения сигналов, регистрируемых приемниками. На основе текущей невязки вычисленных и экспериментальных сигналов вычисляется новая оценка свойств среды, которая будет использована на следующем шаге. Итерационные методы крайне вычислительно сложные и пока не могут быть использованы в режиме реального времени. Сходимость существующих методов зависит от точности начального приближения. Следует отметить методы геостатистической инверсии [60, 61] и методы многоатрибутного и нейросетевого анализа [62], однако они также обладают крайне высокой вычислительной сложностью.

Динамическая обратная задача сейсмологии для одномерной среды, механические свойства которой изменяются вдоль одной оси, – обратная задача Лэмба – была впервые детально исследована в работе [63], в которой решение построено в спектральной области на базе теории Гельфанда-Левитана-Крейна-Марченко, разработанной в работах [64–66]. Данные работы послужили математической предпосылкой большого количества работ [53, 67]. Акустическая обратная задача рассеяния с определением профилей плотности $\rho(x)$ и сжимаемости $\kappa(x)$ одномерной жидкости может быть решена точно [68–71]. Обобщение полученных решений на случай многомерной обратной задачи рассеяния сопряжено со значительными трудностями [53, 72]. Однако было предложено ряд приближенных методов, линеаризующих интегральные уравнения с помощью приближений Борна или Рытова.

Приближение плавных возмущений Рытова заключается в представлении полного поля давления в терминах комплексной фазы $\psi(\mathbf{r}, \omega)$. Пусть среда озвучивается плоской волной: $\tilde{p}_i(\mathbf{r}, \omega) = A(\omega) \exp[-ik_0 \mathbf{n}_i \cdot \mathbf{r}]$, тогда представим полное поле в виде

$$\tilde{p}(\mathbf{r}, \omega) = A(\omega) \exp[-ik_0 \mathbf{n}_i \cdot \mathbf{r} + \psi(\mathbf{r}, \omega)] \quad (1.40)$$

и линеаризуем получающееся после подстановки в (1.37) уравнение Риккати для ψ [73]:

$$\nabla^2 \psi_R - 2ik_0 \mathbf{n}_i \cdot \nabla \psi_R + k_0^2 (\gamma_\kappa + \gamma_\rho) + ik_0 \mathbf{n}_i \cdot \nabla \gamma_\rho = 0 \quad (1.41)$$

где ψ_R – первое приближение Рытова флуктуаций фазы. При получении (1.41) предполагалось, что $|\nabla \psi| \ll k_0$ [74], $|\gamma_\rho| \ll 1$, $|\nabla \gamma_\rho| \ll k_0$. С помощью замены: $\psi_R(\mathbf{r}, \omega) = \exp[ik_0 \mathbf{n}_i \cdot \mathbf{r}] \Psi(\mathbf{r}, \omega)$ – уравнение (1.41) приводится к неоднородному уравнению Гельмгольца для $\Psi(\mathbf{r}, \omega)$:

$$(\nabla^2 + k_0^2) \Psi = [-k_0^2 (\gamma_\kappa + \gamma_\rho) - ik_0 \mathbf{n}_i \cdot \nabla \gamma_\rho] \exp[-ik_0 \mathbf{n}_i \cdot \mathbf{r}] \quad (1.42)$$

Решение данной задачи для γ_κ и γ_ρ получено в работе [73]. Приближение Рытова дает хорошие результаты, когда $|\gamma_\kappa| \ll 1$ и $|\gamma_\rho| \ll 1$ во всем рассеивающем объеме [73]. Однако, при озвучивании плоской волной сам рассеивающий объем может не быть малым [74–76].

Приближение Борна состоит в замене полного поля давления $\tilde{p}(\mathbf{r}, \omega)$ в подынтегральном выражении в уравнении Липпмана-Швингера падающим полем $\tilde{p}_i(\mathbf{r}, \omega)$.

$$\tilde{p}_s(\mathbf{r}, \omega) = \iiint (k_0^2 \gamma_\kappa \tilde{p}_i g + \gamma_\rho \nabla_0 \tilde{p}_i \cdot \nabla_0 g) d\mathbf{r}_0 \quad (1.43)$$

Приближение Борна предполагает, что рассеянное поле мало по сравнению с падающим, или, эквивалентно, что вариации сжимаемости и плотности среды малы по сравнению с невозмущенными значениями. Если приближение Рытова можно рассматривать как линеаризацию полной фазы, то приближение Борна можно рассматривать как линеаризацию полного поля давления. С физической точки зрения, Борновское приближение учитывает только однократно рассеянные волны и считает многократно рассеянные волны шумом.

Приближение Борна корректно, когда рассеянное поле мало во всем объеме рассеивающего объекта, т.е. как величины рассеивающих потенциалов должны быть малы, так и объем, в котором происходит рассеяние, должен быть мал по сравнению с характерной длиной волны зондирующего импульса [73]. Приближение Рытова лучше всего подходит для аппроксимации прошедших волн, тогда как приближение Борна дает более точные результаты для отраженных волн [77].

В работах [78–83] исследовался случай среды с постоянной плотностью и неоднородностями сжимаемости в Борновском приближении. Однако существует большое количество работ по акустической обратной задаче рассеяния, использующих Борновское приближение, в которых определяются вклады плотности и сжимаемости.

Класс задач, в которых среда озвучивается плоскими волнами, был исследован в работах Нортон (Norton) и Девани (Devaney). В работе [84] один плоский ультразвуковой преобразователь (А) использовался как источник широкополосного акустического импульса в виде плоской волны и как приемник волн, рассеянных средой строго назад. Второй преобразователь (В), ориентированный под углом φ к первому, использовался только как приемник. Оба преобразователя поворачивали вокруг объекта исследования на 180° , сохраняя угол между ними, и записывали рассеянные волны. Если выбрать $\varphi = 90^\circ$, то поскольку неоднородности плотности имеют дипольную диаграмму направленности, преобразователь А будет регистрировать поле, рассеянное только монополярными неоднородностями сжимаемости. При этом в поле, которое регистрирует преобразователь А, неоднородности плотности и сжимаемости будут давать равный вклад. [73] расширил теорию дифракционной томографии на случай переменной плотности. В этой работе прошедшие волны измерялись на плоскости, параллельной плоскости волнового фронта зондирующего импульса, и эксперимент повторялся для всех углов озвучивания вокруг образца. При этом использовалось бихроматическое озвучивание. В работе [85] рассматривается аналогичная задача с несколькими частотными компонентами.

Работа [72] является обобщением предыдущей работы авторов [80], в которой была сформулирована и решена обратная задача рассеяния для среды с постоянной плотностью. В данной работе зарегистрированные приемниками сигналы подвергаются специальной фильтрации для получения обобщенных проекций распределений скорости звука и плотности. Под обобщенными проекциями понимаются взвешенные интегралы от функций по круговым параболоидам в 3D или по параболам в 2D. Решение выражено в виде алгоритма обратных проекций – суммы вкладов всех проекций, для которых параболоиды или параболы пересекают данную точку, после которой производится фильтрация. В пространстве волновых векторов результирующее изображение является линейной комбинацией потенциалов рассеяния для неоднородностей сжимаемости и плотности, в которой коэффициенты зависят от угла падения зондирующего импульса. По этой причине необходимо два или более различных направления озвучивания, чтобы решить систему линейных уравнений.

Главным отличием от работы [73] является использование широкополосного озвучивания для нескольких направлений озвучивания, тогда как в дифракционной томографии используется узкополосное озвучивание на нескольких частотах, но для

полного набора направлений озвучивания. В этом смысле, два подхода являются дуальными.

В работе [86] решена задача определения многомерного распределения сжимаемости и плотности в Борновском приближении с широкополосным, но спектрально-ограниченным, озвучиванием, причем точечные источники и приемники располагаются во всех точках плоскости. В работах [87, 88] авторы решили ту же задачу для полного множества источников и приемников, но использовали бихроматическое озвучивание (две произвольные частоты). В работе [89] для восстановления 2D распределения модуля сдвига и плотности использовался полный набор приемников для двух положений широкополосных точечных источников, расстояние между которыми много меньше расстояния от источников до рассеивателей. В работе [90] представлено решение для упругой изотропной среды (три неизвестных параметра: плотность и два параметра Ламе), в котором многочисленные источники и приемники окружают среду.

В настоящей работе применяется быстрый оценочный алгоритм, аналогичный алгоритмам обратных проекций для ОА томографии. Пусть озвучивание ведется в направлении оси z и ОА генератор расположен на плоскости $z = z_g$. Плоская волна зондирующего импульса достигает рассеивателя в точке $\mathbf{r} = (x, y, z)$ за время $(z - z_g)/c_0$. Считая, что рассеянное излучение имеет изотропную диаграмму направленности, от рассеивателя распространяется сферическая волна, которая достигает приемника в точке $\mathbf{r}_s$ за время $|\mathbf{r} - \mathbf{r}_s|/c_0$. Тогда эффективность рассеивателя $\epsilon(\mathbf{r})$ можно оценить с помощью следующей формулы:

$$\epsilon(\mathbf{r}) = \int_{\Omega_0} p\left(\mathbf{r}_s, t = \frac{z - z_g + |\mathbf{r} - \mathbf{r}_s|}{c_0}\right) |\mathbf{r} - \mathbf{r}_s| \frac{d\Omega_0}{\Omega_0} \quad (1.44)$$

где множитель $|\mathbf{r} - \mathbf{r}_s|$ компенсирует затухание $1/r$ рассеянной сферической волны. Формула (1.44) основана на суммировании с временной задержкой (delay-and-sum) или синтезировании апертуры (Synthetic Aperture Focusing Technique, SAFT). Такие алгоритмы известны с 1970-х годов. В работах [91–93] рассмотрен случай томографии коэффициента отражения с помощью плоского, сферического и цилиндрического массива точечных преобразователей. Каждый преобразователь используется как излучатель и приемник рассеянного назад широкополосного ультразвукового импульса, при этом регистрации рассеянного ультразвукового поля другими преобразователями массива не требуется. SAFT-алгоритмы ранее предлагалось ускорять на графических процессорах и ПЛИС [94].

Был также разработан приближенный метод, позволяющий различить неоднородности плотности и сжимаемости [95], требующий, однако, полного набора ультразвуковых источников и приемников. SAFT ранее применялся и для лазерного ультразвука [96–98].

1.1.5 Обзор методов оценки и сравнения характеристик антенн

Появление конфокальных пьезоэлементных антенных решеток и активное развитие средств вычислительной техники существенно расширяют возможности ОА и ЛУ томографии внутренней структуры горных пород, композитных материалов, биологических и других гетерогенных сред [3, 99–103]. Высокая сложность построения ОА и ЛУ томографических систем требует разработки критериев и методик их сравнения на этапе проектирования. Основными характеристиками томографических систем являются *размеры области чувствительности* (области, в которой построенное изображение позволяет надежно определить наличие источника сигнала), *пространственное разрешение* (минимальное расстояние между двумя точечными источниками, при котором их можно различить на изображении, или характерный размер функции передачи точки) и *глубина резкости* (размер области, где достигается высокое пространственное разрешение). Увеличение размера области чувствительности и глубины резкости, а также улучшение пространственного разрешения являются одной из основных целей при проектировании ОА и ЛУ томографических систем.

В большинстве задач диагностики биологических объектов и неразрушающего контроля актуальна 2D визуализация неоднородностей в режиме реального времени. Построение и анализ 3D изображений в режиме реального времени сложен, требует значительных электронных измерительных и вычислительных мощностей и является самостоятельной задачей. Для построения ОА и ЛУ изображений в режиме реального времени широко используются Фурье-алгоритм [104], алгоритм суммирования с задержками (delay-and-sum beamforming) [105] или алгоритм обратных проекций [38], допускающий распараллеливание вычислений на графических процессорах [106]. (Режим реального времени ограничивает применение вычислительно сложных алгоритмов, основанных на обращении времени [107], Фурье-алгоритмов для неплоских антенн [108], и оптимизационных алгоритмов, использующих при построении изображения модели конечно-размерных приемных элементов [20, 28, 108].) В 2D томографии антенна должна быть настроена на сигнал от источников в плоскости изображения. Для формирования достаточно «тонкой» плоскости изображения антенна фокусируется в направлении, перпендикулярном к ней [109]. Фокусировка антенны в самой плоскости изображения

позволяет увеличить угол обзора и улучшить пространственное разрешение [110, 111] ценой уменьшения размера области чувствительности. Действительно, чем меньше размер эллипсоидального гауссова ОА источника, тем больше угловая ширина диаграммы направленности в соответствующем направлении [110] и поскольку задачи излучения и приема обратимы, то чем больше угловая апертура антенны для данной точки плоскости изображения, тем выше пространственное разрешение в этой точке [111]. Для плоской антенны угол обзора ограничен углом полного внутреннего отражения ультразвука при переходе границы иммерсионной жидкости и материала антенны.

Конфокальные антенны сфокусированы как в плоскости изображения, так и перпендикулярно к ней. Таким образом, 2D системы реального времени, оснащенные такими антеннами, перспективны для исследования внутренней структуры широкого класса объектов с высоким пространственным разрешением в ограниченной области пространства: биологических объектов [102, 112], филаментов и других объектов.

Проблема ограниченности угла обзора широко обсуждалась в литературе по ОА томографии. В работе [113] сформулировано «условие видимости» (visibility condition). Пусть L – резкая граница исследуемого объекта (области тепловыделения). Если существует точка $P \in L$, нормаль (к кривой L) в которой не проходит через какой-либо приемник, то изображение границы L будет размыто в точке P (граница объекта «не видима» в точке P). Если возможно полностью окружить исследуемый объект поверхностью регистрации (например, в задачах исследования небольших животных [114, 115] или визуализации фемтосекундных лазерных филаментов), то рекомендуется использовать приемную систему с полным углом обзора, поскольку это устраняет артефакты, связанные с ограниченностью угла обзора, и уменьшает размытие изображения. Однако во многих реалистичных сценариях ОА томографии ограниченность угла обзора неизбежна [116]. Для улучшения качества изображения кроме изменения конструкции приемной антенны возможно также наложение нескольких изображений, полученных в различных условиях. Если исследуемый объект можно механически вращать или приемную антенну можно поворачивать вокруг объекта, то изображения, полученные для различных углов поворота, можно усреднить для улучшения качества изображения [117]. Если возможно создать внутри «невидимых» участков объекта случайные разреженные распределения микроскопических источников, то нелинейное объединение нескольких изображений таких источников улучшает «видимость» внутренней структуры объекта [116, 118]. Однако все подходы, в которых каким-либо

объединяются несколько изображений, позволяют уменьшить артефакты, связанные с неполным углом обзора, ценой более длительного времени получения изображений, что может быть проблематичным для исследования движущихся объектов. В данной главе предполагается сценарий ОА томографии реального времени, в котором каждое ОА изображение может быть восстановлено с использованием данных, полученных с одного лазерного выстрела.

Размер области чувствительности, глубина резкости и пространственное разрешение антенны определяются ее геометрией, размерами и количеством приемных элементов. Ранее [109, 111, 119–121] для оценки «толщины» плоскости изображения у антенн, сфокусированных только на плоскость изображения, исследовались *карты чувствительности* для отдельного приемника, построенные в плоскости, перпендикулярной плоскости изображения. Для таких антенн исследовалась зависимость пространственного разрешения в фокусе от угла обзора, количества приемников и их размеров. Также проводились исследования зависимости разрешения в плоскости изображения от угловой апертуры антенн, сфокусированных только в плоскости изображения [111, 122]. Недостатком последнего типа антенн является «толстая» плоскость изображения. Для определения разрешения антенн в указанных выше работах рассчитывалась функция передачи точки в фокусе. Для этого рассчитывался интеграл Рэлея [109, 123], применимый для антенн со слабо и умеренно сфокусированными приемниками [124], и строилось изображение с помощью алгоритма обратных проекций. В работе [103] «поля чувствительности» для сферических и тороидальных массивов в плоскости изображения вычислялись путем вращения и суммирования полей чувствительности отдельных элементов, а чувствительность определялась как максимальная амплитуда сигнала давления от точечного источника, помещенного в заданное положение. Хотя перечисленные выше методы использовались для создания экспериментальных антенн и могут использоваться для экспресс-анализа, постоянно растущая мощность современных компьютеров делает возможным применение более вычислительно сложных методов. Так как конечным результатом томографии является изображение, то для оценки качества и сравнения приемных антенн в настоящей работе предлагается количественно характеризовать изображения, получаемые с помощью антенны.

§1.2 Частные решения прямой задачи ОА томографии для модельных сферически- и аксиально-симметричных источников в среде с акустическим затуханием

Результаты, представленные далее в настоящей работе, опираются на решения прямой задачи ОА томографии для ряда модельных источников.

Точечный источник

В частном случае точечного трехмерного ОА источника, помещенного в точку $\mathbf{r}_0$ идеальной среды и имеющего амплитуду начального распределения давления A : $p_0^{pt}(\mathbf{r}|\mathbf{r}_0) = A\delta(\mathbf{r} - \mathbf{r}_0)$, – из (1.7) и (1.15) получим:

$$\tilde{p}^{pt}(\mathbf{r}|\mathbf{r}_0, \omega) = \frac{i\omega}{c_0^2} A \frac{e^{-i\omega|\mathbf{r}-\mathbf{r}_0|/c_0}}{4\pi|\mathbf{r}-\mathbf{r}_0|} \quad (1.45)$$

$$p^{pt}(\mathbf{r}|\mathbf{r}_0, t) = \frac{1}{4\pi c_0^2} \frac{A}{|\mathbf{r}-\mathbf{r}_0|} \frac{d}{dt} \delta\left(t - \frac{|\mathbf{r}-\mathbf{r}_0|}{c_0}\right) \quad (1.46)$$

Если акустическое затухание в среде обусловлено вязкостью и теплопроводностью, то $\alpha(\omega) = \alpha_0\omega^2$, и в соответствии с (1.11):

$$\tilde{p}^{pt}(\mathbf{r}|\mathbf{r}_0, \omega) = \frac{i\omega}{c_0^2} A \frac{e^{-i\omega|\mathbf{r}-\mathbf{r}_0|/c_0}}{4\pi|\mathbf{r}-\mathbf{r}_0|} \frac{e^{-\alpha_0\omega^2|\mathbf{r}-\mathbf{r}_0|}}{1 - i\alpha_0 c_0 \omega} \quad (1.47)$$

Таким образом, учет затухания сводится к умножению спектра сигналов на произведение функции Гаусса $\exp[-\omega^2/\omega_g^2]$, где частота среза $\omega_g = (\alpha_0|\mathbf{r}-\mathbf{r}_0|)^{-1/2}$, и функции Лоренца $1/(1 - i\omega/\omega_l) = (1 + i\omega/\omega_l)/(1 + \omega^2/\omega_l^2)$, где частота среза $\omega_l = (\alpha_0 c_0)^{-1} = 2\rho_0 c_0^2/b \gtrsim 1$ ГГц. В выбранном диапазоне частот (1.1) функцией Лоренца можно пренебречь, тогда получим:

$$\tilde{p}^{pt}(\mathbf{r}|\mathbf{r}_0, \omega) = \frac{i\omega}{c_0^2} A \frac{e^{-i\omega|\mathbf{r}-\mathbf{r}_0|/c_0}}{4\pi|\mathbf{r}-\mathbf{r}_0|} e^{-\alpha_0\omega^2|\mathbf{r}-\mathbf{r}_0|} \quad (1.48)$$

$$p^{pt}(\mathbf{r}|\mathbf{r}_0, t) = -\frac{A}{4c_0^2} \frac{t - |\mathbf{r}-\mathbf{r}_0|/c_0}{4\sqrt{\pi^3\alpha_0^3|\mathbf{r}-\mathbf{r}_0|^5}} \exp\left[-\frac{(t - |\mathbf{r}-\mathbf{r}_0|/c_0)^2}{4\alpha_0|\mathbf{r}-\mathbf{r}_0|}\right] \quad (1.49)$$

Также отметим, что с учетом вышесказанного при $k(\omega) = (\omega/c_0)(1 - i\omega/\omega_l)$ формулу (1.11) можно записать в приближенном виде:

$$\tilde{p}_{att}(\mathbf{r}, \omega) \approx \tilde{I}(\omega) \tilde{p}_{ideal}(\mathbf{r}, \omega(1 - i\omega/\omega_l)) \quad (1.50)$$

Гауссов сферически-симметричный источник

Тепловой источник, для которого $Q(\mathbf{r}) = Q(|\mathbf{r}|) = Q(r)$ будем называть сферически-симметричным. Для произвольного $Q(r)$, введя замену: $\tilde{\sigma}(r, \omega) = r\tilde{p}(r, \omega)$, из (1.6) можно получить одномерное уравнение Гельмгольца для функции $\tilde{\sigma}(r, \omega)$, в правой части которого распределение тепловыделения $Q(r) \rightarrow rQ(r)$. В силу введенного обозначения $\tilde{\sigma}(r=0, \omega) = 0$, поэтому при записи решения в виде (1.7) необходимо учесть «отражение» от начала координат:

$$\tilde{\sigma}(r, \omega) = i\omega \frac{\beta}{c_p} \tilde{I}(\omega) \int_0^{+\infty} uQ(u) \left[\frac{e^{-ik(\omega)|r-u|}}{2ik(\omega)} - \frac{e^{-ik(\omega)|r+u|}}{2ik(\omega)} \right] du \quad (1.51)$$

Если регистрация ОА сигнала производится вне источника, то $r > u$:

$$\tilde{p}(r, \omega) = i\omega \frac{\beta}{c_p} \frac{\tilde{I}(\omega)}{k(\omega)} \frac{e^{-ik(\omega)r}}{r} \int_0^{+\infty} uQ(u) \sin(k(\omega)u) du \quad (1.52)$$

Рассмотрим частный случай:

$$Q^{G,3D}(u) = Q_0 \exp[-(u/w)^2] \quad (1.53)$$

Диаметр $2w$ источника тепла меньше его полной ширины на полувысоте (FWHM) в $\sqrt{\ln 2}$ раз. Будем считать, что $r \gg w$, тогда:

$$\tilde{p}_{\text{att}}^{G,3D}(r, \omega) = i\omega \frac{\beta}{c_p} \tilde{I}(\omega) \frac{e^{-ik(\omega)r}}{r} \frac{\sqrt{\pi}}{4} Q_0 w^3 \exp \left[- \left(k(\omega) \frac{w}{2} \right)^2 \right] \quad (1.54)$$

Если $k(\omega) = (\omega/c_0)(1 - i\omega/\omega_l)$, то пренебрегая ω/ω_l по сравнению с единицей при вычислении $k^2(\omega)$, получим:

$$\tilde{p}_{\text{att}}^{G,3D}(r, \omega) \approx i\omega \frac{\beta}{c_p} \tilde{I}(\omega) \frac{Q_0}{r} \frac{\sqrt{\pi}}{4} w^3 \exp \left[-i \frac{\omega}{c_0} r - \left(\frac{\omega}{c_0} \frac{\tilde{w}}{2} \right)^2 \right] \quad (1.55)$$

где $\tilde{w} = \sqrt{w^2 + 4c_0 r/\omega_l}$. Таким образом, для учета затухания достаточно заменить радиус гауссова источника w эффективным радиусом $\tilde{w}$. Если $I(t) = \delta(t)$, то:

$$p_{\text{att}}^{G,3D}(r, t) \approx \frac{GQ_0}{2} \frac{r - c_0 t}{r} \frac{w^3}{\tilde{w}^3} \exp \left[- \left(\frac{r - c_0 t}{\tilde{w}} \right)^2 \right] \quad (1.56)$$

Гауссов аксиально-симметричный источник

Тепловой источник, для которого $Q(\mathbf{r}) = Q(\varrho, \varphi, z) = Q(\varrho, z)$, где ϱ, φ, z – цилиндрические координаты, будем называть аксиально-симметричным. Источник, для

которого $Q(\varrho, \varphi, z) = Q(\varrho)$, будем называть бесконечным аксиально-симметричным. Выражений для частотного представления сигналов давления от таких источников $\tilde{p}^{2D}(\varrho, \omega)$ может быть недостаточно, поскольку такие ОА импульсы во временном представлении имеют длинный «хвост», длительность которого может превышать длительность выборки. Пусть плотность энергии $Q(\varrho)$ задается формулой:

$$Q^{G,2D}(\varrho) = Q_0 \exp[-(\varrho/w)^2] \quad (1.57)$$

Фурье-образ решения задачи (1.14) получен в [125]:

$$\tilde{p}^{G,2D}(\varrho, \omega) = \frac{\pi w^2}{4} \frac{\beta}{c_p} Q_0 \omega H_0^{(2)} \left(\frac{\omega}{c_0} \varrho \right) \exp \left[- \left(\frac{\omega w}{c_0} \right)^2 \right]. \quad (1.58)$$

При этом считается, что $\tilde{p}(\varrho, -\omega) = \tilde{p}^*(\varrho, \omega)$, поэтому обратное преобразование Фурье принимает вид:

$$p^{G,2D}(\varrho, t) = \frac{w^2}{4} g Q_0 \int_0^{+\infty} k [J_0(k\varrho) \cos(\omega t) + Y_0(k\varrho) \sin(\omega t)] e^{-(kw/2)^2} dk \quad (1.59)$$

где $k = \omega/c_0$. Для $\varrho \gg w$ можно воспользоваться асимптотическими выражениями для функций Ханкеля, Бесселя и Неймана при $k\varrho \rightarrow \infty$, тогда формула (1.58) принимает вид:

$$\tilde{p}^{G,2D}(\varrho, \omega) \simeq \frac{\pi w^2}{4} \frac{\beta c_0}{c_p} Q_0 \left(\frac{2k}{\pi \varrho} \right)^{1/2} \exp \left[-ik\varrho + i\frac{\pi}{4} - \left(\frac{kw}{2} \right)^2 \right]. \quad (1.60)$$

Асимптотическое выражение позволяет вычислить $p(\varrho, t)$:

$$p^{G,2D}(\varrho, t) \simeq \frac{g Q_0}{2} \left(\frac{w}{2\pi \varrho} \right)^{1/2} \mathcal{F} \left(\frac{\varrho - c_0 t}{w} \right) \quad (1.61)$$

Входящая в (1.61) функция

$$\mathcal{F}(v) = \left[\Gamma \left(\frac{3}{4} \right) {}_1F_1 \left(-\frac{1}{4}; \frac{1}{2}; v^2 \right) + 2v \Gamma \left(\frac{5}{4} \right) {}_1F_1 \left(\frac{1}{4}; \frac{3}{2}; v^2 \right) \right] e^{-v^2} \quad (1.62)$$

выражается через гамма-функцию Эйлера $\Gamma(u)$ и вырожденную гипергеометрическую функцию ${}_1F_1(a; b; u)$ (a и b – параметры, u и v – аргументы). При малых ω , когда асимптотические выражения не верны, мал множитель $ke^{-(kw/2)^2}$, поэтому ошибка не превышает 10% при $r = w$ и 4% при $r \geq 3w$ [125].

Используя общую формулу (1.11) и решение (1.58) в среде с затуханием получим:

$$\tilde{p}_{\text{att}}^{G,2D}(\varrho, \omega) = \frac{\pi w^2}{4} \frac{\beta}{c_p} Q_0 \omega H_0^{(2)}(k(\omega)\varrho) \exp \left[- \left(k(\omega) \frac{w}{2} \right)^2 \right]. \quad (1.63)$$

При $k(\omega)\varrho \rightarrow \infty$, используя формулы (1.50) и (1.60), аналогично гауссову сферически-симметричному источнику получим:

$$\begin{aligned}\tilde{p}_{\text{att}}^{G,2D}(\varrho, \omega) &\approx \frac{\pi w^2}{4} \frac{\beta c_0}{c_p} Q_0 \left(\frac{2}{\pi \varrho} \frac{\omega}{c_0} \right)^{1/2} \exp \left[-i \frac{\omega}{c_0} r + i \frac{\pi}{4} - \left(\frac{\omega}{c_0} \frac{\tilde{w}}{2} \right)^2 \right] \\ p_{\text{att}}^{G,2D}(\varrho, t) &\approx \frac{G Q_0}{2} \left(\frac{w}{2\pi \varrho} \right)^{1/2} \frac{w^{3/2}}{\tilde{w}^{3/2}} \mathcal{F} \left(\frac{\varrho - c_0 t}{\tilde{w}} \right)\end{aligned}\quad (1.64)$$

где, как и ранее, $\tilde{w} = \sqrt{w^2 + 4c_0 r / \omega_l}$.

На Рис. 1.1 представлены результаты сравнения сигналов от гауссова источника (1.57) с $w = 100$ мкм, полученных по формуле (1.64), с сигналами, полученными при моделировании задачи с помощью k-Wave – библиотеки функций MATLAB для моделирования акустических волновых полей псевдоспектральным методом в пространстве волновых векторов [107]. k-Wave вычисляет производные по пространству с помощью преобразования Фурье, тогда как для вычисления производных по времени используется модифицированный метод конечных разностей. Задача решалась на 2D сетке размером $\sim 10 \times 10$ мм (1024×1024 точек с шагом 10 мкм) в воде (см. Приложение 2). Ошибка максимума и минимума падает с расстоянием и, начиная с расстояния в 3 мм, не превышает 1%.

Простейшим не бесконечным аксиально-симметричным источником можно считать сумму $(2M + 1)$ гауссовых сферически-симметричных источников, расположенных с шагом h вдоль оси z :

$$Q^{G,M}(\varrho, z) = Q_0 \frac{\sum_{m=-M}^M \exp \left[-\frac{\varrho^2 + (z - mh)^2}{w^2} \right]}{\sum_{m=-M}^M \exp \left[-\left(\frac{mh}{w} \right)^2 \right]}\quad (1.65)$$

В силу линейности уравнения Гельмгольца, учитывающего затухание, решение задачи (1.6) с источником (1.65) будет суммой решений для одиночных гауссовых сферически-симметричных источников, смещенных из начала координат. На Рис. 1.2 представлены ОА сигналы в точке $\varrho = \varrho_S$, $z = 0$ от источника $Q^{G,M}(\varrho, z)$ при различных значениях M и фиксированном шаге h , т.е. от продольного размера такого источника.

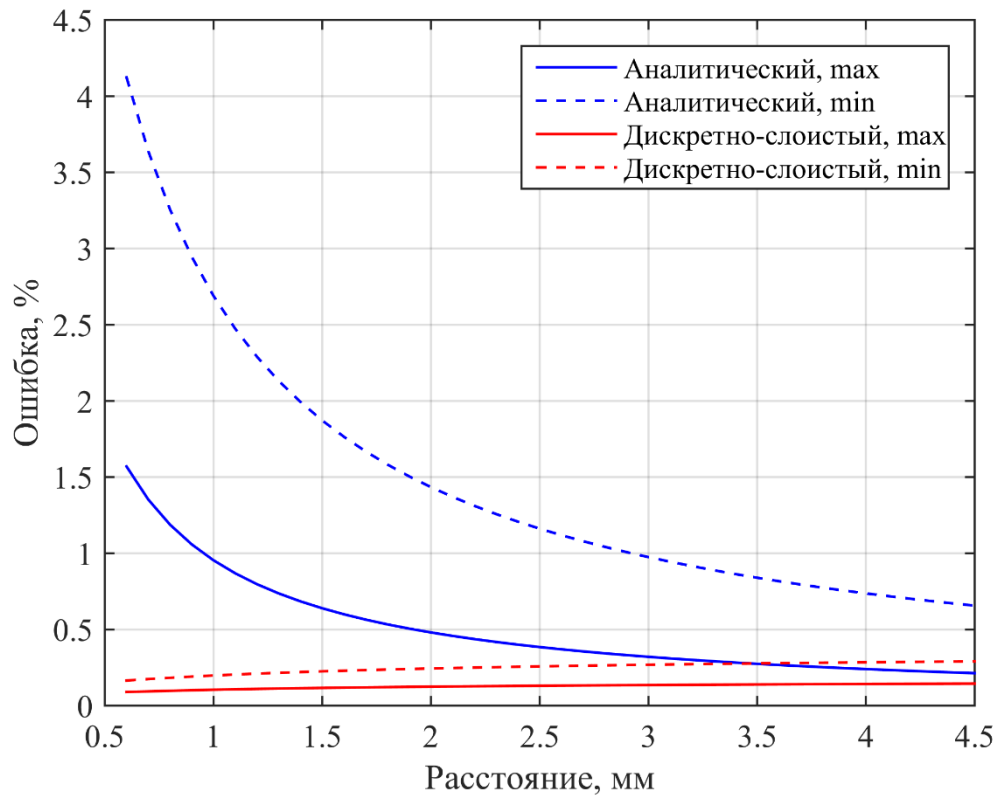


Рис. 1.1. Относительная ошибка максимума (сплошные линии) и минимума (пунктирные линии) ОА сигналов от гауссова источника (1.57) с $w = 0.1$ мм, рассчитанных с помощью формулы (1.64) – синие линии, и с помощью (1.67) – красные линии. Ошибка вычисляется относительно результатов симуляции в k-Wave. Ось абсцисс – расстояние до источника.

Начиная с некоторого M , амплитуда ОА сигнала от конечного источника сравнивается с амплитудой сигнала от бесконечного аксиально-симметричного гауссова источника. Однако в ОА сигнале от конечного источника имеется дополнительный отрицательный пик, положение которого определяется продольным размером источника. ОА сигнал от центрального ($m = 0$) гауссова сферически-симметричного источника долетит до приемника за время $\mathcal{T}_{m=0} = \rho_S / c_0$, тогда как сигнал от крайнего ($m = M$) источника долетит до приемника за время $\mathcal{T}_{m=M} = (\rho_S^2 + M^2 h^2)^{1/2} / c_0$. Приемник не будет «знать», что ОА источник конечный, пока до него не долетит сигнал от края ОА источника. Поэтому в течение промежутка времени от $\mathcal{T}_{m=0}$ до $\mathcal{T}_{m=M}$ ОА сигнал от конечного гауссова источника совпадает с сигналом от бесконечного гауссова источника.

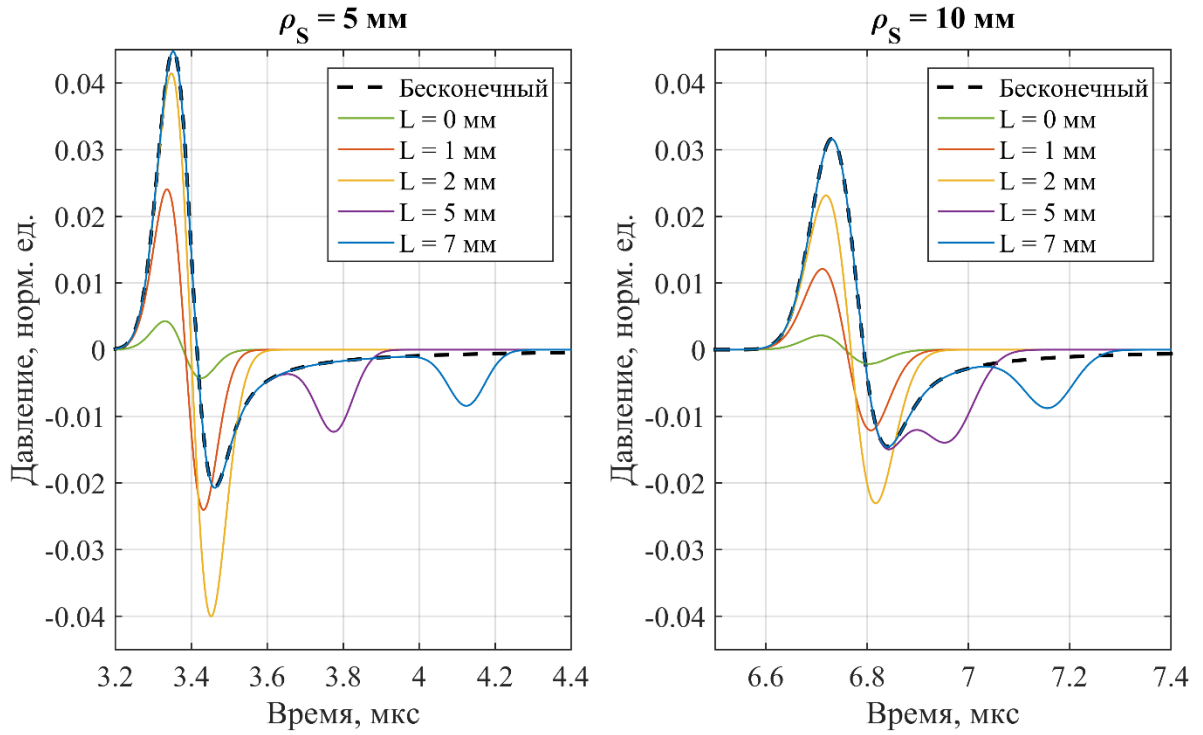


Рис. 1.2. Зависимость ОА сигнала в воде (см. Приложение 2) в точке $\varrho = \varrho_S, z = 0$ от продольного размера $L = (2M + 1)h$ аксиально-симметричного источника $Q^{G,M}(\varrho, z)$ для $w = 0.1$ мм, $GQ_0 = 1$ Па, $h = 10$ мкм. Пунктирная линия – сигнал от бесконечного аксиально-симметричного гауссова источника, вычисленный по формуле (1.64).

Дискретно-слоистый цилиндрический источник

Пусть бесконечный аксиально-симметричный тепловой источник состоит из N радиальных слоев жидкостей с различными, но постоянными внутри слоя распределениями тепловыделения, механических и термодинамических параметров:

$$\begin{aligned} \xi(\varrho) &= \xi_n & \varrho_{n-1} < \varrho \leq \varrho_n \\ \xi(\varrho) &= \xi_0 & \varrho > \varrho_N \end{aligned} \quad (1.66)$$

где $\xi = \{Q, c, \rho, \beta, c_p\}$ – параметр слоя, $\varrho_0 = 0, \varrho_1, \dots, \varrho_n, \dots, \varrho_N$ – радиусы границ, разделяющих слои цилиндрического источника, ϱ_N – радиус границы источника с иммерсионной жидкостью. Будем считать, что в иммерсионной жидкости тепловыделения нет: $Q_0 = 0$. Решая в каждом слое уравнение Гельмгольца (1.6), в общем виде получим:

$$\tilde{p}(\varrho, \omega) = \begin{cases} A_n J_0(k_n \varrho) + B_n N_0(k_n \varrho) - \frac{\beta_n}{c_{p,n}} \frac{i\omega \tilde{I}(\omega)}{k_n^2(\omega)} Q_n & \varrho_{n-1} < \varrho \leq \varrho_n \\ CH_0^{(2)}(k_0 \varrho) & \varrho > \varrho_N \end{cases} \quad (1.67)$$

где $J, N, H^{(2)}$ – функции Бесселя, Неймана и Ханкеля, A_n, B_n, C – неизвестные коэффициенты, которые можно определить из граничных условий (1.3), образующих

систему $2N$ линейных алгебраических уравнений. Чтобы решение было конечным при $q \rightarrow 0$, необходимо потребовать: $B_1 = 0$, поэтому имеем $2N$ неизвестных коэффициентов.

В процессе нахождения сигналов давления (1.67) важно учесть конечность длительности лазерного импульса $I(t)$ и акустическое затухание в волновых числах $k_0, \dots, k_N$. Это позволяет ограничить спектр и сгладить разрывы во временных формах сигналов, возникающие из-за разрывных условий (1.66).

На Рис. 1.1 представлены результаты сравнения сигналов от гауссова источника (1.57) с $w = 100$ мкм, представленного в виде дискретно-слоистого источника (1.66), содержащего $N = 200$ слоев толщиной 2.5 мкм, с сигналами, полученными при моделировании с помощью k-Wave. Ошибка максимума и минимума не превышает 0.5%.

Методика решения прямой задачи ОА томографии с учетом конечных размеров приемников, их частотной характеристики и взаимного расположения

В настоящей работе $p_0(\mathbf{r})$ визуализировалось по сигналам давления, зарегистрированным N одинаковыми приемниками, расположенными на поверхности S_0 в точках задаваемых векторами $\mathbf{r}_S^{(m)}$ ($m = 1, 2, \dots, N$). Для корректного моделирования ОА сигналов, регистрируемых реальными приемниками, необходимо учесть конечность их размеров и их частотную характеристику. Фурье-образ давления $\tilde{p}_d(\mathbf{r}_S^{(m)}, \omega)$, измеряемого m -ым приемником, равен произведению Фурье-образа давления $\tilde{p}(\mathbf{r}, \omega)$ от выбранного источника и частотной характеристики приемника $\tilde{h}(\omega)$, усредненному по его поверхности S_m :

$$\tilde{p}_d(\mathbf{r}_S^{(m)}, \omega) = \frac{1}{\Delta S} \iint_{S_m} \tilde{p}(\mathbf{r}_S^{(m)} + \mathbf{u}, \omega) \tilde{h}(\omega) d\mathbf{u} \quad (1.68)$$

Во временном представлении имеем соответствующую свертку:

$$p_d(\mathbf{r}_S^{(m)}, t) = \int_{-\infty}^{+\infty} h(\tau) \frac{1}{\Delta S} \iint_{S_m} p(\mathbf{r}_S^{(m)} + \mathbf{u}, t - \tau) d\mathbf{u} d\tau \quad (1.69)$$

где $h(t)$ и ΔS – импульсный отклик и площадь приемного элемента. В настоящей работе исследовались случаи $\tilde{h}(\omega) = \exp[-\omega^2/\omega_c^2]$, где частота среза $\omega_c = 2\pi \cdot 7$ МГц, и $\tilde{h}(\omega) = \exp[-\omega^4/\omega_c^4]$, где частота среза $\omega_c = 2\pi \cdot 12$ МГц. В расчетах интеграл в (1.68) заменялся суммой:

$$\tilde{p}_d(\mathbf{r}_s^{(m)}, \omega) \approx \frac{1}{\Delta S} \sum_{i=1}^{N_\varphi} \sum_{j=1}^{N_\theta} \tilde{p}(\mathbf{r}_s^{(m)} + \mathbf{u}_{ij}, \omega) \tilde{h}(\omega) \Delta S_{\varphi\theta} \quad (1.70)$$

где $\mathbf{u}_{ij}$ лежат в узлах прямоугольной по углам φ и θ сетки с шагами $\Delta\varphi$ и $\Delta\theta$ соответственно, N_φ и N_θ – количество точек в сетке по φ и θ , $\Delta S_{\varphi\theta} = R\Delta\varphi \cdot r\Delta\theta$.

Измеряемое m -ым приемником давление находится из (1.70):

$$p_d(\mathbf{r}_s^{(m)}, t) \approx \frac{1}{\Delta S} \int_{-\infty}^{+\infty} e^{i\omega t} \frac{d\omega}{2\pi} \sum_{i=1}^{N_\varphi} \sum_{j=1}^{N_\theta} \tilde{p}(\mathbf{r}_s^{(m)} + \mathbf{u}_{ij}, \omega) \tilde{h}(\omega) \Delta S_{\varphi\theta} \quad (1.71)$$

§1.3 Решение прямой и обратной задач ОА томографии с учетом преломления на плоской поверхности раздела двух акустически различных сред в приближении геометрической акустики

В ряде задач ОА источник и пьезоэлектрический приемник находятся в средах с различными скоростями звука и плотностями. Одной из таких задач является ОА томография филамента в воде с использованием пьезоприемника из ниобата лития с кварцевой призмой, описанная в Главе 2. На границе раздела сред акустические волны преломляются и частично отражаются, и затем распространяются в среде, в которой находится приемник. Это приводит к изменению времени распространения и амплитуды ультразвукового импульса по сравнению со случаем однородной среды, поэтому классические формулы алгоритма обратных проекций становятся неприменимыми.

В данной работе предложена модификация алгоритма обратных проекций, учитывающая преломление на плоской границе двух сред, сильно отличающихся по акустическим свойствам (например, вода и кварц). Апробация данного алгоритма на задаче диагностики структуры и положения фемтосекундного филамента в воде представлена в Главе 2. Особенностью данной задачи является то, что кварцевая призма приведена в акустический контакт с пьезопреобразователем из ниобата лития, который вместе с призмой вращают вокруг филамента для формирования поверхности регистрации. При изменении положения преобразователя преломляющая поверхность также изменяет свое положение, поэтому нельзя считать, что в исследуемой среде есть заданное стационарное распределение акустических параметров. Это препятствует применению алгоритмов обращения времени и Фурье-алгоритмов, тогда как вычислительная сложность оптимизационных алгоритмов значительно выше сложности модифицированных алгоритмов обратных проекций. При этом из-за значительного

различия акустических импедансов важно учесть не только отражение от преломляющей границы, но и изменение расходимости акустической волны при преломлении.

Если расстояние от ОА источника до границы раздела сред и от приемника до этой границы больше, чем характерная длина волны, то применимо приближение геометрической акустики. Для решения задачи ОА томографии филамента актуален частный случай бесконечного аксиально-симметричного источника и плоской поверхности раздела сред, причем среда источника – вода, а среда приемника – плавленый кварц. Заметим, что данный частный случай может быть легко обобщен на другие среды. В [126] рассмотрена задача о вычислении поля преломленных сферических волн, найдено поле преломленных цилиндрических волн в приближении геометрической акустики.

Зафиксируем положение датчика и введем декартову систему координат (см. Рис. 1.3): ось z параллельна оси филамента, ось y перпендикулярна границе «вода-кварц» (плоскость $y = 0$), полупространство $y > 0$ заполнено водой, полупространство $y < 0$ заполнено плавленным кварцем, филамент проходит через точку $F(x = 0, y = a > 0, z = 0)$, регистрация производится в точке $D(x = h > 0, y = -b < 0, z = 0)$.

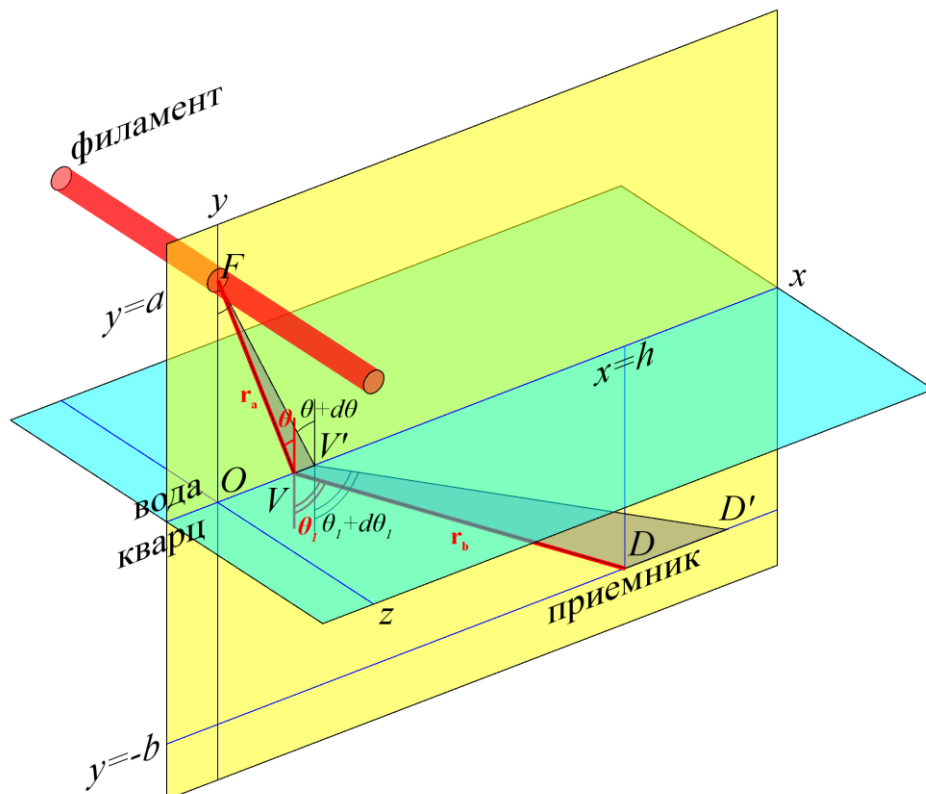


Рис. 1.3. К задаче вычисления поля преломленных цилиндрических волн от аксиально-симметричного источника.

В воде распространяются только продольные акустические волны, которые при преломлении трансформируются в продольные и поперечные (сдвиговые) волны в плавленом кварце. Поскольку задача симметрична относительно параллельного переноса вдоль оси z , сдвиговые волны с поляризацией вдоль z не возникают.

В приближении геометрической акустики регистрируемый ультразвуковой импульс продольных волн от филамента распространяется вдоль луча FVD , где точка $V(x = c, y = 0, z = 0)$ лежит на плоской границе раздела сред. Для угла падения θ и углов преломления θ_1 и γ_1 продольных и поперечных волн справедлива система уравнений:

$$\begin{cases} \sin \theta = n_L \sin \theta_1 \\ \sin \theta = n_T \sin \gamma_1 \\ h = a \tan \theta + b \tan \theta_1 \end{cases} \quad (1.72)$$

где $n_L = c_0/c_{1L}$, $n_T = c_0/c_{1T}$, c_0 – скорость звука в воде, c_{1L} и c_{1T} – скорости продольных и поперечных волн в плавленом кварце. Пусть $\xi = (1/n_L)(\tan \theta / \tan \theta_1) \geq 0$, тогда можно переписать (1.72) в виде:

$$\begin{cases} (an_L\xi + b)^2(\xi^2 - 1) = h^2\xi^2(n_L^2 - 1) \\ h \cot \theta_1 = an_L\xi + b \\ \sin \theta = n_T \sin \gamma_1 \end{cases} \quad (1.73)$$

Заметим, что первое уравнение системы (1.73) – уравнение 4-й степени относительно ξ , – имеет единственное неотрицательное решение при любом значении параметров a , b , h и n_L , которое можно найти методом Феррари, либо с использованием метода Ньютона.

Приемник регистрирует как продольные, так и сдвиговые волны. Скорость продольных волн в плавленом кварце в $c_{1L}/c_{1T} \approx 5.98/3.76 \approx 1.59$ раза выше скорости сдвиговых волн, поэтому импульс продольной волны приходит раньше импульса сдвиговой волны. Алгоритмы обратных проекций не учитывают, что один источник генерирует два импульса. Поскольку в таких алгоритмах суммируются значения ОА сигналов, зарегистрированных в моменты времени, равные времени пролета импульсов продольных волн, то сдвиговые волны практически не влияют на изображения одиночных источников. Однако если имеется два или более ОА источника, то импульс продольных волн от одного источника может прийти в то же время, что и импульс сдвиговых волн от другого источника. Поэтому необходимо ограничить расстояние между источниками, чтобы избежать наложения сигналов.

Рассмотрим случай $h = 0$. Если два филамента расположены на расстоянии a и $a + \Delta y > a$ от границы «вода-кварц», то время прихода сдвиговых волн от более близкого к границе филамента ($TOF_T(a) = a/c_0 + b/c_{1T}$) совпадет со временем прихода продольных волн от более удаленного от границы филамента ($TOF_L(a + \Delta y) = a/c_0 + \Delta y/c_0 + b/c_{1L}$), когда $b/c_{1T} = \Delta y/c_0 + b/c_{1L}$ или

$$\Delta y = b \frac{c_0}{c_{1L}} \left(\frac{c_{1L}}{c_{1T}} - 1 \right) \approx 4.75 \text{ мм} \quad (1.74)$$

Поэтому, если филаменты расположены достаточно близко друг к другу, наложения импульсов продольных и сдвиговых волн не произойдет, и для восстановления начального распределения давления можно рассматривать только продольные волны в плавном кварце. Тогда время распространения ультразвукового импульса по траектории FVD выражается следующей формулой:

$$TOF_{FVD} = t_a + t_b = \frac{r_a}{c_0} + \frac{r_b}{c_{1L}} = \frac{a}{c_0 \cos \theta} + \frac{b}{c_{1L} \cos \theta_1} \quad (1.75)$$

Колебательная скорость может быть представлена в виде суммы потенциальной и вихревой составляющих: $\mathbf{u} = \nabla \varphi + \nabla \times \boldsymbol{\psi}$, где φ и $\boldsymbol{\psi}$ – скалярный и векторный потенциалы скорости. В воде $\boldsymbol{\psi} = 0$ и $p = -\rho \partial \varphi / \partial t$. В точке V ультразвуковой импульс частично отражается, для коэффициента прохождения скалярного потенциала скорости справедливо выражение [126]:

$$W_\varphi = \frac{\varphi_1(V, t)}{\varphi(V, t)} = \frac{\rho}{\rho_1} \frac{2Z_{1L} \cos 2\gamma_1}{Z_{1L} \cos^2 2\gamma_1 + Z_{1T} \sin^2 2\gamma_1 + Z} \quad (1.76)$$

где $Z = \rho c_0 / \cos \theta$, $Z_{1L} = \rho_1 c_{1L} / \cos \theta_1$, $Z_{1T} = \rho_1 c_{1T} / \cos \gamma_1$. Считая, что пьезоэлектрический приемник откалиброван так, что его электрический отклик пропорционален механическому напряжению в среде, в качестве коэффициента прохождения возьмем коэффициент прохождения по давлению:

$$W = \frac{p_1(V, t)}{p(V, t)} = \frac{2Z_{1L} \cos 2\gamma_1}{Z_{1L} \cos^2 2\gamma_1 + Z_{1T} \sin^2 2\gamma_1 + Z} \quad (1.77)$$

В приближении геометрической акустики амплитуда импульса продольных волн в точке D вычисляется из условия сохранения потока энергии внутри лучевой трубки. Чтобы найти амплитуду в точке D , построим в плоскости падения FVD луч $FV'D'$, падающий на границу под углом $\theta + d\theta$, где $d\theta$ мало. Рассмотрим все лучи между поверхностями, образованными параллельным переносом лучей FVD и $FV'D'$ вдоль оси z . Лучевая трубка проходит через прямоугольник со сторонами $VV' = d(a \tan \theta) =$

акустические сигналы регистрируются не «реальными» приемниками в точках $C_0 = \{\mathbf{r}_S\}$, а «виртуальными» приемниками в точках преломления $\{\mathbf{r}_V\}$. Т.е. для данной точки можно ввести «виртуальную» кривую регистрации $C_V = \{\mathbf{r}_V\}$, проходящую через «виртуальные» приемники $\{\mathbf{r}_V\}$, и применить формулу (1.33) для однородной среды, поскольку «виртуальные» приемники находятся в среде источника. В отличие от «реальной» кривой регистрации C_0 , «виртуальная» кривая регистрации C_V зависит от положения точки изображения $\mathbf{r}$ и не всегда является окружностью или прямой линией. Это обуславливает применение формулы (1.33) для произвольной кривой регистрации в приближении дальнего поля. Сигналы давления на кривой C_V можно получить из сигналов, записанных на «реальной» кривой регистрации, путем сдвига во времени и умножения на компенсирующий амплитудный коэффициент. Таким образом, модифицированную формулу алгоритма обратных проекций можно записать в виде:

$$p_0^{(b)}(x, y) \simeq -\frac{2}{\Omega_V} \int_{C_V} \left[\int_{d_V/c_0}^{+\infty} \frac{1}{c_0 t_a} \frac{\partial p(\mathbf{r}_S, t)}{\partial t} \Big|_{t=t_a+t_b} \frac{dt_a}{\sqrt{c_0^2 t_a^2 - d_V^2}} \right] \frac{(\mathbf{n}_V \cdot \mathbf{d}_V)}{\varepsilon W} dC_V. \quad (1.79)$$

Здесь акустический луч, испускаемый из точки изображения, задаваемой вектором $\mathbf{r} = (x, y)$, и зарегистрированный приемником в точке $\mathbf{r}_S$, преломляется в точке $\mathbf{r}_V$; t_a и t_b – времена распространения акустического импульса вдоль луча в среде источника и в среде приемника соответственно; W – коэффициент прохождения по давлению через границу раздела сред в точке $\mathbf{r}_V$; ε – отношение амплитуд давления в среде приемника в точке $\mathbf{r}_V$ и в точке $\mathbf{r}_0$; $\mathbf{d}_V = \mathbf{r} - \mathbf{r}_V$, $\mathbf{n}_V$ – единичный вектор внутренней нормали к «виртуальной» поверхности регистрации C_V в точке $\mathbf{r}_V$ (Рис. 1.4), Ω_V – полная угловая апертура кривой C_V (центральный угол с вершиной в начале координат).

Таким образом, алгоритм построения изображения, учитывающий преломление на плоской границе раздела двух акустически различных сред, состоит из трех шагов для каждого пикселя изображения в точке $\mathbf{r}$.

1. Построить «виртуальную» кривую регистрации C_V : вычислить точки преломления $\{\mathbf{r}_V\}$ (положения «виртуальных» приемников), соответствующие векторы нормали $\{\mathbf{n}_V\}$, дифференциалы кривой $dC_V = d_V \cdot d\varphi$ для всех приемников и полную апертуру кривой C_V из точки $\mathbf{r}$.
2. Найти сигналы давления в точках $\{\mathbf{r}_V\}$ с помощью сигналов в точках $\{\mathbf{r}_S\}$: $p(\mathbf{r}_V, t_a) = p(\mathbf{r}_S, t_a + t_b)/(\varepsilon W)$, где W вычисляется по формуле (1.77), а ε – по формуле (1.78).

3. Вычислить интегралы в (1.79) по времени и по «виртуальной» кривой регистрации C_V .

Вычисление ОА изображения с учетом дискретности регистрации ОА сигналов

В практических задачах ОА сигналы регистрируются конечным числом приемников, с конечной частотой дискретизации. Из-за дискретности регистрации ОА сигналов в пространстве и времени интегралы в (1.79) должны быть заменены на суммы. В данном разделе описана методика вычисления ОА изображения с учетом конечности количества приемников и конечности временных отсчетов ОА сигналов.

Пусть имеется конечное число приемников N_d , расположенных в точках D_m , $m = 1 \dots N_d$, и изображение содержит конечное число пикселей $N_x \times N_y$, расположенных в точках F_{ij} , $i = 1 \dots N_x$, $j = 1 \dots N_y$. Пусть «виртуальные» приемники расположены в точках $V^{(ij,m)}$ на соответствующих границах «вода-кварц». Таким образом, если бы филамент находился в точке F_{ij} , то ультразвуковой импульс от него попал бы на приемник в точке D_m по пути $F_{ij}V^{(ij,m)}D_m$. Тогда можно записать дискретизованную формулу:

$$\begin{aligned} p_{0,ij}^{(b)} &\simeq -\frac{2}{\Omega_V^{(ij)}} \sum_{m=1}^{N_d} I^{(ij,m)} \frac{(\mathbf{n}_V^{(ij,m)} \cdot \mathbf{d}_V^{(ij,m)})}{\varepsilon^{(ij,m)} W^{(ij,m)}} d_V^{(ij,m)} d\varphi^{(ij,m)} \\ j^{(ij,m)} &\simeq \int_{d_V/v_s}^{+\infty} \frac{1}{c_0 t_a} \left. \frac{\partial p(\mathbf{r}_s^{(m)}, t)}{\partial t} \right|_{t=t_a+t_b^{(ij,m)}} \frac{dt_a}{\sqrt{c_0^2 t_a^2 - (d_V^{(ij,m)})^2}} \end{aligned} \quad (1.80)$$

где i, j – индексы пикселя изображения, m – индекс приемника. Нормали $\mathbf{n}_V^{(ij,m)}$ при $2 \leq m \leq (N_d - 1)$ направлены вдоль прямых, проведенных через точки $V^{(ij,m)}$ и центры «окружностей кривизны», вовнутрь поверхности $C_V^{(ij)}$. «Окружности кривизны» – окружности, проведенные через точки $V^{(ij,m-1)}$, $V^{(ij,m)}$ и $V^{(ij,m+1)}$. Если точки $V^{(ij,m-1)}$, $V^{(ij,m)}$ и $V^{(ij,m+1)}$ лежат на одной прямой, то $\mathbf{n}_V^{(ij,m)}$ перпендикулярна этой прямой. Нормали $\mathbf{n}_V^{(ij,1)}$ и $\mathbf{n}_V^{(ij,N_d)}$ перпендикулярны отрезкам $V^{(ij,1)}V^{(ij,2)}$ и $V^{(ij,N_d-1)}V^{(ij,N_d)}$ соответственно, что необходимо для расчета незамкнутых «виртуальных» кривых регистрации. Дифференциалы полярного угла $d\varphi^{(ij,m)}$ вычисляются таким образом, чтобы биссектриса угла $d\varphi^{(ij,m)}$ совпадала с вектором $\mathbf{d}_V^{(ij,m)}$. Полная апертура антенны $\Omega_V^{(ij)} = \sum_{m=1}^{N_d} d\varphi^{(ij,m)}$.

Как отмечается в [39], для вычисления несобственного интеграла по времени в (1.80) необходимо применить полуаналитический подход. Рассмотрим интеграл:

$$J = \int_{d/c}^{+\infty} \frac{f(t)dt}{\sqrt{c^2t^2 - d^2}} \quad (1.81)$$

где $f(t_a) = (\partial p(\mathbf{r}_S, t)/\partial t)_{t=t_a+t_b}/(c_0 t_a)$. Сигнал давления $p(\mathbf{r}_S, t)$ считается в дискретные моменты времени t_i ($i = 1, 2, \dots, N_t$), $t_{i+1} - t_i = \Delta t$. Производная от $p(\mathbf{r}_S, t)$ может быть вычислена с помощью алгоритма быстрого преобразования Фурье:

$$f(t_a) = \left. \frac{\partial p(\mathbf{r}_S, t)}{\partial t} \right|_{t=t_a+t_b} = \int_{-\infty}^{+\infty} i\omega e^{i\omega t_b} K(\omega) \left[\int_{-\infty}^{+\infty} p(\mathbf{r}_S, t) e^{-i\omega t} dt \right] e^{i\omega t_a} \frac{d\omega}{2\pi} \quad (1.82)$$

где $K(\omega)$ – регуляризирующий фильтр, который предотвращает рост шумовых высокочастотных компонент сигнала. Для ускорения вычисления интеграла представим $f(t)$ в виде кусочно-линейной функции:

$$f(t) = f_i + \partial f_i(t - t_i) \quad (1.83)$$

где $f_i = f(t_i)$, $\partial f_i = (f_{i+1} - f_i)/\Delta t$. Пусть $t_m \geq d/c$, тогда как $t_i < d/c$ для всех $i < m$, тогда:

$$J \simeq \int_{d/c}^{t_m} \frac{(f_{m-1} + \partial f_{m-1}(t - t_{m-1}))dt}{\sqrt{c^2t^2 - d^2}} + \sum_{i=m}^{N_t-1} \int_{t_i}^{t_{i+1}} \frac{(f_i + \partial f_i(t - t_i))dt}{\sqrt{c^2t^2 - d^2}} \quad (1.84)$$

Данные интегралы можно вычислить аналитически, и после перегруппировки слагаемых имеем:

$$J \simeq \sum_{i=m}^{N_t-1} \frac{f_{i+1} - 2f_i + f_{i-1}}{c^2 \Delta t} \left(ct_i \operatorname{acosh} \left(\frac{ct_i}{d} \right) - \sqrt{c^2 t_i^2 - d^2} \right) + \frac{f_{N_t-1} - \partial f_{N_t-1} t_{N_t-1}}{c} \operatorname{acosh} \left(\frac{ct_{N_t}}{d} \right) + \frac{\partial f_{N_t-1}}{c^2} \sqrt{c^2 t_{N_t}^2 - d^2} \quad (1.85)$$

§1.4 Исследование тороидальных антенных решеток для комбинированной ОА и ЛУ томографии методом анализа карт чувствительности и пространственного разрешения, построенных с учетом алгоритма обратных проекций

В настоящей работе для оценки размеров области чувствительности, глубины резкости и пространственного разрешения конфокальных антенн предлагается строить карты чувствительности и пространственного разрешения в плоскости изображения, опираясь на алгоритм обратных проекций. Подробно описана методика построения таких карт. Исследуется связь размеров областей чувствительности и пространственного

разрешения для систем с конфокальными антеннами, ориентированных на визуализацию изображения в режиме реального времени. Обсуждаются результаты расчетных исследований и приводятся численные оценки размеров области чувствительности и величины пространственного разрешения для антенн тороидальной геометрии с различными размерами приемников и апертурами. Расчет карт чувствительности и пространственного разрешения позволит оптимизировать геометрию антенны, размер и количество приемных элементов в ней.

Можно провести следующую аналогию. Пусть требуется оценить качество фотоаппарата или сравнить фотоаппараты различных конструкций. Предлагается оценивать фотоаппарат на основе качества получаемых с его помощью фотографий точечного источника света (лампочки на штативе), расположенного в различных точках перед объективом – функции передачи точки. В фокусе изображение источника будет наиболее четким и ярким – достигается наилучшее пространственное разрешение и чувствительность, но при удалении источника от фокуса изображение источника будет размываться и тускнеть. Карты чувствительности и пространственных разрешений фотоаппарата показывают, как зависят яркость и размер (степень размытия) точечного источника света от его положения в пространстве, и позволяют выбрать нужный фотоаппарат. Из аналогии ясно, что предлагаемая методика оценки качества фотоаппарата (антенны) учитывает не только конструкцию объектива (геометрию антенны), но и разрешение матрицы или зернистость фотопленки (алгоритмом построения изображения).

Методика построения карт чувствительности и пространственного разрешения

На Рис. 1.5 показано относительное расположение тороидальной антенны с радиусом кривизны R и апертурой $\varphi = \angle Q'CQ''$, а также карты чувствительности в плоскости возникающего изображения xz (или $Q'OQ''$). Одинаковые приемные элементы антенны имеют угловой размер θ и радиус кривизны r_f в плоскостях, перпендикулярных плоскости изображения (центры кривизны лежат на фокальной линии). Центр карты чувствительности находится в точке $(r_f - R, 0, 0)$ (точка C на Рис. 1.5). При $r_f \neq R$ антенна является частью тороидальной поверхности, при $r_f = R$ – сферической поверхности, а при $R = \infty$ – цилиндрической поверхности.

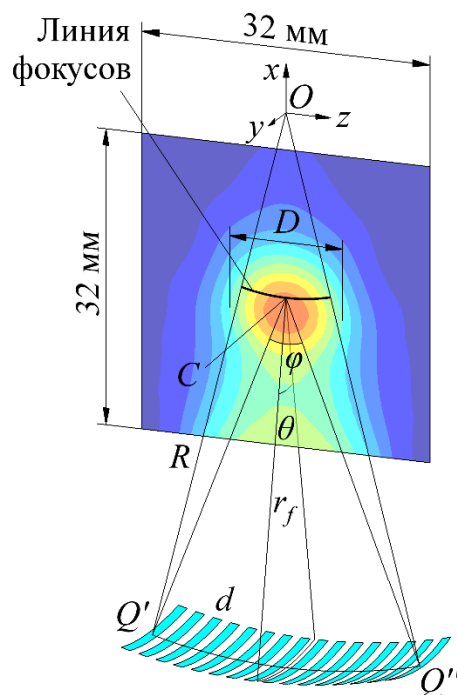


Рис. 1.5. Относительное расположение карты чувствительности и конфокальной антенны.
 D – ширина области чувствительности на полувывоте.

Построение карт чувствительности и пространственных разрешений антенны базируется на анализе функции передачи точки (point spread function) $PSF(\mathbf{r}|\mathbf{r}_0)$ – изображения точечного ОА источника, сформированного системой визуализации. $PSF(\mathbf{r}|\mathbf{r}_0)$ функционально зависит от пространственных координат пикселя изображения $\mathbf{r}$ и параметрически зависит от координат точечного источника $\mathbf{r}_0$.

На $PSF(\mathbf{r}|\mathbf{r}_0)$ также влияет ряд других факторов. Потеря высокочастотных компонент сигнала давления, вызванная затуханием, и ограниченность полосы пропускания приемных элементов ведут к размыванию изображения [108, 127]. На изображение точечного источника сильно влияют размеры отдельного приемника из-за усреднения сигнала по его поверхности [108, 127]. Недостаточное количество приемников приводит к появлению интенсивных артефактов на изображении, которые могут быть интерпретированы как отсутствующие в реальности источники [108]. В ряде случаев исследуемый объект не удастся полностью окружить замкнутой поверхностью с необходимым количеством расположенных на ней приемников, что приводит к ограниченному углу обзора исследуемого объекта [113]. $PSF(\mathbf{r}|\mathbf{r}_0)$ также зависит от алгоритма построения изображения.

При построении функций передачи точки сначала решалась прямая задачи ОА томографии для точечного источника с учетом конечных размеров приемников и их

частотной характеристики в соответствии с формулами (1.45) и (1.70). Затем решалась обратная задача ОА томографии с помощью алгоритма обратных проекций (1.30).

Функциональная зависимость PSF от координат пикселя изображения $\mathbf{r}$ при фиксированном положении точечного источника $\mathbf{r}_0$ позволяет найти максимальную амплитуду (яркость) $I(\mathbf{r}_0) = \max_{\mathbf{r}}\{PSF(\mathbf{r}|\mathbf{r}_0)\}$, продольное $A(\mathbf{r}_0)$ и поперечное $L(\mathbf{r}_0)$ пространственные разрешения, определяемые как полная ширина на полувысоте функции $I(\mathbf{r}_0)$ (см. Рис. 1.6). Функция $I(\mathbf{r}_0)$ позволяет определить область пространства, в которой достигается высокая чувствительность исследуемой конфигурации антенны. Функции $A(\mathbf{r}_0)$ и $L(\mathbf{r}_0)$ позволяют найти пространственное разрешение и глубину резкости.

Трехмерные карты дают наиболее полную информацию для оценки и сравнения различных конфигураций приемных антенн, однако вычисление таких карт является вычислительно сложной задачей. В данной работе исследуются двумерные сечения трехмерных карт чувствительности и пространственных разрешений плоскостью изображения ($y_0 = 0$): $I(x_0, z_0)$, $A(x_0, z_0)$ и $L(x_0, z_0)$ – для тороидальных антенн, а также зависимости карт от параметров таких антенн. Все вычисления были проделаны с помощью программного пакета MATLAB на процессоре AMD FX-9590 CPU @ 4.7 GHz и ускорены с помощью графического процессора NVIDIA GeForce GTX 780.

На Рис. 1.6 приведены типичный вид $PSF(x, z|x_0, z_0)$ с соответствующими максимальной яркостью $I(x_0, z_0)$, продольным $A(x_0, z_0)$ и поперечным $L(x_0, z_0)$ пространственными разрешениями, а также трехмерная карта чувствительности $I(\mathbf{r}_0)$ для тороидальной антенны, для которой $R = 60$ мм, $r_f = 40$ мм, $N = 16$, $d = 1$ мм, $\varphi = 45^\circ$, $\theta = 23^\circ$ (см. Рис. 1.5).

Двумерные карты чувствительности и пространственных разрешений строились на плоскости изображения xz в квадратной области размером 32×32 мм², задаваемой точками с координатами $(x_0, y_0, z_0) \in (r_f - R \pm 16$ мм, $0, 0 \pm 16$ мм). Поочередно в каждую точку (x_0^i, z_0^j) равномерной прямоугольной сетки из 129×129 точек помещался точечный ОА источник, и рассчитывались сигналы давления (1.70) на приемных элементах антенны. На поверхности каждого из них давление регистрировалось в 20×200 точках. Затем с помощью формулы (1.30) строилось изображение $PSF(x, z|x_0^i, z_0^j)$ точечного источника с разрешением 300×300 пикселей в квадратной области размером 3×3 мм², задаваемой точками с координатами $(x, z) \in (x_0^i \pm 1.5$ мм, $z_0^j \pm 1.5$ мм). Для построения карты

чувствительности находилось $I(x_0^i, z_0^j) = \max_{(x,z)} PSF(x, z | x_0^i, z_0^j)$. Далее значения $PSF(x, z | x_0^i, z_0^j)$ меньшие $0.5 \cdot I(x_0^i, z_0^j)$ заменялись во всех точках изображения на ноль, а большие $0.5 \cdot I(x_0^i, z_0^j)$ – на единицу. Полученное бинарное изображение аппроксимировалось эллипсом с теми же вторыми моментами, что и рассчитанное изображение с помощью функции *regionprops* пакета MATLAB. Малая и большая оси построенного эллипса соответственно полагались равными продольному $A(x_0^i, z_0^j)$ и поперечному $L(x_0^i, z_0^j)$ разрешениям.

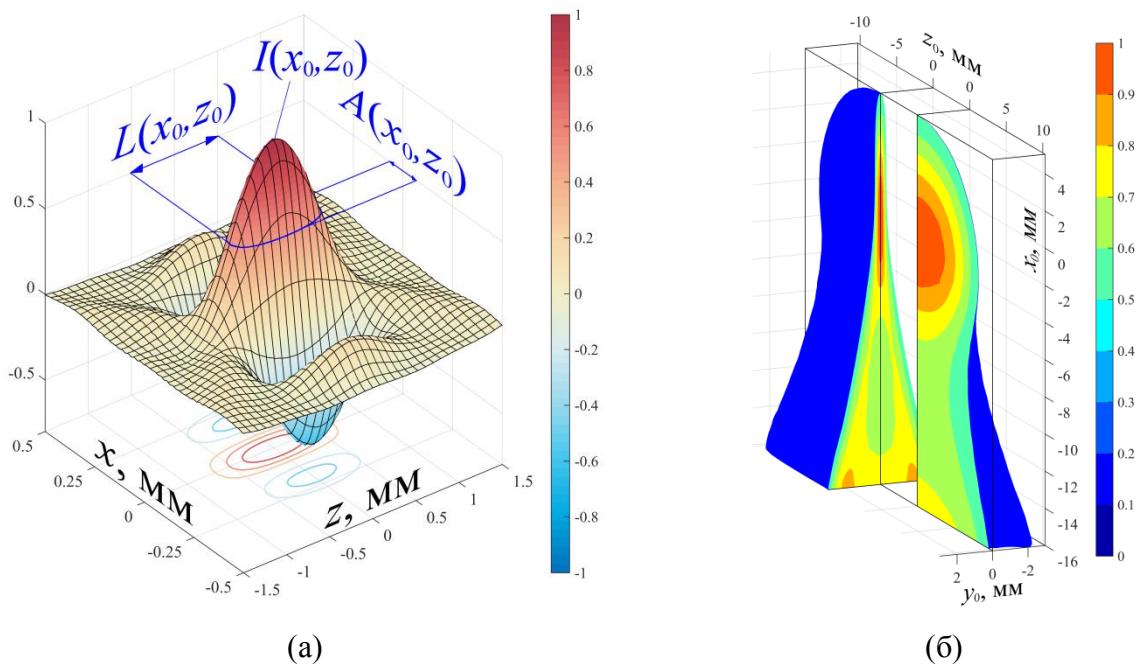


Рис. 1.6. (а) – типичный вид функции передачи точки $PSF(x, z | x_0, z_0)$ для фиксированной точки (x_0, z_0) плоскости изображения ($y_0 = 0$), продольное $A(x_0, z_0)$ и поперечное $L(x_0, z_0)$ пространственные разрешения. (б) – типичный вид трехмерной карты чувствительности $I(r_0)$ для тороидальной антенны, показанной на Рис. 1.5, для которой $R = 60$ мм, $r_f = 40$ мм, $N = 16$, $d = 1$ мм, $\varphi = 45^\circ$, $\theta = 23^\circ$.

Результаты расчетно-теоретических исследований

На Рис. 1.7 представлены типичные карты чувствительности $I(x_0, z_0)$ (левый столбец), продольного разрешения $A(x_0, z_0)$ (средний столбец) и поперечного разрешения $L(x_0, z_0)$ (правый столбец) для цилиндрической (верхний ряд, $r_f = 40$ мм, $R = \infty$) и конфокальной (нижний ряд, $r_f = R = 40$ мм) антенн в области 32×32 мм². Антенны содержали $N = 64$ одинаковых приемных элемента шириной $d = 0.5$ мм, расположенных с периодом $p = 0.5$ мм. Угловые апертуры составляли $\theta = 23^\circ$,

$\varphi = 2 \arctan[(N - 1)p/2r_f] \approx 41.1^\circ$ – для цилиндрической антенны, $\varphi = (N - 1)p/R \approx 45.1^\circ$ – для конфокальной антенны. Частота среза для антенн на Рис. 1.7 $f_c = 7$ МГц. При построении карты чувствительности проводилась нормировка на максимальное значение. На картах продольного и поперечного разрешений белым цветом показаны области с высоким разрешением (60 – 70 мкм для продольного, 200 – 300 мкм – для поперечного). Продольное разрешение хуже 140 мкм и поперечное разрешение хуже 1 мм показаны черным цветом. В каждом столбце принята единая шкала яркости.

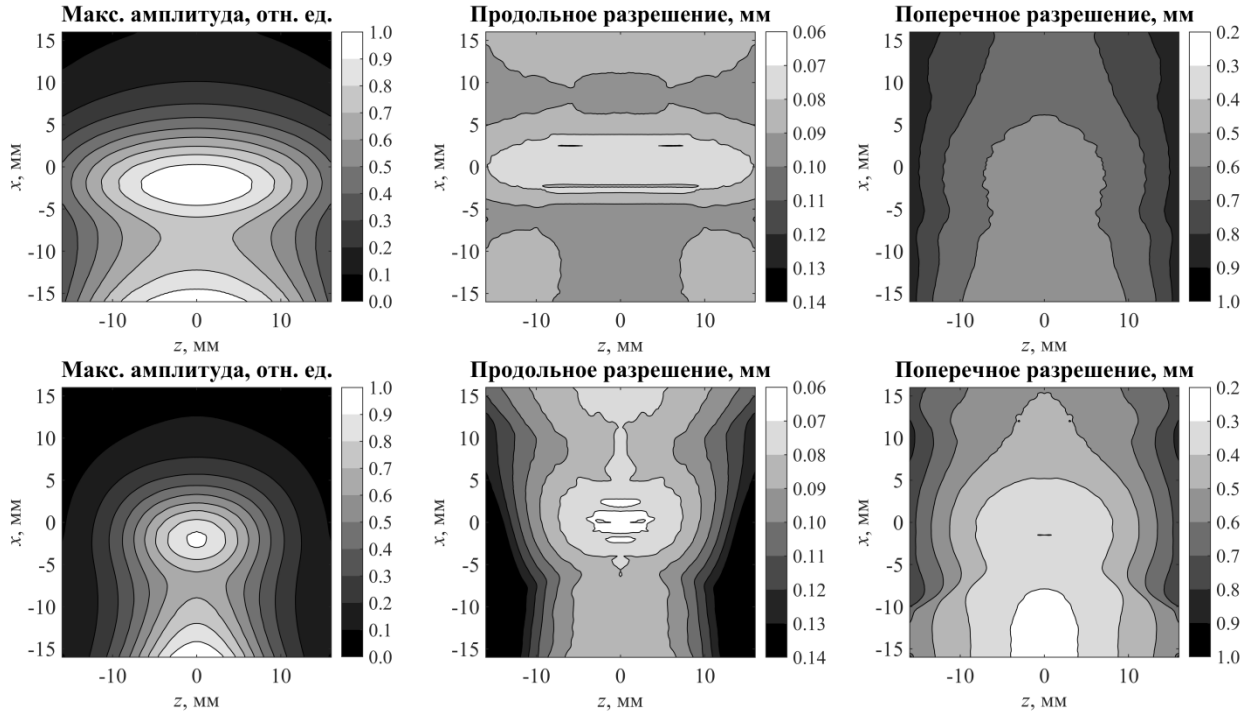


Рис. 1.7. Карты максимальной амплитуды (левый столбец), продольного (средний столбец) и поперечного (правый столбец) пространственных разрешений для цилиндрической (верхний ряд) и сферической (нижний ряд) антенн в области $32 \times 32 \text{ мм}^2$.

На Рис. 1.8 показаны карты чувствительности и пространственного разрешения для сферических антенн, содержащих $N = 32$ приемника, для которых $R = r_f = 40 \text{ мм}$, $\theta = 23^\circ$, $d \in \{0.5 \text{ мм}, 1.0 \text{ мм}\}$, $\varphi \in \{45^\circ, 90^\circ\}$. На картах продольного и поперечного разрешений красным цветом показаны области с высоким разрешением (60 – 80 мкм для продольного, 200 – 400 мкм – для поперечного). Продольное разрешение хуже 150 мкм и поперечное разрешение хуже 1.6 мм показаны синим цветом. В каждой строке принята единая цветовая шкала.

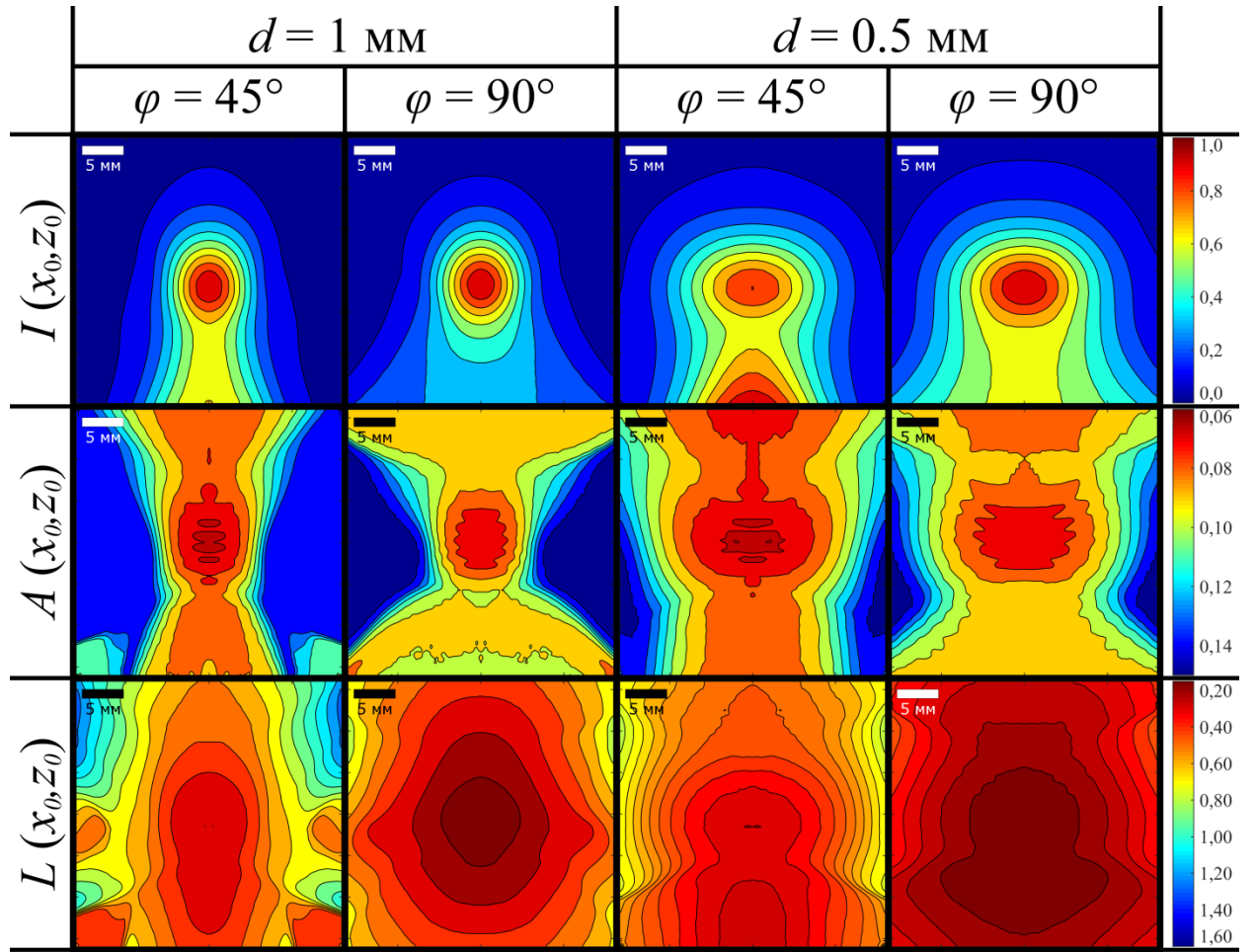


Рис. 1.8. Двумерные нормированные карты чувствительности $I(x_0, z_0)$, продольного $A(x_0, z_0)$ и поперечного $L(x_0, z_0)$ пространственных разрешений для сферических антенн с $R = r_f = 40 \text{ мм}$, $N = 32$, $\theta = 23^\circ$ и различными d и φ .

Исследование карт для антенн с различным числом приемников N (см. Рис. 1.9) показало, что вид карт слабо зависит от N при $N \geq 16$. Результаты расчетных исследований, представленные в работе [109], показывают, что пространственное разрешение в фокусе не зависит от N при $N > 8$. Время построения карт чувствительности и пространственного разрешения примерно пропорционально N . Отметим, что в реальном эксперименте восстановленные значения начального давления, меньшие некоторого порога, из-за шумов недостоверны, и их следует отсечь. С ростом числа приемников N амплитуда артефактов на изображении уменьшается как $1/N$ [111], а отношение сигнал/шум растет как $\sqrt{N}$. Следовательно, пороговое значение может быть уменьшено при увеличении N , и область чувствительности расширяется без изменения вида карты чувствительности.

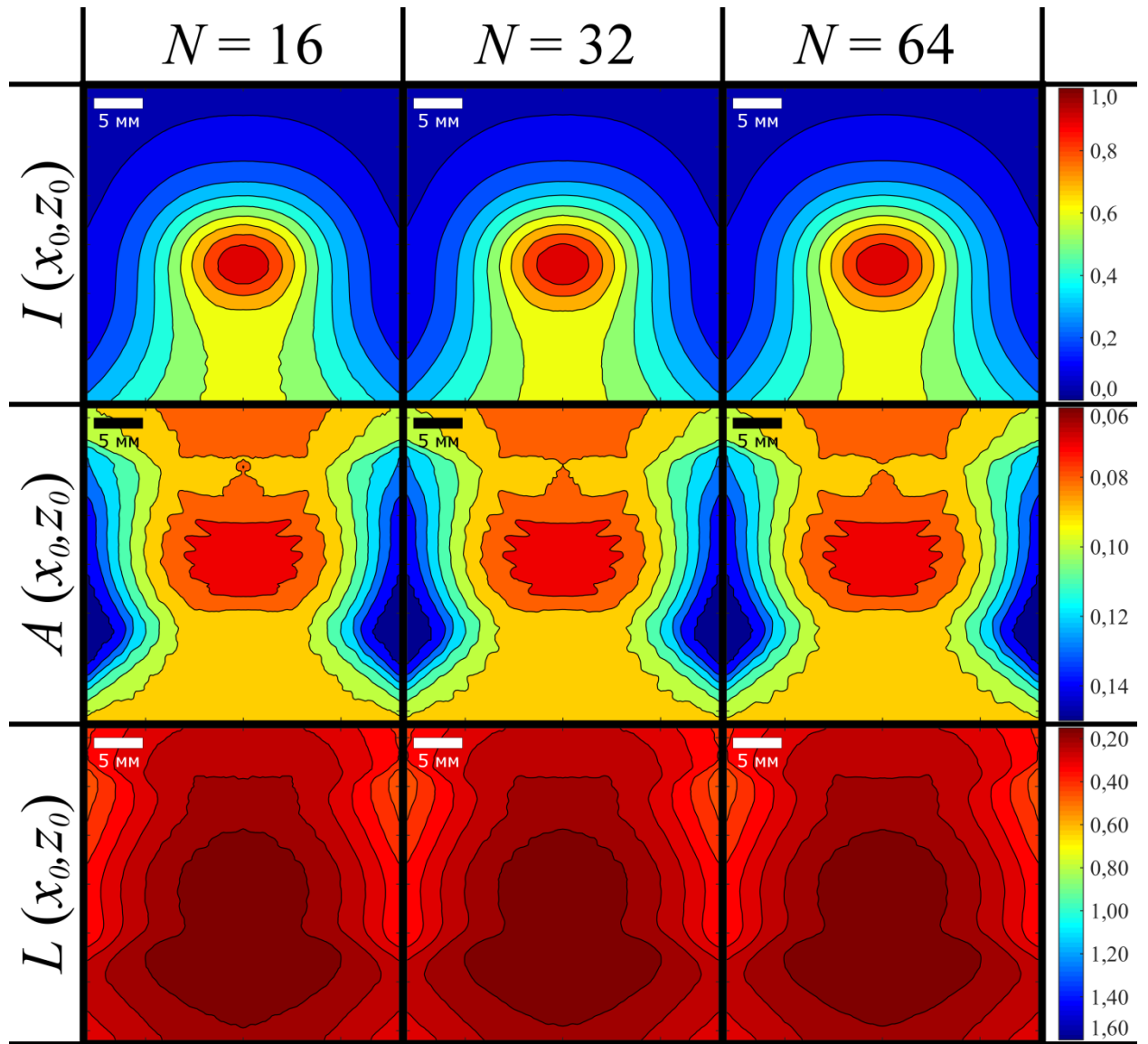


Рис. 1.9. Двумерные карты чувствительности $I(x_0, z_0)$, продольного $A(x_0, z_0)$ и поперечного $L(x_0, z_0)$ пространственных разрешений для сферических антенн с $R = r_f = 40$ мм, $\theta = 23^\circ$, $\varphi = 90^\circ$, $d = 0.5$ мм и различным числом приемников N .

Результаты расчетов, представленные на Рис. 1.10, позволяют сделать вывод о существенной зависимости границ и размеров областей высокой чувствительности, величины пространственного разрешения и глубины резкости от типа антенны. Антенны с цилиндрической геометрией обеспечивают наибольшую область чувствительности, хорошее продольное, но сравнительно низкое поперечное разрешение. Конфокальные антенны имеют меньшую область чувствительности, но существенно лучшее поперечное разрешение.

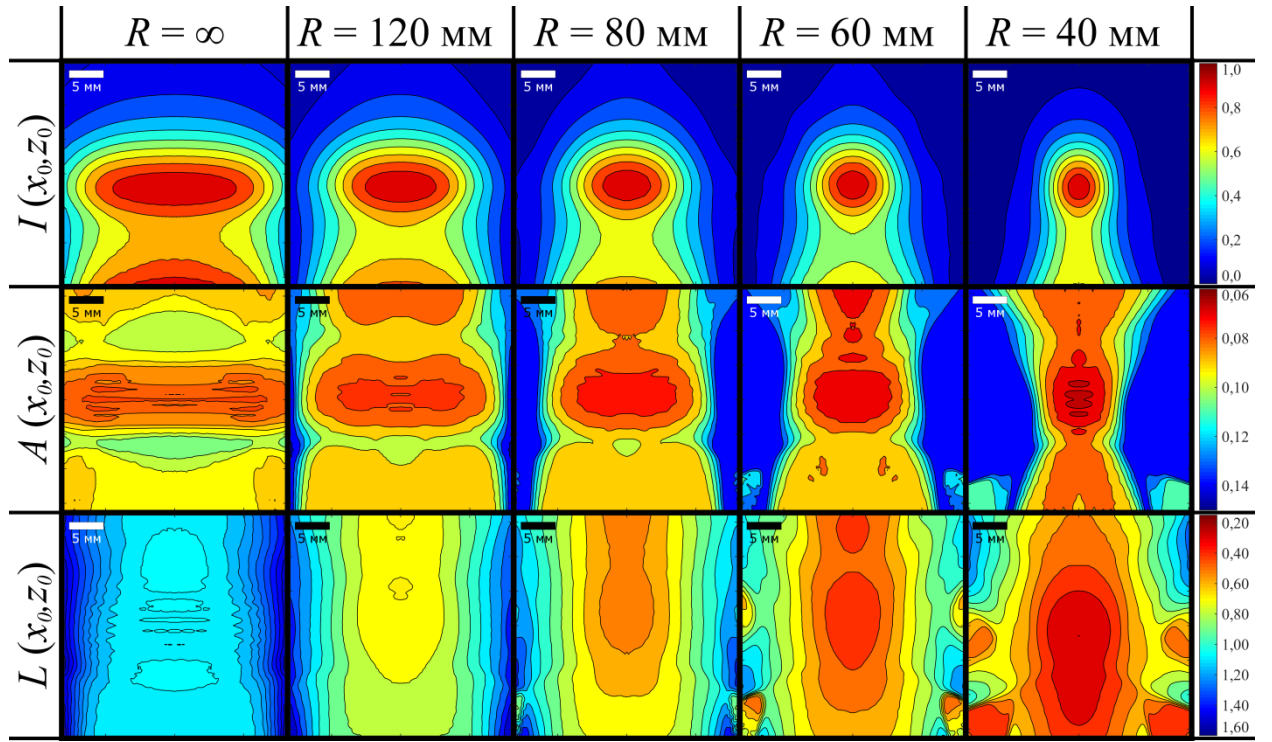


Рис. 1.10. Двумерные карты чувствительности $I(x_0, z_0)$, продольного $A(x_0, z_0)$ и поперечного $L(x_0, z_0)$ пространственных разрешений для тороидальных антенн с $r_f = 40$ мм, $N = 16$, $\theta = 23^\circ$, $\varphi = 45^\circ$, $d = 1$ мм и различными радиусами кривизны в плоскости изображения R .

Для сравнения антенн с различной геометрией обозначим через D ширину области чувствительности на полувысоте (см. Рис. 1.5), и через $\tilde{L}$ – поперечного пространственного разрешения в точке максимальной чувствительности $I(x_0, z_0)$. На Рис. 1.12 изображены зависимости D и $\tilde{L}$ от радиуса кривизны R антенны в плоскости изображения при $N = 16$, $r_f = 40$ мм, $\theta = 23^\circ$, $\varphi = 43.2^\circ - 41.1^\circ$ и ширине приемника $d = 0.5$ мм. Угловая апертура конфокальной антенны в плоскости изображения может быть найдена из следующей формулы:

$$\varphi = 2 \arcsin \left\{ \frac{R \sin[(N-1)p/2R]}{\sqrt{R^2 + (R-r_f)^2 - 2R(R-r_f) \cos[(N-1)p/2R]}} \right\} \quad (1.86)$$

Видно, что наилучшее поперечное разрешение достигается при $R = r_f$, т.е. когда антенна является частью сферы. При этом ширина области чувствительности наименьшая, а длина фокальной линии равна нулю. Для тороидальных антенн с $R \neq r_f$ ширина области чувствительности растет с увеличением длины проекции фокальной линии на ось z , но при этом ухудшается поперечное разрешение.

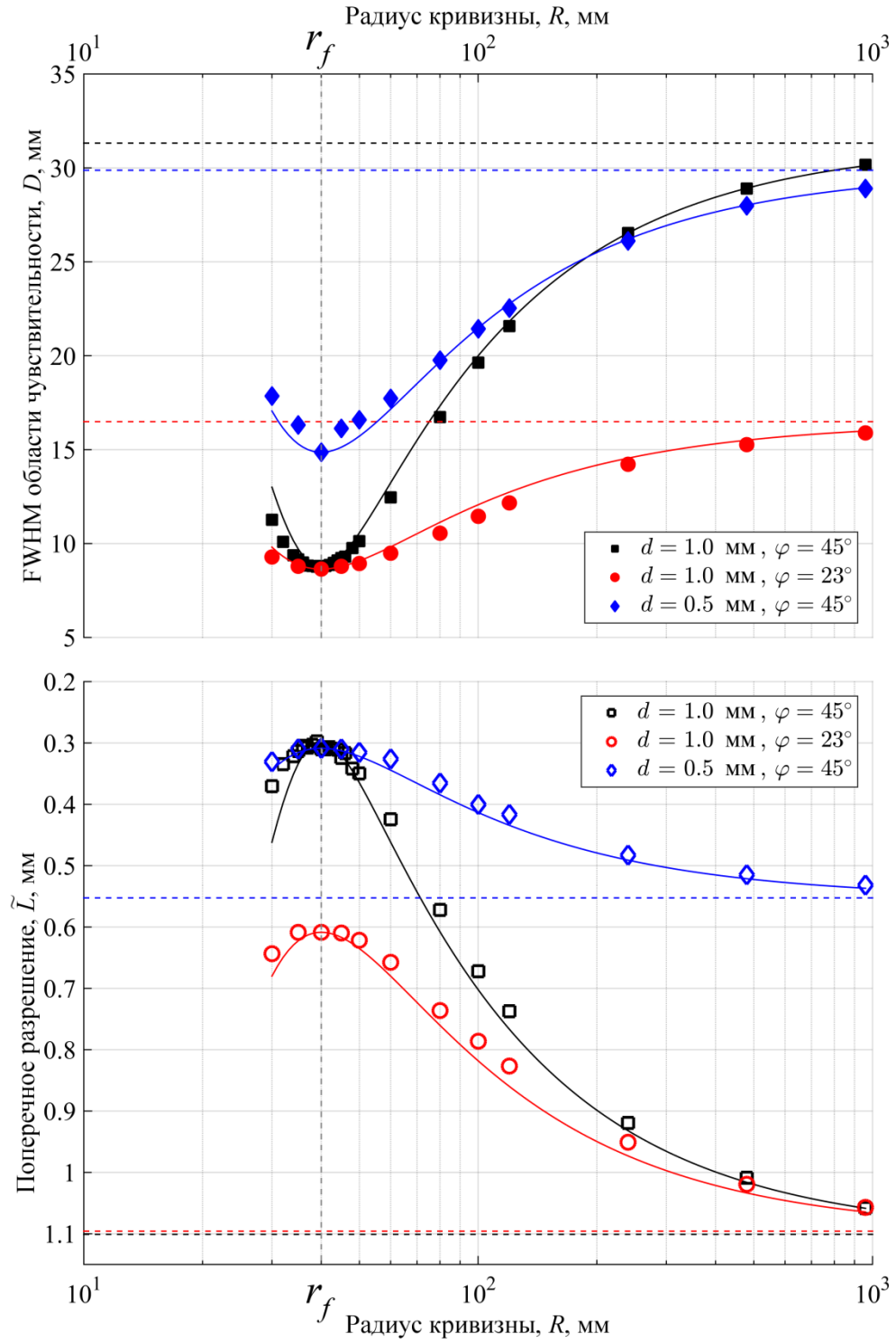


Рис. 1.11. Зависимости полной ширины области чувствительности на полувысоте $D(R)$ (сверху) и поперечного пространственного разрешения в точке максимальной чувствительности $\tilde{L}(R)$ (снизу) от радиуса кривизны антенны в плоскости изображения R для антенн с $N = 16$, $\theta = 23^\circ$, $f = 40$ мм и различными ширинами приемных элементов d и угловыми апертурами φ .

Подчеркнем, что зависимость $D(R)$ при фиксированных r_f , θ , φ и d хорошо аппроксимируется следующей формулой:

$$D(R) \approx D_0(R) = \sqrt{D^2(r_f) + 4(R - r_f)^2 \sin^2 \left(\sqrt{D^2(\infty) - D^2(r_f)} / 2R \right)} \quad (1.87)$$

График $D_0(R)$ изображен на Рис. 1.11 сверху. Зависимость $\tilde{L}(R)$ в этом случае также хорошо аппроксимируется следующей формулой:

$$\tilde{L}(R) \approx \tilde{L}_0(R) = \sqrt{\tilde{L}^2(r_f) + 4(R - r_f)^2 \sin^2 \left(\sqrt{\tilde{L}^2(\infty) - \tilde{L}^2(r_f)} / 2R \right)} \quad (1.88)$$

аналогичной (1.87), график которой изображен на Рис. 1.11 снизу (подчеркнем, что $\tilde{L}(R)$ возрастает при больших R). При увеличении радиуса кривизны в плоскости изображения $R \rightarrow \infty$ (тороидальная антенна становится цилиндрической) D увеличивается до $D(\infty)$, и $\tilde{L}$ увеличивается (ухудшается) до $\tilde{L}(\infty)$. Сферические антенны ($R = r_f$) имеют наименьший размер области чувствительности $D(r_f)$ и наилучшее поперечное пространственное разрешение $\tilde{L}(r_f)$. При других φ и d вид зависимостей $D(R)$ и $L(R)$ принципиально не меняется, однако изменяются значения параметров $D(r_f)$, $D(\infty)$ и $\tilde{L}(r_f)$, $\tilde{L}(\infty)$ в формулах (1.87) и (1.88). Таблица 1.1 показывает результаты апробации формул (1.87) и (1.88) на антеннах с другими параметрами.

Таблица 1.1. Точность аппроксимирующих формул (1.87) и (1.88) для антенн с различными ширинами приемников d , периодами p и частотами среза f_c , при фиксированном $r_f = 40$ мм и изменении R от 30 мм до 960 мм.

d , мм	p , мм	f_c , МГц	$D(r_f)$, мм	$D(\infty)$, мм	$\tilde{L}(r_f)$, мм	$\tilde{L}(\infty)$, мм	$\max_R D - D_0 $, мм	$\max_R \tilde{L} - \tilde{L}_0 $, мм
1	1	7	8.6	16.5	0.61	1.10	0.6	0.04
0.5	2	7	14.9	29.9	0.31	0.55	1.0	0.02
1	2	7	8.8	31.3	0.30	1.10	1.7	0.09
1	2	12	7.0	32.0	0.24	1.13	1.9	0.12

Для сферических антенн D и $\tilde{L}$ зависят также от ширины приемного элемента и угловой апертуры φ в плоскости изображения (см. Рис. 1.12). При $R = r_f = 40$ мм и $\varphi \sim 45^\circ$ ширина области чувствительности $D(r_f)$ монотонно уменьшается при увеличении d от $D(r_f) = 27.2$ мм при $d = 0.2$ мм до $D(r_f) = 6.0$ мм при $d = 1.5$ мм. Поперечное разрешение $\tilde{L}(r_f)$ при этом сохраняется в интервале 0.301 ± 0.009 мм. Увеличение апертуры φ при фиксированных $R = r_f = 40$ мм, $\theta = 23^\circ$ и $d = 1$ мм приводит к

плавному изменению $D(r_f)$ и $\tilde{L}(r_f)$ от $D(r_f) = 8.6$ мм и $\tilde{L}(r_f) = 0.61$ мм при $p = 1$ мм, $\varphi = 21.5^\circ$ до $D(r_f) = 9.9$ мм и $\tilde{L}(r_f) = 0.11$ мм при $p = 6$ мм, $\varphi = 128.9^\circ$.

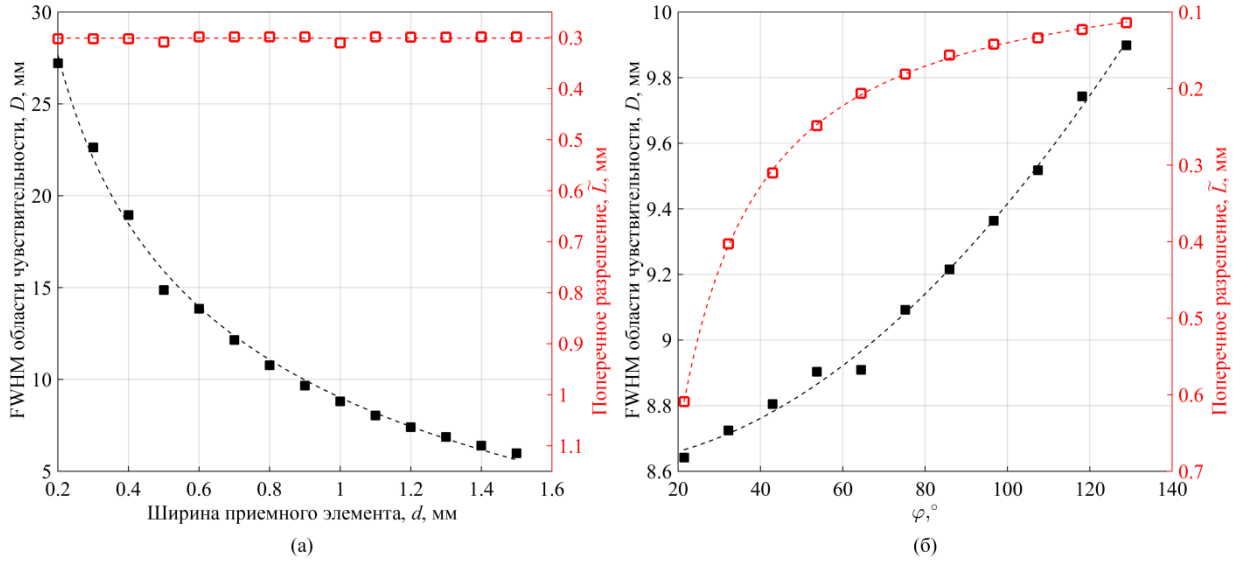


Рис. 1.12. Зависимости D и $\tilde{L}$ от ширины приемного элемента d при фиксированной угловой апертуре $\varphi = 45^\circ$ (а) и от φ при фиксированной $d = 1$ мм (б) для сферических антенн с $R = r_f = 40$ мм, $N = 16$. Квадратными маркера показаны результаты расчетов, пунктирными линиями – аппроксимирующие кривые.

Отметим, что представленная процедура расчета карт чувствительности может применяться не только при проектировании конфокальных антенн, но и в процессе их калибровки для улучшения качества изображения. После изготовления собственные чувствительности отдельных приемников одной антенны и их геометрические размеры могут различаться. Из-за таких особенностей экспериментальные карты чувствительности могут не совпадать с расчетными картами. Однако в алгоритм обратных проекций можно ввести весовые коэффициенты для сигналов с отдельных приемников, чтобы частично компенсировать их индивидуальные особенности. Эти весовые коэффициенты могут быть определены путем решения задачи минимизации разницы между расчетными (идеальными) и экспериментальными картами – типичной нелинейной задачи оптимизации, для которой разработаны различные алгоритмы решения.

В данном разделе карты чувствительности и пространственного разрешения были построены и проанализированы с помощью методов ОА томографии. Однако полученные результаты помогают проанализировать и случай ЛУ томографии.

Продольное пространственное разрешение в ЛУ томографии, по-видимому, в два раза лучше, чем продольное разрешение в ОА томографии. Пусть два точечных ОА источника (или ЛУ рассеивателя) находятся на расстоянии d друг от друга в идеальной среде со скоростью звука c_0 . Длительность δt временного отклика от каждого источника (рассеивателя) ограничена полосой пропускания датчиков (и длительностью зондирующего импульса в ЛУ томографии): $\delta t \gtrsim 1/f_c$. Временные отклики от двух точечных ОА источников не будут накладываться, когда $d/c_0 \gtrsim \delta t \gtrsim 1/f_c$, поскольку ОА импульсы распространяются от источников к приемникам единовременно. Временные отклики от двух точечных ЛУ рассеивателей не будут накладываться, когда $2d/c_0 \gtrsim \delta t \gtrsim 1/f_c$, поскольку, сначала зондирующий ЛУ импульс должен пройти расстояние d между рассеивателями, и затем отраженный импульс должен пройти то же расстояние d на пути к приемнику. Поэтому PSF в ЛУ томографии (ЛУ изображение точечного акустического рассеивателя) имеет вполонину меньшую ширину в продольном направлении по сравнению с PSF в ОА томографии.

Если поле давления регистрируется точечными приемниками с импульсной характеристикой $h(t)$ конечной длительности, и поверхность регистрации полностью окружает исследуемый объем идеальной среды, то PSF изотропна и однородна [127]:

$$PSF(|\mathbf{r} - \mathbf{r}_0|) = -(\mathcal{H}'(|\mathbf{r} - \mathbf{r}_0|/c_0) + \mathcal{H}'(-|\mathbf{r} - \mathbf{r}_0|/c_0))/(4\pi|\mathbf{r} - \mathbf{r}_0|) \quad (1.89)$$

Минимальная ширина PSF составляет $\sim 0.8\lambda_c = 0.8 c_0/f_c$, где f_c – верхняя частота среза частотной характеристики приемников. Тогда предельно достижимое пространственное разрешение в ЛУ томографии составляет $\sim 0.4\lambda_c$.

Случай ограниченной апертуры можно проанализировать в приближении дальнего поля. Пусть акустическое поле представлено в виде бесконечной суммы плоских монохроматических волн. Пусть приемник в точке $\mathbf{r}(r, \theta_r, \varphi_r) = nr$ (где r, θ_r, φ_r – сферические координаты приемника), расположенной далеко от ОА источников (ЛУ рассеивателей), регистрирует только плоские волны с волновыми векторами $\mathbf{k} = \mathbf{n}\omega/c_0$. Если в качестве ОА источника выбрать бесконечно тонкую плоскость, перпендикулярную вектору $\mathbf{v}(1, \theta, 0)$ (см. Рис. 1.13), то ОА сигнал будет плоской волной с волновыми векторами $\mathbf{k} = \mathbf{v}\omega/c$, которые могут быть зарегистрированы приемниками с $\mathbf{n} = \mathbf{v}$. Если в качестве ЛУ рассеивателя-отражателя выбрать ту же бесконечно тонкую плоскость, а в качестве направления озвучивания выбрать $\mathbf{m}(1, \pi, 0)$, то отраженная волна будет иметь волновой вектор $\mathbf{k} = \mathbf{u}\omega/c$, где $\mathbf{u}(1, 2\theta, 0)$. Тогда угловая апертура, необходимая для

регистрации отраженного ЛУ импульса должна быть в два раза больше, чем апертура, необходимая для регистрации ОА импульса. В ОА томографии угловой апертуры в 2π стерadian достаточно для точного восстановления, поскольку ОА импульс в направлении $(-\mathbf{v})$ может быть выражен через ОА импульс в направлении $\mathbf{v}$. В ЛУ томографии акустические неоднородности не могут быть точно восстановлены без полной апертуры в 4π стерadian.

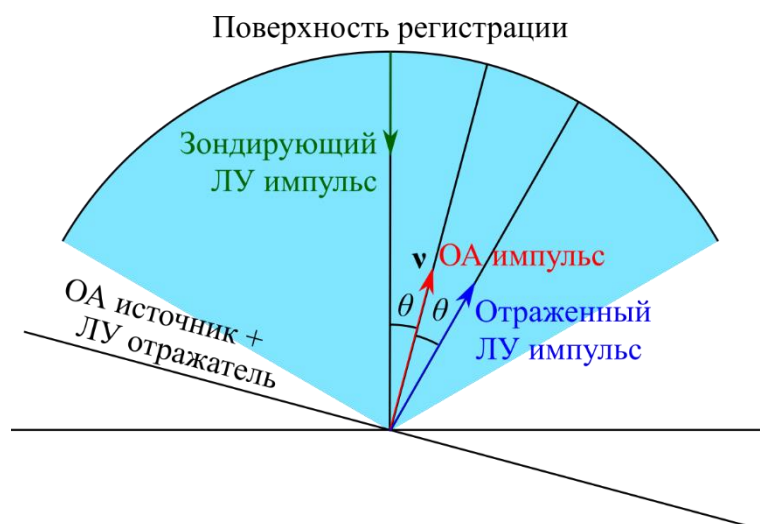


Рис. 1.13. К вопросу неполной апертуры в ОА и ЛУ томографии.

§1.5 Результаты главы

1. Получены аналитические решения прямой задачи ОА томографии в диссипативной среде для точечного, гауссова сферически- и аксиально-симметричного источников. Разработан полуаналитический способ решения прямой задачи ОА томографии для дискретно-слоистого аксиально-симметричного источника. Создано специализированное ПО для решения прямой задачи ОА томографии с модельными источниками и тороидальной решеткой протяженных приемников, имеющих конечные размеры и заданную частотную характеристику.
2. Показано, что в случае, когда ОА источник и ультразвуковой приемник находятся в двух акустически различных однородных средах с плоской границей раздела, начальное распределение давления в среде источника может быть восстановлено в режиме реального времени с помощью модифицированного алгоритма обратных проекций с «виртуальными» приемниками. Создано ПО для построения ОА томограмм с учетом преломления и частичного отражения акустических волн, работающее в режиме реального времени.

3. Показано, что аппарат 2D и 3D карт чувствительности и пространственного разрешения, визуализирующих функцию передачи точки и учитывающих алгоритм построения изображений, позволяет исследовать зависимость размера области высокой чувствительности и поперечного пространственного разрешения от геометрических параметров тороидальных антенных решеток. На основании результатов массовых расчетных исследований получены приближенные аналитические выражения для данных зависимостей, позволяющие выбрать геометрию антенны, наиболее подходящую для решения конкретной задачи.
4. Показано, что антенны с цилиндрической геометрией обеспечивают наибольшую область чувствительности, хорошее продольное, но сравнительно низкое поперечное пространственное разрешение. Тороидальные антенны имеют существенно лучшее поперечное разрешение, но меньшую область чувствительности. При этом наилучшее поперечное разрешение достигается, когда антенна является частью сферы.

Глава 2. Исследование филаментации фемтосекундного лазерного излучения методом ОА томографии

§2.1 Обзор методов исследования структуры фемтосекундного лазерного филамента

Создание мощных фемтосекундных установок позволило получать в газах и конденсированных средах протяженные филаменты лазерного излучения с высокой плотностью энергии электромагнитного поля. Процессы самолокализации энергии в объеме среды, образование «световых пульс» и плазменных каналов, особенности генерации суперконтинуума, коническая эмиссия и распределение поляризации электрического поля в лазерном филаменте представляют значительный интерес и являются предметом многочисленных исследований (см. обзоры [128–134]. В центре внимания находятся не только фундаментальные аспекты сложного комплекса протекающих физических процессов, но и многочисленные приложения в экологии, биофизике, атмосферной оптике и других областях. Особенности протекания этих процессов в сильной степени зависят от механизма возникновения нелинейного оптического отклика среды, длительности лазерного импульса, поперечного размера распространяющегося пучка, распределения в нем интенсивности и поляризации, а также длины волны.

Филаментация является результатом нелинейно-оптического взаимодействия коротких и мощных лазерных импульсов с прозрачной средой [134]. В среде с керровской нелинейностью показатель преломления можно записать в виде: $n = n_0 + n_2|A|^2$, где n_0 – линейная часть показателя преломления, A – амплитуда световой волны. Если пиковая мощность в лазерном импульсе превышает критическую мощность самофокусировки $P_c \approx (1.22)^2 \lambda_L^2 c_L / (256 n_2)$, то нелинейная рефракция компенсирует дифракционное расплывание, и интенсивность импульса нарастает с приближением к нелинейному фокусу. При увеличении интенсивности до порога фотоионизации образуется лазерная плазма, в которой происходит дефокусировка, что ограничивает дальнейший рост интенсивности. Стабильность параметров протяженного филамента фемтосекундного лазерного импульса обусловлена динамическим балансом керровской самофокусировки и плазменной дефокусировки в нелинейном фокусе [134].

Эволюция лазерного импульса и распределение электронной плотности в лазерной плазме филамента представляют большой фундаментальный интерес. Ранее такие

параметры были оценены на основе численных расчетов и с помощью нескольких косвенных экспериментальных методов, включая оптические методы [135–138], флюоресценцию плазмы [139], теневую фотографию [140, 141], сонографию [142], интерферометрию [143], поляриметрию [144] и вторичные электрические разряды [145].

Наряду с хорошо известными и в значительной степени исследованными нелинейными оптическими эффектами, сопровождающими фемтосекундную филаментацию [128–134], образование филамента в жидкостях и газах сопровождается возникновением акустической волны [142, 146–150], временной профиль и скорость распространения которой в значительной степени определяются энергией и условиями фокусировки лазерного импульса. Филаментация в прозрачных конденсированных средах вкладывает значительную энергию в среду и создает кавитационные пузыри и ударные волны. Максимальный энерговклад в механические постэффекты достигается в режиме супер-филаментации (может достигать 15%), но и одиночный филамент излучает акустические волны, которые можно надежно регистрировать. Для регистрации акустического отклика широко используются сложные интерферометрические методы [146, 147, 150] и акустические микрофоны килогерцового диапазона частот [142, 148, 149]. В работе [146] с помощью оптических методов исследуется ударная волна, образующаяся в результате филаментации в воде.

В настоящей работе впервые показано, что для исследования особенностей филаментации фемтосекундного лазерного излучения в воздухе и в воде может быть использован метод ОА томографии [151]. ОА томография дает уникальную возможность прямой визуализации энерговклада в среду и позволяет получить информацию не только о плазменном канале филамента, но и о резервуаре энергии. Экспериментально и теоретически исследуется возможность применения широкополосных приемных пьезоэлементов мегагерцового диапазона для адекватной регистрации акустического отклика при филаментации в воздухе. Эффективность метода ОА томографии связана с высоким пространственным разрешением предлагаемой диагностирующей системы, состоящей из массива широкополосных пьезоэлементов мегагерцового диапазона.

§2.2 Анализ применимости метода ОА томографии к диагностике филаментации в воздухе и в воде

Как отмечено в [134], в случае распространения лазерного импульса (800 нм, 50 фс, 20 мДж) в воздухе на расстояние ~ 10 м средняя концентрация свободных электронов в наведенной лазерной плазме филамента лежит в диапазоне $10^{14} - 10^{17} \text{ см}^{-3}$, характерное

время рекомбинации плазмы составляет 1–10 нс, диаметр плазменного канала оценивается в 20–85 мкм. Наведенного повышения температуры газа не достаточно для возбуждения колебательных степеней свободы молекул, поэтому сразу после образования филамента в воздухе поглощенная лазерная энергия запасается в наведенной лазерной плазме и вращательных уровнях молекул за счет двухфотонного рамановского возбуждения [148]. Столкновительная релаксация когерентности возбужденных вращательных уровней происходит в течение сотен пикосекунд, рекомбинация плазмы происходит за времена ~ 10 нс, после чего можно считать, что энергия распределилась по поступательным и вращательным степеням свободы молекул электрически нейтрального газа. Таким образом, время формирования теплового источника $\tau_f \approx 10$ нс. Локальный нестационарный нагрев среды приводит к образованию в ней короткого импульса давления, который, в случае достаточно протяженного вдоль оси z цилиндрической системы координат филамента, распространяется в перпендикулярном оси z радиальном направлении. Спустя ~ 1 мкс газ достигает механического равновесия, образуя нагретую область пониженного давления [150]. Затем происходит релаксация температуры за счет теплопроводности и частично конвекции в течение десятков микросекунд.

В воде при плотности поглощенной энергии фемтосекундного лазерного импульса $Q \lesssim 1$ мДж/мм³ акустическая нелинейность существенно не изменяет временную форму импульса давления [152]. Сигнал с пьезоэлектрического преобразователя имеет форму ассиметричной N-волны, в котором за коротким импульсом сжатия следует область разрежения. Длительность лазерного импульса составляет порядка сотни фемтосекунд, время рекомбинации плазмы и время термализации в воде имеют пикосекундный масштаб, поэтому время формирования теплового источника в воде τ_f также имеет пикосекундный масштаб.

Характерное время τ_p релаксации механических напряжений можно оценить как $\tau_p \sim w_0/c_0$, где w_0 – характерный размер образующегося теплового источника, а c_0 – скорость звука. Из уравнения теплопроводности следует, что время τ_{th} , за которое происходит выравнивание температуры в окружающей филамент среде, порядка w_0^2/χ , где χ – коэффициент температуропроводности. Для воздуха при комнатной температуре, полагая $w_0 \sim 20$ мкм, получим $\tau_{th} \sim 20$ мкс $\gg \tau_p \sim 60$ нс $\gtrsim \tau_f \approx 10$ нс. Для воды при комнатной температуре, полагая $w \sim 5$ мкм, получим $\tau_{th} \sim 0.2$ мс $\gg \tau_p \sim 4$ нс $\gg \tau_f \sim$ пс. Поскольку $\tau_{th} \gg \tau_p \gtrsim \tau_f$ и акустической нелинейностью можно пренебречь, можно

считать, что акустический источник образуется мгновенно: $H(\mathbf{r}, t) = Q(\mathbf{r})\delta(t)$ и использовать аппарат, разработанный в Главе 1.

§2.3 Расчетное и экспериментальное исследование филаментации в воздухе с помощью одиночного широкополосного пленочного пьезоэлектрического приемника

В воздухе длина филамента существенно превосходит радиус плазменного канала. Будем считать, что акустический источник аксиально симметричен: $H(\varrho, \varphi, z, t) = H(\varrho)\delta(t)$, где ϱ, φ, z – цилиндрические координаты. В данной работе цилиндрический тепловой источник будем считать гауссовым:

$$H(\varrho, t) = H_0 e^{-(\varrho/w_0)^2} \delta(t) \quad (2.1)$$

где H_0 – максимальная энергия в единице объема (Дж/м³). Тогда поле давления описывается формулой (1.64).

Группа профессора А.Б. Савельева-Трофимова экспериментально исследовала акустический отклик одиночного и множественного регулярized филаментов в воздухе с помощью широкополосного пьезоэлектрического приемника. Для создания филаментов в воздухе использовалось излучение лазера (Ti:Sapphire, 805 нм, 55 фс) с частотой следования импульсов 10 Гц. Схема экспериментальной установки приведена на Рис. 2.1. Пучок диаметром 7 мм на полувысоте (FWHM) фокусировался линзой с фокусным расстоянием 3 м. В экспериментах с образованием одиночного филамента энергия в лазерном импульсе равнялась 2.5–3 мДж, для формирования множественного филамента использовались лазерные импульсы с энергией 8 мДж. В экспериментах с множественной филаментацией, лазерное излучение перед попаданием на линзу проходило через амплитудную маску: пластинку с четырьмя отверстиями диаметром 4 мм, центры которых были расположены в углах квадрата со стороной 5 мм. В процессе множественной филаментации в дополнение к четырем филаментам, соответствующим отверстиям в пластинке, образовывался пятый филамент по центру. Часть оптического излучения после формирования филамента отводилась на ПЗС камеру с помощью клина для получения поперечного распределения энергии излучения. Чтобы филамент не повреждал клин, он располагался на расстоянии 1 м от фокуса линзы.

Широкополосный пьезоэлектрический приемник, содержащий пленку из поливинилиденфторида (ПВДФ) толщиной 110 мкм (рабочая полоса – до 6 МГц) и диаметром рабочей области 6 мм, располагался на расстоянии 286 см от линзы и на расстоянии 3–4 мм от филамента. Основными преимуществами пьезоэлектрических

пленок из ПВДФ являются сравнительно низкий акустический импеданс, согласованность акустического тракта и широкая полоса приема [153]. Сигнал пьезоприемника усиливался с помощью широкополосного усилителя с коэффициентом усиления, равным 12, и регистрировался с помощью PCI-карты ADC PLX9054 (разрешение – 8 бит, частота дискретизации – 500 МГц, ООО «Руднев-Шиляев») на ПК.

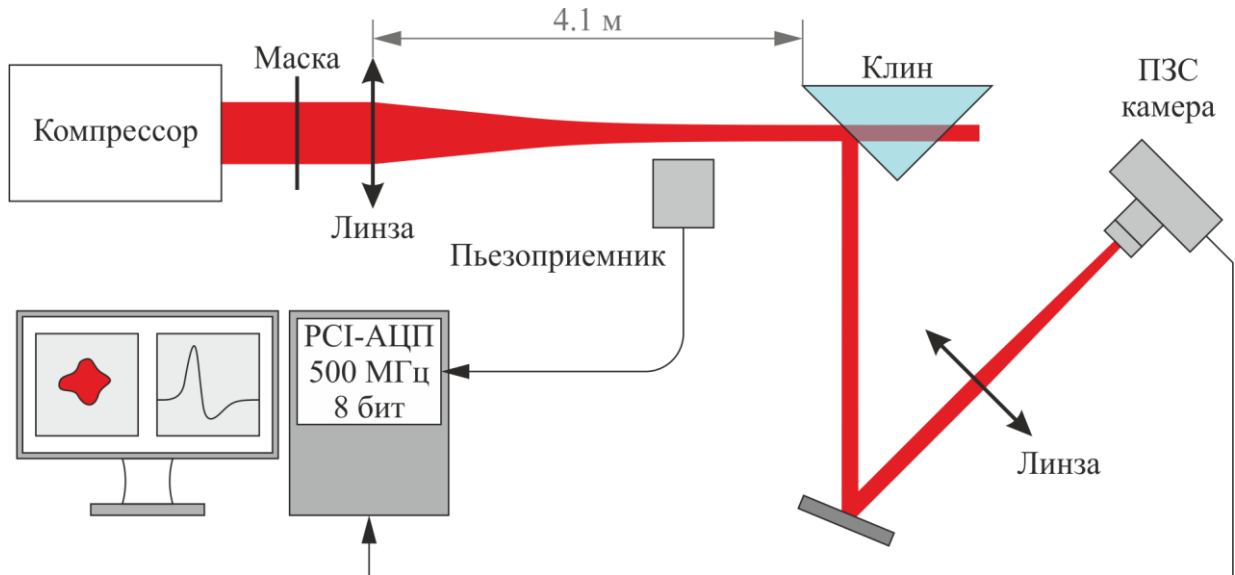


Рис. 2.1. Схема экспериментальной установки.

На Рис. 2.2 представлены изображения моды оптического излучения и зарегистрированные электрические сигналы пьезоприемника. В режиме одиночной филаментации (Рис. 2.2 (а)) зарегистрированный сигнал представляет собой биполярный импульс, состоящий из короткого положительного импульса (0.25 мкс FWHM), за которым следует длинный отрицательный «хвост» (Рис. 2.2 (б)). Временная задержка между моментом лазерного выстрела и первым положительным импульсом определяется расстоянием между филаментом и приемником, а ее амплитуда – плотностью энергии в филаменте. Регуляризованный множественный филамент (Рис. 2.2 (г)) соответствует более сложному ОА сигналу (Рис. 2.2 (д)), содержащему несколько пиков от отдельных филаментов, расположенных на разных расстояниях от приемника.

В работе [147] рассмотрен гауссов тепловой источник с $H_0 = 30$ мДж/см³, что соответствует типичной концентрации электронов плазмы $\sim 2 \cdot 10^{16}$ см⁻³ [154] и нагреву за счет вращательных степеней свободы $\sim 4 \cdot 10^{-3}$ эВ/молекула. Для численных оценок примем следующие значения основных параметров задачи. Расстояние от оси филамента до пьезоприемника равно 4 мм. Для одиночного филамента: $H_0 = 60$ мДж/см³, $w_0 = 60$ мкм/ $(2\sqrt{\ln 2})$ (тогда полная ширина на полувысоте (FWHM) равна 60 мкм). При

множественной филаментации периферийные филаменты расположены в углах квадрата, в центре которого располагается центральный филамент. Расстояние между периферийным и центральным филаментами положим равным 150 мкм. Для центрального филамента: $H_0 = 24$ мДж/см³, $w_0 = 60$ мкм/ $(2\sqrt{\ln 2})$, для периферийных филаментов: $H_0 = 12$ мДж/см³, $w_0 = 60$ мкм/ $(2\sqrt{\ln 2})$. Заметим, что численные значения параметров выбраны эвристически таким образом, чтобы получаемые сигналы соответствовали экспериментальным по порядку величин.

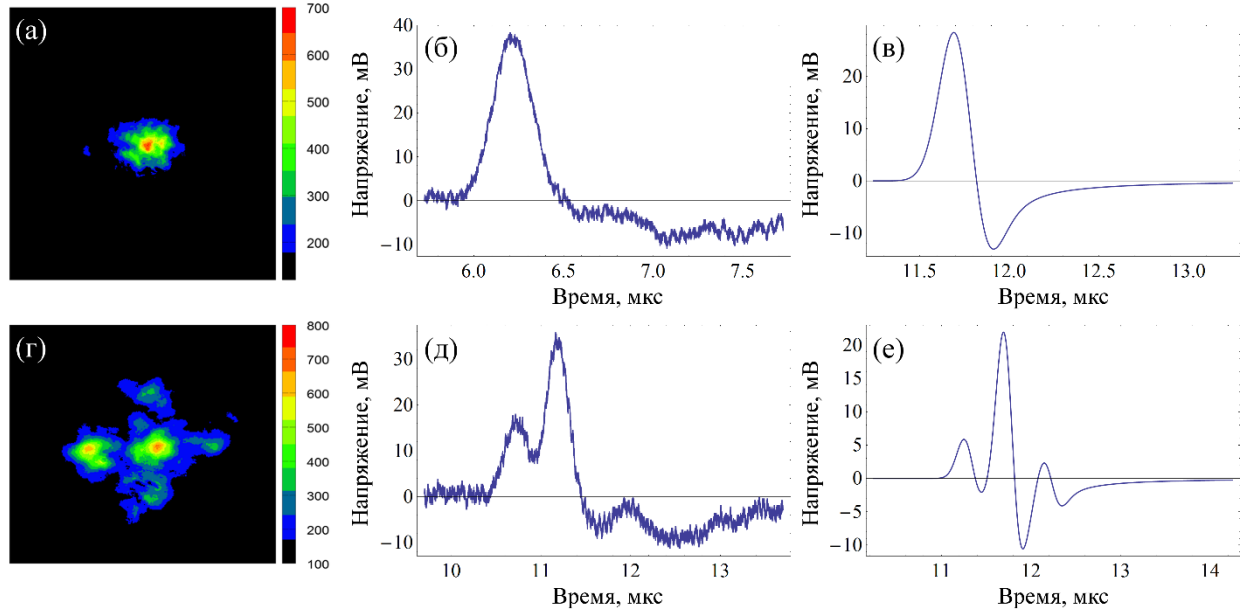


Рис. 2.2. Изображение моды излучения, экспериментальные акустические сигналы и теоретические акустические сигналы для одиночного (сверху) и множественного филамента с регулярной структурой (снизу).

Для оценки электрического сигнала, получаемого с пьезоприемника учтем, что коэффициент прохождения акустической волны по амплитуде через границу «воздух-ПВДФ» равен $T = 2Z_{\text{ПВДФ}} / (Z_{\text{воздух}} + Z_{\text{ПВДФ}}) \approx 2$, где $Z = \rho c$ – акустический импеданс, свойства сред указаны в Приложении 2. Для пьезоэлектрических пленок из ПВДФ напряжение при работе в режиме холостого хода: $U = g_{33}ph$, где U – напряжение, g_{33} – пьезоэлектрический коэффициент по напряжению, p – давление на рабочей поверхности, h – толщина пленки. В оценках использованы паспортные значения параметров ПВДФ пленок фирмы Piezotech: $g_{33} \approx 0.2$ В/(Па·м). Также следует учесть, что первый критический угол падения акустической волны на границу воздух-ПВДФ составляет $\sim 7.3^\circ$, поэтому эффективно работает только участок приемника шириной ~ 1.2 мм, которая перекрывает диаметр зоны филаментации (диаметр пьезоэлемента – 6 мм).

На Рис. 2.2 также показаны электрические сигналы, рассчитанные с использованием формулы (1.64) (Рис. 2.2 (в) и (е)). Заметим, что графики экспериментальных и теоретических сигналов имеют разные временные шкалы. Отчетливо видно, что временные формы этих сигналов в обоих режимах филаментации качественно совпадают, но длительность экспериментальных сигналов больше длительности теоретических сигналов. Это может быть связано с тем, что диаметр приемника больше, чем расстояние до филамента, а также с влиянием влажности воздуха и т. д. Анализ данных показал, что пространственное разрешение измерений составляет порядка 100 мкм. Кроме того, сигналы на Рис. 2.2 (д) и (е) хорошо соответствуют пространственной структуре множественного филамента на Рис. 2.2 (г). Хорошее совпадение амплитуд импульсов экспериментальных и расчетных сигналов от преобразователя позволяет оценить плотность электронов в филаменте. Предполагая, что вся энергия поглощенного лазерного импульса H_0 сохраняется во внутренней энергии ионов (с потенциалом ионизации ~ 10 эВ), можно получить оценку электронной плотности $\sim 10^{16} \text{ см}^{-3}$. Более точные оценки должны опираться на сложную модель поглощения лазерной энергии в филаменте и диссипации в среде.

Максимум спектра теоретического акустического сигнала от одиночного филамента с учетом затухания в воздухе находится на частоте 1.16 МГц, а полная ширина на полувысоте спектра сигнала равна 1.87 МГц. Поэтому регистрация таких сигналов с использованием цилиндрического массива широкополосных приемных элементов может позволить существенно повысить пространственное разрешение и обеспечить трехмерное картирование внутренней структуры множественных филаментов, распределения поперечной плотности энергии внутри таких филаментов и т.д.

§2.4 Диагностика положения и структуры филамента в воздухе с помощью цилиндрического массива приемников

Если антенна широкополосных приемных пьезоэлементов образует бесконечную цилиндрическую поверхность радиусом r_s , ось Z которой параллельна оси фемтосекундного филамента, совпадающей с осью z цилиндрической системы координат, то задача восстановления его положения и структуры становится двумерной. Для ее решения может быть использован двумерный алгоритм обратных проекций. На Рис. 2.3 показано равномерное распределение N приемных пьезоэлементов ($N = 32$) в плоскости $Z = 0$ декартовой системы координат XYZ , ось Z которой параллельна оси z , а плоскости $Z = 0$ и $z = 0$ совпадают. Угловое расстояние между двумя соседними пьезоэлементами

приблизительно равно угловому размеру приемника. На врезке показано получившееся при этом сечение филамента плоскостью $Z = z = 0$. Начало лежащего в ней вектора $\mathbf{a}$ находится в начале декартовой системы координат, а конец – в начале цилиндрической.

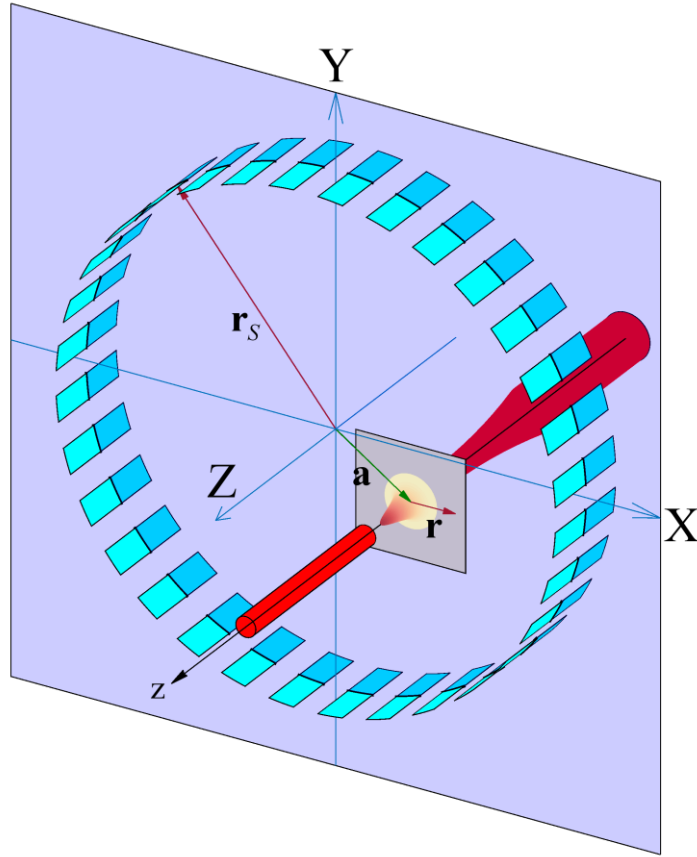


Рис. 2.3. Взаимное расположение приемной системы и фемтосекундного филамента.

Если антенна состоит из бесконечного числа точечных приемников ($N \rightarrow \infty$) и в среде отсутствует затухание, то зарегистрированное антенной распределение давления $p(\mathbf{r}_S - \mathbf{a}, t)$ связано с начальным распределением давления в среде $p_0(\mathbf{r})$ соотношением (1.32), в которой $\mathbf{d} = \mathbf{a} + \mathbf{r} - \mathbf{r}_S$, а $\mathbf{r}_S = \{r_S \cos \varphi; r_S \sin \varphi\}$:

$$p_0^{(b)}(\mathbf{r}) \equiv -\frac{1}{\pi} \int_0^{2\pi} \int_{t=d/c_0}^{+\infty} \frac{(\mathbf{r}_S \cdot \mathbf{d})}{\sqrt{c_0^2 t^2 - d^2}} \frac{\partial}{\partial t} \left(\frac{p(\mathbf{r}_S - \mathbf{a}, t)}{c_0 t} \right) dt d\varphi \quad (2.2)$$

В реальной ситуации на окружности радиусом r_S можно разместить лишь конечное число приемников, и акустический сигнал к которым доходит со значительным затуханием. В этом случае восстановленное по формуле (2.2) давление $p_0^{(b)}(\mathbf{r})$ будет отличаться от начального распределения давления вокруг филамента $p_0(\mathbf{r})$.

Предложенный выше метод оптоакустической томографии филамента весьма эффективен при определении его положения и структуры в воздухе. Проиллюстрируем

это примером, в котором филамент (2.1) имеет максимальную плотность энергии $H_0 = 30$ кДж/м³ и полную ширину на полувысоте равную 30 мкм (Рис. 2.4 (а)). Форма распространяющегося в радиальном направлении импульса давления спустя 0.59 мкс, рассчитанная по формуле (1.64), показана на Рис. 2.4 (б). Частотный спектр $|\tilde{p}(r, \omega)|^2$ давления на расстояниях 5 мм и 10 мм от оси филамента простирается, соответственно, до 4 МГц и 6 МГц (см. Рис. 2.4 (в)) и для восстановления положения и структуры филамента необходимо использовать приемные элементы мегагерцового диапазона частот. Из-за затухания высокочастотных компонент импульса давления в воздухе восстановленное в этом случае по формуле (2.2) при $a = 0$ (ось филамента совпадает с осью антенны) и $r_s = 5$ мм давление имеет приблизительно в пять раз меньшую амплитуду и FWHM равную 64 мкм (Рис. 2.4 (а)).

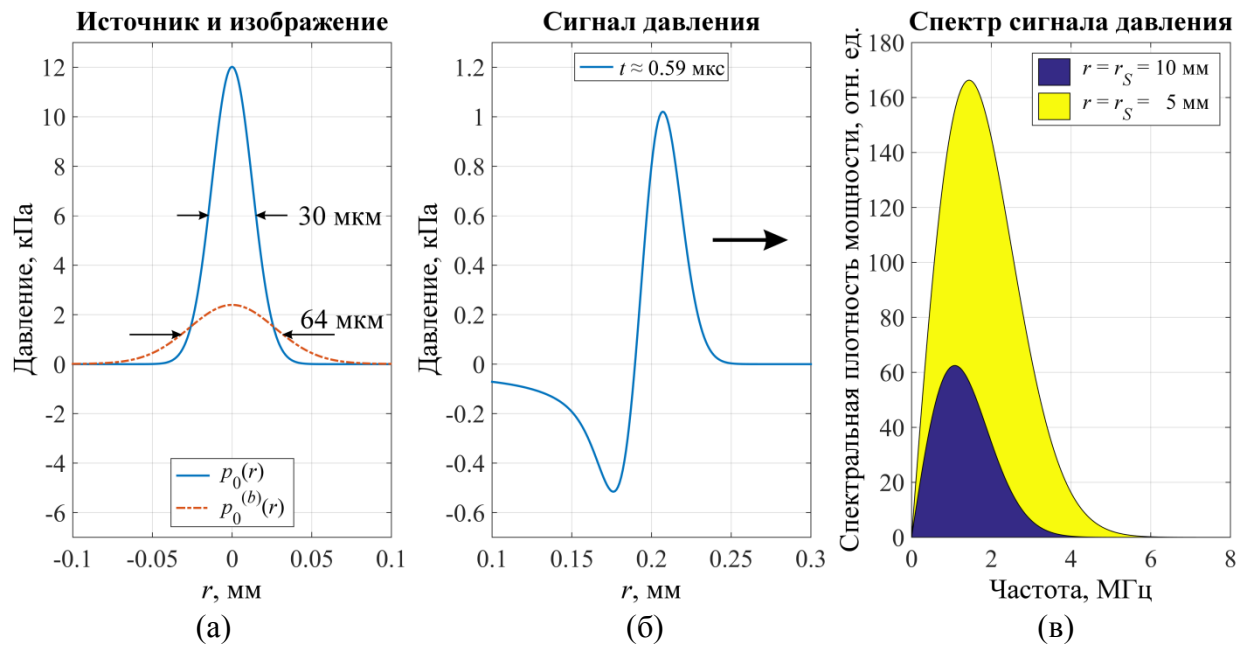


Рис. 2.4. Начальное и восстановленное распределение давления в области филамента (а), импульс давления спустя 0.59 мкс (б) и частотный спектр $|\tilde{p}(r, \omega)|^2$ на расстояниях 5 мм и 10 мм от оси филамента (в).

При смещении филамента от оси антенны (при увеличении $|a|$) изображение восстановленного по формуле (2.2) давления $p_0^{(b)}(\mathbf{r})$ неоднородно размывается. Не нарушая общности, будем считать, что вектор $\mathbf{a}$ направлен вдоль оси X . Верхний ряд картинок Рис. 2.5 ((а) – (г)) схематически показывает расположение в плоскости $Z = 0$ центра филамента, полная ширина на полувысоте (FWHM) которого равна 10 мкм, если $|a|$ соответственно равен 0, 1, 2 и 3 мм. Средний и нижний ряды картинок показывают изменение $p_0^{(b)}(\mathbf{r})$ с ростом $|a|$ при использовании антенн с 32 приемными элементами,

имеющих радиусы 5 и 10 мм. Каждое распределение давления нормировано на максимальное значение, чем ярче область рисунка, тем давление в ней больше. Видно, что с увеличением $|a|$ поперечный (вдоль оси Y) размер изображения филамента увеличивается, а продольный (вдоль оси X) размер изображения практически не меняется. При больших $|a|$ становятся заметны дугообразные артефакты (Рис. 2.5 (в) и (г)), характерные для алгоритма обратных проекций и обусловленные ограниченным количеством приемных элементов. Уменьшение количества приемников без изменения их поперечного размера приводит к ухудшению качества изображения: увеличивается амплитуда артефактов [109]. При малых $|a|$ увеличение N качественно не изменяет изображение филамента. Однако увеличение углового размера приемников увеличивает поперечный размер изображения [10, 109, 127].

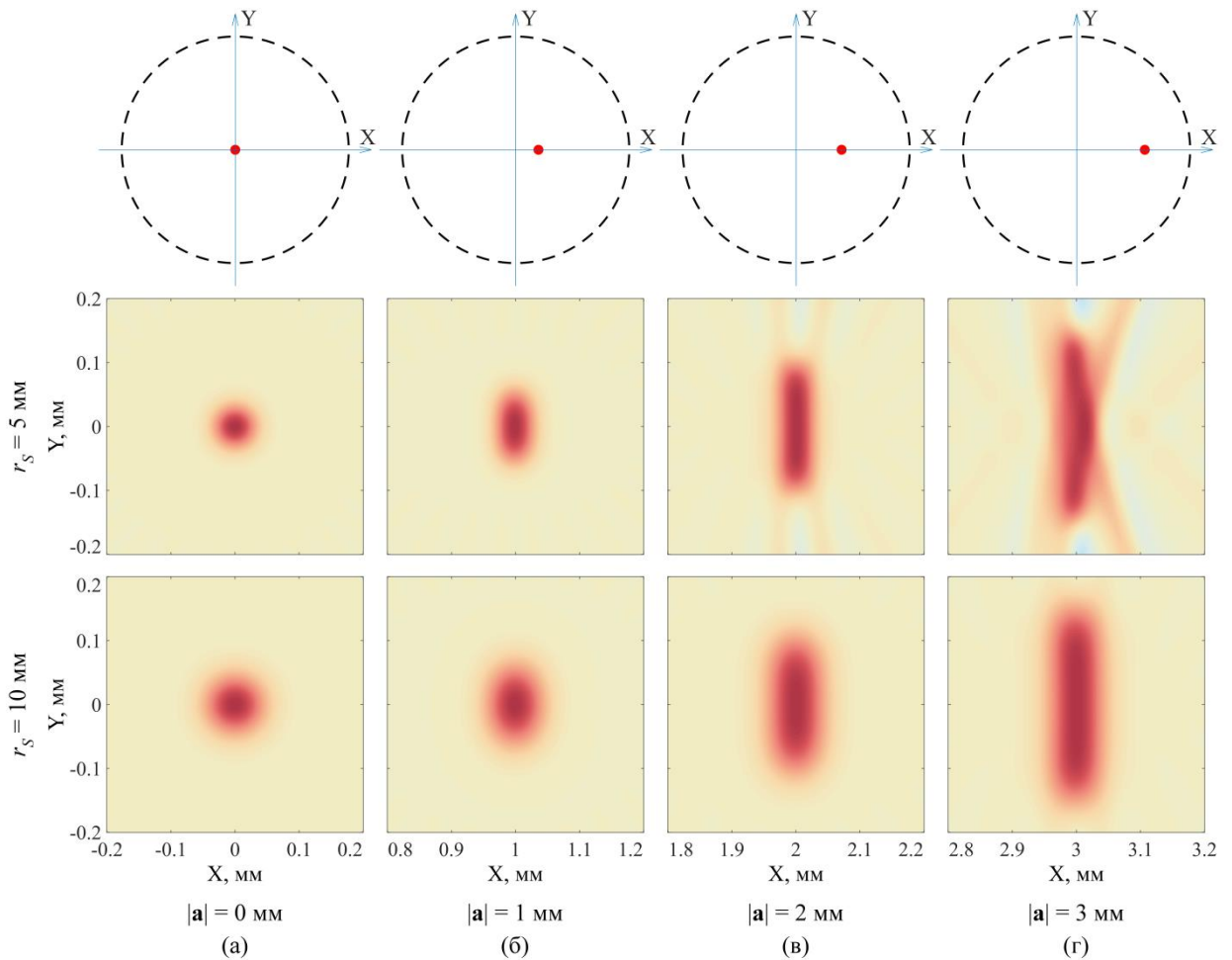


Рис. 2.5. Схематическое положение (верхний ряд) и характерные изображения филамента для антенн радиусом $r_s = 5$ мм (средний ряд) и $r_s = 10$ мм (нижний ряд) при $|a| = 0$ (а), 1 (б), 2 (в), 3 (г) мм.

На Рис. 2.6 для антенн с радиусами 5 мм и 10 мм показана зависимость полной ширины на полувывсоте $p_{\text{image}}(\mathbf{r})$ в продольном и поперечном направлениях от расстояния

$|a|$ между осями филамента и антенны. При $|a| \geq 1$ мм поперечный размер изображения линейно растет с увеличением $|a|$. Это связано, в основном, с интегрированием по поверхности протяженных приемных элементов (см. формулу (2.2)). Продольный размер определяется частотной полосой акустического сигнала, которая в данном случае определяется акустическим затуханием. Поэтому продольный размер изображения слабо изменяется с увеличением $|a|$.

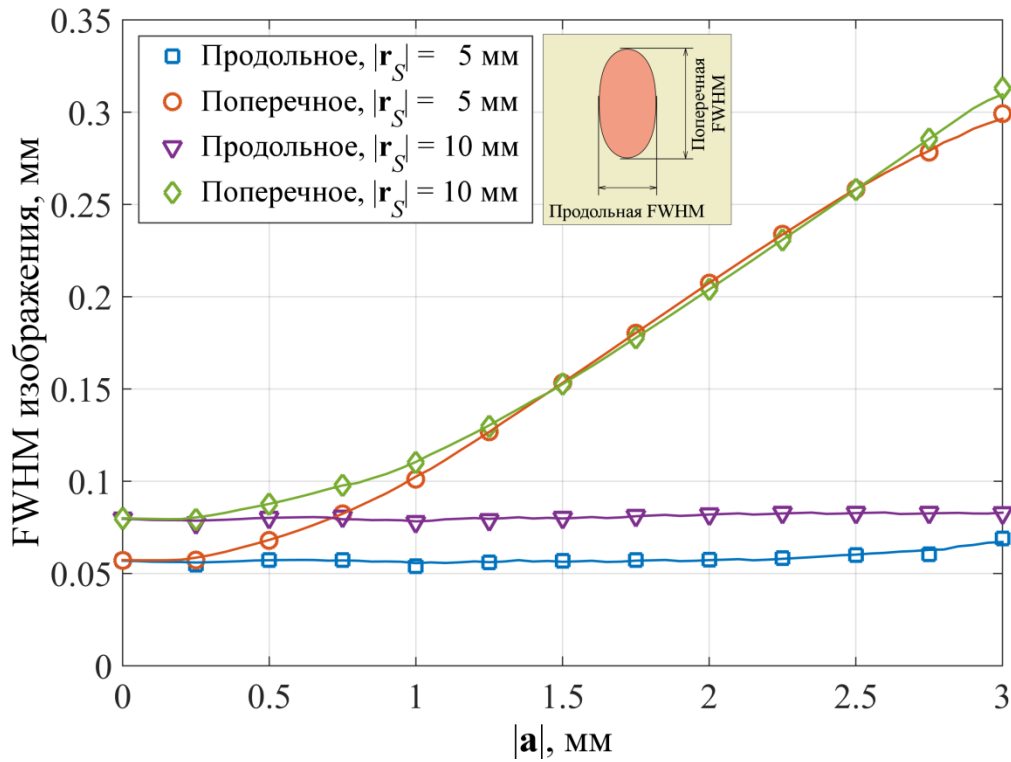


Рис. 2.6. Зависимость FWHM изображения в продольном и поперечном направлениях от расстояния между осями филамента и антенны $|a|$ для антенн с радиусами $r_s = 5$ мм и $r_s = 10$ мм.

Таким образом, расчетно-теоретическое исследование показало, что метод оптоакустической томографии является перспективным для экспериментального исследования филаментации фемтосекундного лазерного излучения в воздухе. Высокое пространственное разрешение предложенной диагностирующей системы, состоящей из массива широкополосных пьезоэлементов мегагерцового диапазона частот, обеспечивает его эффективность, несмотря на значительное затухание ультразвуковых волн в воздухе.

Заметим, что несколько массивов приемных пьезоэлементов, аналогичных изображенному на Рис. 2.1, и расположенных в равномерно распределенных параллельных плоскостях перпендикулярных направлению распространения лазерного импульса, позволят построить трехмерную картину филамента.

§2.5 Диагностика положения и структуры филамента в воде с помощью одиночного широкополосного пьезоприемника на основе ниобата лития

Группой Ф.В. Потёмкина был проведена экспериментальная ОА томография фемтосекундного филамента в воде. В экспериментах использовался лазер на хром-форстерите ($\lambda = 1240$ нм, длительность импульса ~ 150 фс, энергия лазера – до 2 мДж с флуктуациями менее 5%, контрастность интенсивности около 5×10^9 ASE, частота следования импульсов – 10 Гц). Энергия лазерного импульса изменялась с помощью полуволновой пластинки и призмы Глана. Диафрагма ограничивала диаметр лазерного луча до 2.9 мм. Германиевый детектор (Thorlabs PDA50-B) использовался для измерения энергии лазерного импульса. Линза с фокусным расстоянием $f = 70$ мм фокусировала лазерный пучок с энергией 30 мкДж в ячейку, наполненную водой, с открытой поверхностью «вода-воздух», что приводило к генерации одиночного филамента, сопровождаемой излучением суперконтинуума и конической эмиссией. В стенку ячейки был встроен широкополосный (рабочая полоса ~ 100 МГц) одноканальный пьезоэлектрический преобразователь из тонкой пластинки ниобата лития, сваренный диффузной сваркой с толстой кварцевой призмой. Ячейка была установлена на вращающемся шаговом двигателе и автоматизированном трехкоординатном микроманипуляторе (Рис. 2.7). Акустические сигналы были записаны с помощью осциллографа АКИП-4119 и усреднены по 16 выстрелам для каждого углового положения. Трехкоординатный микроманипулятор позволял сдвигать филамент с шагом 1.25 мкм. Экспериментальная установка была полностью автоматизирована.

Как было отмечено ранее, пространственное разрешение в ОА томографии определяется шириной частотной полосы приема и угловым размером приемника. Для обеспечения пространственного разрешения δ частотная ширина полосы должна превышать $f_h \approx 0.8 c_0 / \delta$, где c_0 – скорость звука в воде. При $\delta = 12$ мкм, $f_h \approx 100$ МГц. В то же время звук с частотами выше $(\alpha_0 d)^{-1/2}$ эффективно затухает в вязкой среде, поэтому приемник должен располагаться как можно ближе к филаменту. Однако технически сложно изготовить широкополосный пьезоэлектрический преобразователь с приемлемым отношением сигнал/шум с малым поперечным размером d . Поэтому преобразователь необходимо расположить как можно дальше от филамента, чтобы уменьшить его угловой размер. Одним из решений является использование плоско-параллельной призмы из материала с низким акустическим затуханием (например, из плавленого кварца), расположенной между преобразователем и филаментом. В этом

случае можно расположить преобразователь далеко от филамента, тогда как большую часть пути акустическая волна будет проходить в кварце, затухая значительно меньше.

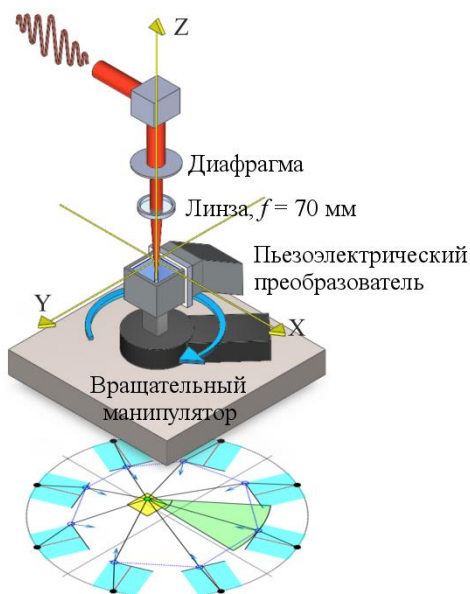


Рис. 2.7. Схема эксперимента по филаментации в воде. Снизу показана схема модели, используемой при построении ОА изображения.

Ультразвуковые импульсы от филамента регистрировались плоской пьезоэлектрической пластинкой из LiNbO_3 диаметром $d = 6$ мм, сваренной с цилиндрической призмой из кварцевого стекла высотой $b = 32.5$ мм (см. Рис. 2.7). Расстояние от филамента до границы «вода-кварц» и от датчика до этой границы были больше, чем характерная длина волны ультразвука, начальное распределение давления было восстановлено в приближении геометрической акустики по методике, описанной в Главе 1. При этом приемник считался точечным.

Ультразвуковой отклик филамента был экспериментально записан в точках дуги окружности с центральным углом в 220° путем вращения ячейки вместе с датчиком вокруг оси, параллельной оси филамента, с угловым шагом в 1° (Рис. 2.7). Чтобы уменьшить шум, экспериментальные сигналы были отфильтрованы с помощью полосового фильтра, частотная характеристика была пропорциональна $\exp[-(f_l/f)^8 - (f_l/f)^2 - (f/f_h)^4]$, где $f_l = 1$ МГц, $f_h = 150$ МГц – нижняя и верхняя частоты среза. На Рис. 2.8 показаны экспериментальные ОА изображения (201 x 201 пикселей, 0.5 мм x 0.5 мм). Голубоватые области на изображениях (области с «отрицательным энерговыделением») возникают, в основном, из-за фильтрации низкочастотных составляющих сигналов, не имеют физического смысла и должны быть отброшены.

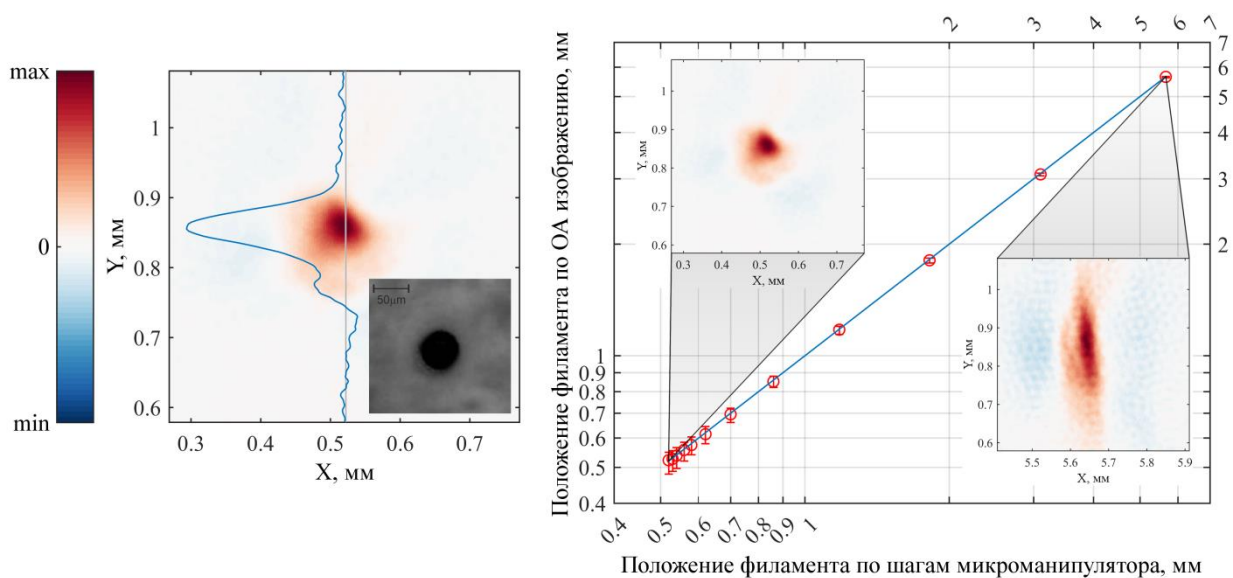


Рис. 2.8. Слева – ОА изображение филамента, наиболее близкого к оси симметрии кривой регистрации, голубая кривая – сечение изображения через точку с максимальной амплитудой. Вставка показывает изображение, оставленное филаментом на фотобумаге. Справа – зависимость положения филамента, вычисленного по ОА изображению, от реального положения, вычисленного по шагам микроманипулятора. Вставки показывают, как изменяется ОА изображение.

Для исследования того, как изображение филамента изменяется с расстоянием от оси филамента до оси вращения, была проведена серия экспериментов. С помощью трехкоординатного микроманипулятора филамент перемещался вдоль оси x (Рис. 2.7). Было построено ОА изображения филамента, наиболее близкого к оси вращения, и затем центры ОА изображений были сдвинуты на расстояние, вычисленное по шагам микроманипулятора для каждого положения филамента. Таким образом, филамент всегда должен оставаться в одной и той же точке (центре) изображения с точностью до ширины изображения филамента. Положение пиксела изображения с максимальной амплитудой считалось измеренным положением филамента. На Рис. 2.8 показана зависимость измеренной координаты x филамента от фактической координаты x , рассчитанной по числу шагов микроманипулятора. Планки погрешностей показывают координаты x по полувысоте изображения. Фактическое положение филамента всегда находится в пределах погрешностей. Таким образом, ОА томография позволяет определить положение филамента с высокой точностью (минимальный зарегистрированный сдвиг составил 10 мкм). Это означает, что относительное положение нескольких отдельных филаментов может быть измерено с точностью ~ 10 мкм.

FWHM экспериментальных изображений вдоль оси x остается практически постоянной, в то время как FWHM вдоль оси y увеличивается, что соответствует результатам численного моделирования, представленным выше, и теоретическим

результатам в [127]. Угловой размер ОА изображения, если вершину угла расположить на оси вращения, соответствует угловому размеру приемника. Разрешение по оси x определяется, в основном, эффективной полосой приема. При этом так же, как и в случае филаментации в воздухе, акустическое затухание действует как дополнительный фильтр нижних частот с частотной характеристикой $\sim \exp[-\alpha_0 \omega^2 d]$, d – расстояние от филамента до «виртуального» приемника. Кроме того, акустическая волна с конечным радиусом кривизны регистрируется плоским пьезоэлектрическим преобразователем, что приводит к размытию за счет интегрированию сигнала по поверхности приемника.

Для количественной оценки степени размывания изображения из-за затухания и интегрирования по поверхности приемника было проведено численное моделирование, аналогичное описанному выше случаю филаментации в воздухе, но учитывающее преломление. Использовался модельный гауссов тепловой источник $Q(\varrho) \sim \exp(-\varrho^2/w^2)$ с различными радиусами w от 5 мкм до 70 мкм, помещенный на оси антенны, содержащей 32 идентичных плоских приемника. Акустические сигналы были рассчитаны с учетом преломления, плоской формы и конечного размера каждого приемника. Геометрические параметры кривой регистрации (b , R , d) совпадали с соответствующими параметрами экспериментальной установки. Модельный 32-элементный массив приемников представлял собой полный круг с угловой апертурой 2π . Результаты численного моделирования представлены на Рис. 2.9.

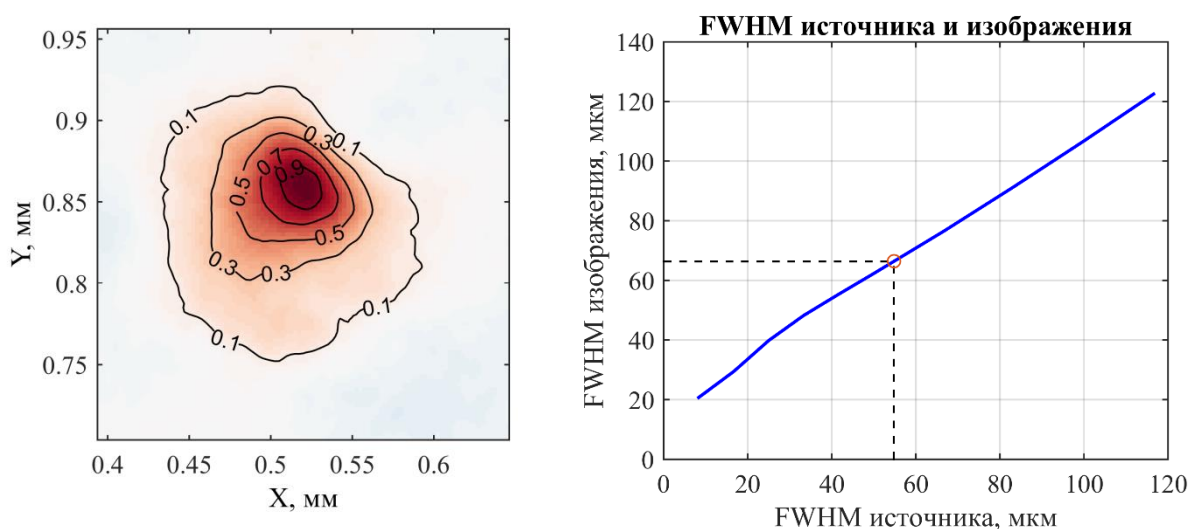


Рис. 2.9. Слева – экспериментальное ОА изображение филамента, наиболее близкого к оси симметрии кривой регистрации, справа – зависимость FWHM изображения от FWHM источника.

В результате численного моделирования установлено, что акустическое затухание добавляет 5–10 мкм, а интегрирование по плоской поверхности преобразователя добавляет ~15 мкм к FWHM ОА изображения гауссова теплового источника. В целом

экспериментальная установка с выбранными геометрическими параметрами (b , R , d) добавляет к изображению FWHM примерно 20 мкм, поэтому детали теплового источника меньше 20 мкм не могут быть надежно разрешены. Проанализировав зависимость FWHM ОА изображения гауссова теплового источника от его фактической FWHM, можно оценить фактическую FWHM филамента по FWHM ОА изображения. Ядро филамента можно считать аксиально-симметричным. Тогда ОА изображение филамента будет аксиально-симметричным, если филамент расположен близко к оси антенны. В этом случае можно усреднить FWHM ОА изображения для оценки погрешности метода. Для наиболее близкого к оси вращения положения филамента FWHM ОА изображения, усредненная по 8 направлениям, составила 66 ± 6 мкм, что соответствует фактической FWHM, равной 55 ± 7 мкм ($w = 33 \pm 4$ мкм).

Было проведено сравнение результатов ОА томографии с методом, основанным на однократном затемнении фотопластинок [139, 155]. В этом методе филамент воздействует на фотобумагу, что приводит к ее потемнению на месте плазменного канала. Определенный диаметр плазменного канала филамента, усредненный по 10 направлениям, составил 58 ± 6 мкм, что также коррелирует с данными из [156–158].

«Ореол» вокруг ядра на ОА изображениях можно интерпретировать как энергетический резервуар филамента. Большинство экспериментальных методов исследования филаментов позволяет получить информацию о плазменном канале филамента [139, 143, 159], но не позволяет получить никакой информации о резервуаре, так как в самом резервуаре плазма не генерируется. ОА томография визуализирует тепловые источники, и если неионизированная среда поглощает оптическое излучение, то сам резервуар может испускать акустические волны за счет термоупругости. Насколько известно автору, экспериментальные исследования энергетического резервуара на сегодняшний день ограничены методами, основанными на применении диафрагм с различными диаметрами [160].

Предположение о том, что «ореол» вокруг изображения плазменного канала филамента не является артефактом алгоритма построения изображения и соответствует резервуару филамента, косвенно подтверждается результатами оценочного численного моделирования. Рассмотрим сумму двух гауссовых ОА источников:

$$p_0(x, y) = P_0 \exp \left[-\frac{x^2 + y^2}{w_0^2} \right] + P_1 \exp \left[-\frac{(x - u_x)^2 + (y - u_y)^2}{w_1^2} \right] \quad (2.3)$$

где P_0 и P_1 – амплитуды источников, w_0 и w_1 – их радиусы, $\mathbf{u} = \{u_x, u_y\}$ – вектор, задающий смещение центра одного источника относительно другого. В силу линейности прямой задачи ОА томографии ОА сигнал давления будет суммой сигналов от каждого из источников. На Рис. 2.10 представлен экспериментальный ОА сигнал от филамента для одного из положений датчика и ОА сигналы, полученные при численном моделировании филамента для случая одиночного источника и случая суммы двух источников.

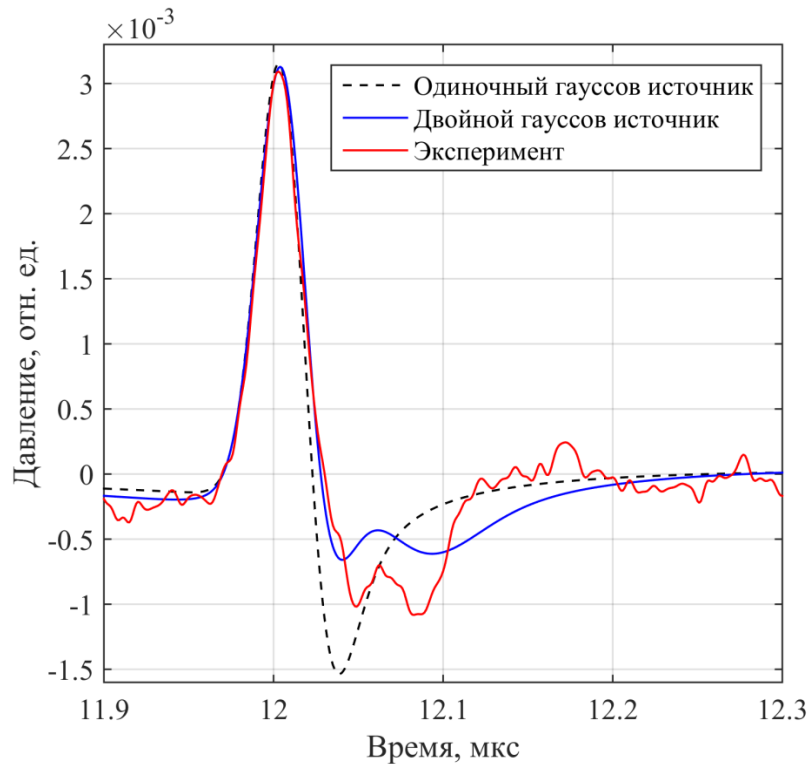


Рис. 2.10. Сравнение модельных и экспериментального ОА откликов филамента. Красная линия – экспериментальный сигнал, черная пунктирная линия – ОА сигнал от одиночного гауссова ОА источника (1.57) с $w = 28$ мкм. Синяя сплошная линия – ОА сигнал от суммы двух гауссовых ОА источников: $w_0 = 28$ мкм, $w_1 = 65$ мкм, $P_0:P_1 = 43:7$, $u = 52$ мкм.

Видно, что сигнал от столь простой модели «двойного» источника лучше соответствует особенностям экспериментального сигнала, чем сигнал от одиночного гауссова ОА источника. Второй гауссов источник с большим радиусом может быть интерпретирован как резервуар филамента.

Таким образом, ОА томография дает уникальную возможность прямой визуализации энерговклада в среду и позволяет получить информацию не только о плазменном канале филамента, но и о резервуаре энергии.

§2.6 Результаты главы

1. Расчетные исследования показали, что метод ОА томографии является перспективным для исследования филаментации фемтосекундного лазерного излучения в газах и конденсированных средах.
2. Исследовано пространственное разрешение в задаче диагностики структуры фемтосекундного лазерного филамента в воздухе и в воде методом ОА томографии с широкополосными пьезоэлектрическими приемными элементами. Показано, что пространственное разрешение ОА томографии филамента ограничивается акустическим затуханием в среде и поперечными размерами приемников. Проанализирована зависимость ОА изображения филамента от его положения и геометрических параметров антенны. Предложен и реализован способ определения положения филамента и оценки диаметра плазменного канала.
3. С помощью разработанного ПО обработаны данные уникальных экспериментальных исследований, проведенных группами А.Б. Савельева-Трофимова и Ф.В. Потемкина. Показано, что точность измерения положения и диаметра плазменного канала филамента в воде составляет ~ 10 мкм.

Глава 3. Экспериментальная комбинированная ОА и ЛУ томография реального времени

§3.1 Обзор литературы

Современный уровень развития технологий (цифровых вычислительных технологий, технологий производства малогабаритных электронных компонентов и малогабаритных лазеров и т.д.) открыл путь для таких исследований в области прикладной физики, которые сопряжены с обработкой значительных объемов расчетно-экспериментальной информации. Компания National Instruments, являющаяся одной из ведущих компаний в области разработки и изготовления аппаратного и программного обеспечения для систем измерения, управления и автоматизации, в 2012 году даже ввела термин «Big Analog Data», чтобы подчеркнуть экспоненциальный рост объема данных и необходимость его автоматизированной обработки. Следует подчеркнуть, что десятки, сотни или даже тысячи сложных вычислений качественно отличаются от массовой обработки информации на ЭВМ. Решение сложных задач на ЭВМ связано не с вычислениями, а с оперированием различными алгоритмами и структурами данных, в результате которого должны получиться правильные численные (или другие) оценки.

Если раньше в области ОА и ЛУ томографии основной упор делался на исследования в области создания новых типов антенн [4] или развитие методов визуализации внутренних структур исследуемых объектов [3], то современные исследования в области прикладной ОА и ЛУ томографии должны быть направлены на создание и внедрение в практику компактных томографических систем, позволяющих работать в режиме реального времени. Для решения таких задач необходима разработка универсальной расчетно-экспериментальной техники, использующей новейшие достижения в области цифровых технологий и позволяющей эффективно проводить массовые экспериментальные исследования. В рамках настоящей работы была разработана экспериментальная установка для серийных исследований в области ОА и ЛУ томографии с возможностью проведения исследований в режиме реального времени. Демонстрация возможностей созданного оборудования проведена на задаче диагностики положения иглы в модели кровеносного сосуда.

Модифицированная В.П. Зарубиным версия установки была использована для исследований в области ЛУ профилометрии твердых тел вращения и ЛУ томографии твердых тел из пластика и композитных материалов [5–8].

Анализируя возможность развития результатов, приведенных в работах [4, 98, 161–164], в направлении создания компактных томографических установок реального времени, следует подчеркнуть, что это невозможно без представительных автоматизированных и хорошо воспроизводимых экспериментов. Это делает актуальным создание автоматизированных экспериментальных установок, оснащенных системами трехмерного позиционирования. Кроме того, такие установки необходимы для калибровки антенн и в ряде других важных задач. Поэтому в настоящее время любые экспериментальные исследования в этой области и построение multifunctional экспериментальных установок имеют большое значение как для развития теоретических моделей, так и для конструирования надежных комбинированных ОА и ЛУ томографов.

3.1.1 Обзор экспериментальных комбинированных ОА и ЛУ томографов

ОА томография в биомедицине характеризуется высокой контрастностью получаемых изображений. В настоящее время в области ОА томографии активно развиваются 2D и 3D системы, которые потенциально могут быть использованы в клинической практике для диагностики рака груди [165, 166], а также мультиспектральные системы, использующие несколько длин волн и работающая в режиме реального времени [102].

В данном разделе будут рассмотрены экспериментальные методы комбинированной ОА и ЛУ диагностики и их применения в биомедицине. Под «комбинированной ОА и ЛУ диагностикой» будет пониматься такая диагностика, в которой ОА и ЛУ сигналы регистрируются одним и тем же набором приемников. Когда ОА и ЛУ томографические системы используют один и тот же массив ультразвуковых приемников, появляется возможность объединить два метода в рамках одного прибора и строить ОА и ЛУ изображения в одной и той же системе координат. Это позволяет наложить в пространстве получаемые изображения. Комбинированное использование ОА и ЛУ методов диагностики в рамках одной томографической системы позволяет получать изображения с высокой контрастностью и высоким пространственным разрешением.

Совмещение ОА томографии и ЛУ томографии скорости звука

Метод лазерно-ультразвукового измерения скорости звука нашел широкое применение в материаловедении благодаря его высокой точности. Знание скорости звука позволяет определить локальные модули упругости, пористость или остаточные напряжения. В зависимости от состава и морфологии биологической ткани скорость звука

может варьироваться от 1350 м/с до 1700 м/с [30]. Неучтенные вариации скорости звука могут ухудшить качество ОА изображений. Малая длительность и аperiodическая временная форма зондирующего ЛУ импульса позволяют проводить точные измерения распределения скорости звука в теневом режиме [1] и использовать восстановленную карту скорости звука для коррекции ОА изображений.

В приближении геометрической акустики полное время пролета зондирующего импульса вдоль луча равно:

$$\mathcal{T} = \int_{l(\mathbf{r})} \frac{dl}{c(\mathbf{r})} \quad (3.1)$$

где $c(\mathbf{r})$ – локальная скорость звука, а $l(\mathbf{r})$ длина луча. В общем случае, $l(\mathbf{r})$ зависит от $c(\mathbf{r})$ и задача нелинейная. Однако если вариации скорости звука малы, задача может быть линеаризована. Если $\mathcal{T}_0$ – время пролета, а $l(\mathbf{r}_0)$ – прямолинейный луч в акустически однородной среде со скоростью звука c_0 , то

$$\mathcal{T} = \mathcal{T}_0 + \delta\mathcal{T} \approx \mathcal{T}_0 + \int_{l(\mathbf{r}_0)} \left(\frac{1}{c(\mathbf{r})} - \frac{1}{c_0} \right) dl \quad (3.2)$$

Поскольку контур, по которому производится интегрирования, теперь является прямой линией, полученная задача – классическая задача Радона для рентгеновской томографии.

В работах [30, 167–169] углеродное волокно или волос из хвоста лошади помещались на пути лазерного пучка и играли роль ОА генераторов, а массив пьезоэлементов играл роль приемников (см. Рис. 3.1). В такой конфигурации, регистрируемые при томографии скорости звука акустические лучи расходились «веером» (fan-beam). Авторы называли такие ОА генераторы, игравшие роль точечных ОА источников в плоскости изображения, «пассивными элементами» (passive element). Лазерный пучок проходил сквозь сетку из пассивных элементов диаметром 250 мкм каждый, часть световой энергии, не поглощенная в генераторах, использовалась для освещения объекта в режиме ОА томографии. Для получения грубой оценки времен пролета использовалась кросскорреляционная функция импульсов, прошедших сквозь исследуемый объект, с импульсами, полученными без объекта (пустой томограф). В работе [167] использовалась разность фаз $\delta\psi$ на заданной частоте f для получения более точной оценки времен пролета $\delta\mathcal{T} = \delta\psi/(2\pi f)$, поскольку акустическое затухание и дисперсия могут исказить временную форму ультразвукового импульса.

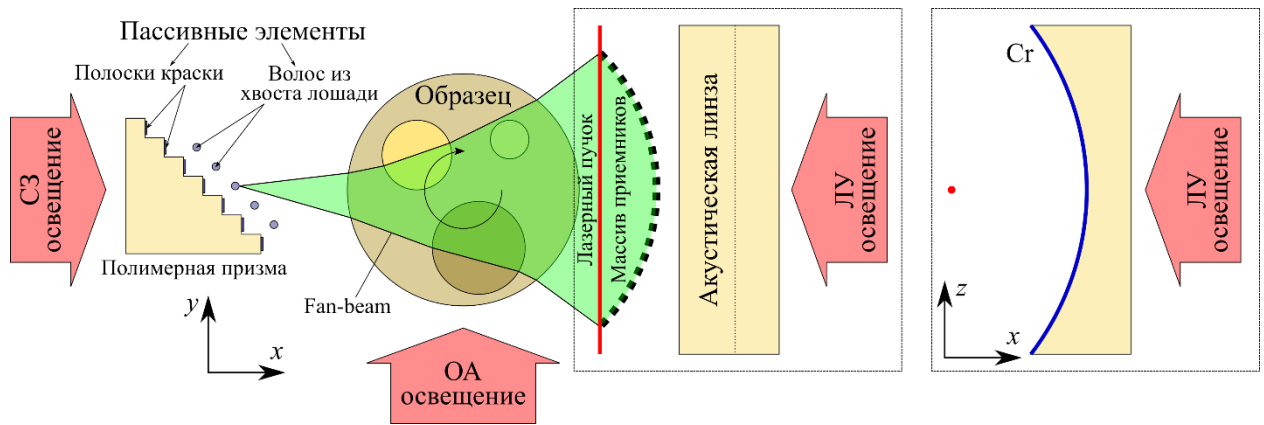


Рис. 3.1. Совмещенная принципиальная схема предложенных в различных работах комбинированных ОА и ЛУ систем с «пассивными элементами» для получения ОА изображений, карт скорости звука (СЗ) и ЛУ изображений.

Позднее [168] экспериментальная установка была модифицирована для получения ОА изображений, совмещенных с картами скорости звука и акустического затухания. Для оценки времени пролета использовался итеративный метод Гаусса-Ньютона для нелинейной задачи оптимизации: $[T, A] = \arg_{[T, A]} \min \|p(t) - Ah(t + \tau)\|^2$, где $p(t)$ – зарегистрированный сигнал давления, $h(t)$ – сигнал от ОА генератора. Карты акустического затухания были получены с помощью решения оптимизационной задачи, в которой учитывались дисперсия и зависимость затухания от частоты. Позднее [169] для ускорения сбора информации в один и тот же лазерный пучок были введены девять пассивных элементов так, чтобы ЛУ сигналы от них не накладывались друг на друга. Хотя на фантомах время измерения было уменьшено в 8 раз, качество изображений несколько ухудшилось по сравнению с одиночным пассивным элементом. Наконец, в работе [30] авторы использовали итеративный алгоритм, использовавший уравнение эйконала $|\nabla T|^2 = c^{-2}$, где ∇T – градиент волнового фронта, – и для получения карт скорости звука, и для построения ОА изображений. Для вычисления времени пролета с учетом искривления лучей в соответствии с законом Снеллиуса использовался модифицированный алгоритм «fast marching». В работе представлены ОА изображения и карты скорости звука мышиной почки в агаре, однако карты скорости звука не детализируют внутреннюю структуру органа.

В работе другой группы [170] также использовался набор пассивных элементов (двадцать полос шириной 1 мм, сделанных черной акриловой краской на прозрачной полимерной призме ступенчатой формы) для получения карт скорости звука без учета искривления лучей. Авторы использовали интерферометр Маха-Цандера в качестве приемника. Волны давления, пересекавшие лазерный пучок сканирующего плеча

интерферометра, вызывали изменение оптического показателя преломления воды (акустооптический эффект) и, соответственно, изменение оптической длины плеча, которое детектировал интерферометр. Позднее [171] в экспериментальную установку был добавлена ЛУ томография в теневом режиме (см. Рис. 3.1), которую авторы реализовали ранее [98, 172] без построения карт скорости звука.

Рассмотренные выше установки предназначены для регистрации сигналов от одного 2D среза образца в плоскости xu с помощью вращения образца вокруг оси z . Для получения 3D изображений образец перемещали в направлении оси z , и для каждого положения на оси z повторяли процедуру снятия 2D изображения в плоскости xu . В работе [161] представлена комбинированная система для получения 3D ОА изображений и карт скорости звука с помощью всего одного вращения образца. Для этого круговой массив из 64 пьезокомпозитных преобразователей с апертурой в 150° был расположен вертикально (в плоскости xz), а набор пассивных элементов был расположен диагонально (в плоскости $y = z$) на прямой линии. Выводы 33 оптических волокон диаметром 600 мкм были направлены на полимерную пленку, покрытую черной акриловой краской. Для каждого углового положения объекта вывод оптоволокон, подключенного к лазеру, последовательно совмещался с вводом каждого из 33 волокон с помощью моторизованного транслятора и специальной оптической системы с линзой. Полный цикл сканирования занимал 1.5 часа. Карты скорости звука строились без учета искривления лучей. Представлены 3D ОА изображения мыши *in vivo* для различных длин волн лазерного излучения, а также 3D карты скоростей звука и ОА изображения фантомов.

Комбинированная ОА и ЛУ томография в эхо-режиме

ОА томография может быть совмещена с традиционной эхо-импульсной ультразвуковой диагностикой (см., например, [173–182]). ОА изображения обладают высоким контрастом и могут предоставить спектроскопическую информацию, тогда как ультразвуковые В-сканы могут предоставить морфологическую информацию о биотканях и биоструктурах. Некоторые комбинированные системы доступны для коммерческого использования (например, Fujifilm VisualSonics Vevo LAZR или Seno Medical Instruments Imagio).

Использование ЛУ томографии, в которой лазерный импульс поглощается в специальном ОА генераторе и возбуждает зондирующий ультразвуковой импульс, в эхо-режиме вместо традиционной ультразвуковой диагностики может иметь преимущества.

Во-первых, ЛУ импульс может быть более коротким и широкополосным, чем УЗ импульс. Малая длительность зондирующего ультразвукового импульса позволяет обеспечить высокое пространственное разрешение, которое может быть значительно выше, чем в традиционной ультразвуковой томографии. Во-вторых, ультразвуковые датчики могут быть оптимизированы, чтобы обеспечивать только регистрацию ультразвука в широкой полосе частот, поскольку их не требуется использовать для генерации. В-третьих, диаграмма направленности ЛУ импульса гладкая и лишена боковых лепестков. Наконец, для генерации зондирующего ЛУ импульса может использоваться тот же лазерный импульс, что и для освещения объекта в ОА томографии.

Впервые антенна, совмещающая ОА томографию и эхо-импульсную ЛУ томографию, была создана в работе В.А. Симоновой и соавторов [4]. Данная антенна используется и универсальной экспериментальной установке, описанной далее в настоящей работе.

В работе [171] авторы дополнили разработанную ранее систему для комбинированной ОА и ЛУ томографии [98, 172] томографией скорости звука. Один и тот же лазерный импульс используется для освещения объекта в ОА томографии, ОА генератора – в ЛУ томографии, и пассивных элементов – в ЛУ томографии скорости звука. Для приема используется интерферометр Маха-Цандера. ОА отклик образца, зондирующий ЛУ импульс, рассеянные образцом ЛУ сигналы и сигналы от пассивных элементов, прошедшие сквозь образец, приходят с разными временными задержками, что позволяет их различить. Формирование плоскости изображения обеспечивается фокусировкой с помощью вогнутой акустической линзы, покрытой слоем хрома толщиной 100 мкм, который используется как ОА генератор в ЛУ томографии. Пространственное разрешение установки ограничивается шириной лазерного пучка интерферометра (~35 мкм). Представлены комбинированные ОА и ЛУ изображения рыбки данио-рерио, зафиксированной в желатине, а также ОА и ЛУ изображения фантомов, совмещенные с картами скорости звука.

В работе [183] представлена компактная система для комбинированной 3D ОА и ЛУ томографии, основанная на антенне [184], которая содержала 256 пьезокомпозитных приемников размером 3×3 мм и имела форму сферического сегмента с апертурой 90°. Радиус кривизны антенны составлял 40 мм. На оси симметрии антенны был размещен пучок оптических волокон для освещения объекта исследования. На этой же оси симметрии на расстоянии ~1.5 мм от фокуса антенны напротив торца пучка волокон была

зафиксирована в агаре углеродная микросфера диаметром ~400 мкм, игравшая роль ОА генератора. Таким образом, микросфера не полностью блокировала освещение образца, поэтому и ОА генератор, и микросфера освещались одновременно. Алгоритм обратных проекций был ускорен на графическом процессоре для построения 10 объемных комбинированных ОА и ЛУ изображений в секунду. Отмечалось, что ширина спектра генерируемых ОА импульсов сильно превышала ширину полосы регистрации приемников, и применялся полосовой фильтр, пропускавший частоты от 2 МГц до 4 МГц. Авторы представили комбинированные ОА и ЛУ изображения пальца человека. Достигнутое разрешение в ЛУ томографии составило ~500 мкм из-за большого размера микросферы, тогда как при использовании микросфер меньшего диаметра контраст ЛУ изображений оказывался недостаточным. Впоследствии [185] авторы представили полусферический массив, состоявший из 510 широкополосных пьезокомпонитных приемников диаметром 1 мм, с радиусом кривизны 15 мм. Система позволяла получать 100 объемных ОА изображений в секунду, режим ЛУ томографии не был реализован.

Также следует отметить полностью бесконтактные ОА и ЛУ томографы, представленные в работах [186–188]. Зондирующий ЛУ импульс может быть сгенерирован как в подповерхностном слое биоткани [186], так и в специальной поглощающей пленке, прикрепленной к поверхности биоткани [187, 188].

3.1.2 Обзор ультразвуковых методов диагностики положения медицинской иглы в биоткани

В медицинской практике широко распространены операции, связанные с введением иглы с биологические ткани [189], в частности в кровеносные сосуды [190]. Данные медицинские манипуляции зачастую сопряжены с рядом сложностей: сосуды имеют глубокое залегание и плохо пальпируются, игла не с первого раза вводится в выбранный сосуд, выбранный сосуд оказывается слишком тонким для данной иглы и т.д. При введении иглы возможно повреждение обеих стенок сосуда (т.е. сквозной прокол сосуда). Таким образом, при использовании традиционных технологий внутривенных вливаний может наблюдаться значительное количество побочных эффектов, которые впоследствии необходимо лечить. В этой связи актуальна разработка устройства, позволяющего диагностировать положение сосудов, заранее подбирать удобные по форме сосуды для внутривенных манипуляций. Это позволит не только снизить травматизм и облегчить работу медицинского персонала, но и создаст необходимые предпосылки для развития новых медицинских методов.

Следует отметить, что российские исследования в области ОА и ЛУ томографии реального времени несколько отстают от зарубежных. Однако из зарубежных публикаций, представляемых широкой научной общественности, далеко не всегда можно понять и воспроизвести те технологии, которые позволили достигнуть реального продвижения вперед. В реальности мы видим статьи с достаточно подробным описанием тех или иных достижений и достаточно поверхностное описание применяемых технологий и расчетно-аппаратных средств. Так в зарубежных работах ранее исследовалась возможность контроля введения иглы (или катетера) в биологические объекты в режиме реального времени. Эти исследования проводились с помощью традиционного ультразвука [189, 191]. Также для повышения точности локализации кончика катетера (или иглы) его кончик предлагалось делать акустически активным [192] или встраивать приемник ультразвука в иглу [193]. В работе [190] особо отмечено, что для пациентов с осложненным доступом к периферическим венам рекомендуется проводить операции по введению иглы в кровеносные сосуды с использованием ультразвукового контроля в режиме реального времени. Также в литературе уделяется большое внимание ультразвуковым и оптическим методам диагностики положения сосудов [194, 195].

В комбинированных «ОА + УЗ» системах, предложенных для контроля положения иглы в работах [196, 197], игла выступала в качестве цилиндрического ОА источника. ОА изображение показывало положение иглы относительно массива приемников и введенный светопоглощающий агент, в то время, как УЗ изображение показывало внутреннюю структуру ткани. В этом случае ОА томография позволила увеличить контрастность УЗ изображений иглы, а также удвоить допустимый угол ввода θ между иглой и линейным массивом приемников. Если для контроля положения иглы используется только ультразвук в эхо-режиме, то игла действует как отражатель, так как акустический импеданс материала иглы на порядок выше акустического импеданса окружающей ткани. Однако угол между фронтом акустической волны, отраженной от иглы, и линейным массивом приемников равен 2θ . Если использовать ОА томографию, то акустическая волна, генерируемая иглой, распространяется по нормали к игле, поэтому угол между фронтом ОА импульса и массивом приемников равен θ . Если угол падения превышает угловой размер главного лепестка диаграммы направленности пьезоэлектрического датчика, то игла становится «невидимой». Другими словами, удвоение допустимого угла ввода иглы происходит, поскольку угловая апертура антенны, необходимая для регистрации отраженного зондирующего импульса, должна быть в два раза больше, чем

угловая апертура, необходимая для регистрации ОА импульса. В то время как в [197] достигнутая частота смены кадров (10 Гц) была ограничена частотой повторения импульсов мощного лазера, в [196] авторы использовали лазер с высокой частотой повторения (~ 1 кГц) с относительно низкой энергией импульса (~ 2 мДж) и интегрировали его в клинический ультразвуковой сканер реального времени. Узкий лазерный пучок сканировал область визуализации с помощью зеркала на гальво-приводе, и линейного 256-элементного массива приемников. Достигнутая частота смены кадров составила 30 кадров размером 2.8×2.8 см в секунду.

В работах [198–200] предложено разместить ОА генератор и ультразвуковой приемник на кончике иглы. В работе [199] внутри иглы проходило три оптических волокна. На торце первого волокна авторы изготовили резонатор Фабри-Перо (два диэлектрических зеркальных покрытия, пространство между которыми заполнено эпоксидной смолой). На торце второго волокна было изготовлено композитное покрытие (полидиметилсилоксан с многослойными углеродными нанотрубками). Третье волокно не использовалось в [199], но использовалось в [198] для освещения ткани и получения ОА отклика. В [198] также было реализовано отслеживание положения кончика иглы с точностью около 1 мм. Линейный массив ультразвуковых преобразователей на поверхности ткани генерировал акустические импульсы, которые регистрировались резонатором Фабри-Перо на кончике иглы. Поскольку ОА генератор и приемник находились очень близко друг к другу (на одном кончике иглы), одной из основных сложностей были паразитные сигналы от ОА генератора. В работе [200] внутрь металлической иглы была помещена металлическая перегородка между двумя волокнами, чтобы акустически изолировать приемник от ОА генератора.

В настоящей работе описывается универсальный программно-аппаратный комплекс для расчетно-экспериментальных исследований в области комбинированной ОА и ЛУ томографии с возможностью проведения исследований в режиме реального времени. Приведены результаты его апробации на задаче диагностики введения иглы в модель кровеносного сосуда. Из приведенных данных следует, что в ОА режиме, где лазерное излучение поглощается непосредственно в исследуемом объекте, отчетливо различимо содержимое модели сосуда. В ЛУ режиме, где регистрируется рассеянный объектом короткий зондирующий ультразвуковой импульс, отчетливо видна игла. Разработанная система, совмещающая ОА и ЛУ методы благодаря общей приемной системе, позволила диагностировать положение игл диаметрами 0.63 мм и 0.7 мм внутри моделей

кровеносных сосудов диаметрами 1.6 мм и 2.4 мм в режиме реального времени. Частота смены кадров – 10 Гц – ограничивалась частотой следования лазерных импульсов. Высокое продольное пространственное разрешение системы – 0.1 мм – позволяет различить обе стенки модели сосуда и положение иглы в нем, что может помочь предотвратить сквозной прокол сосуда, который часто случается в медицинской практике.

§3.2 Многофункциональная автоматизированная экспериментальная установка для комбинированной ОА и ЛУ томографии реального времени

Принципиальная схема построенной многофункциональной автоматизированной экспериментальной установки для комбинированной ОА и ЛУ томографии реального времени приведена на Рис. 3.2. Во врезке приведена подробная схема приемной антенны. На Рис. 3.3 показана фотография экспериментальной установки.

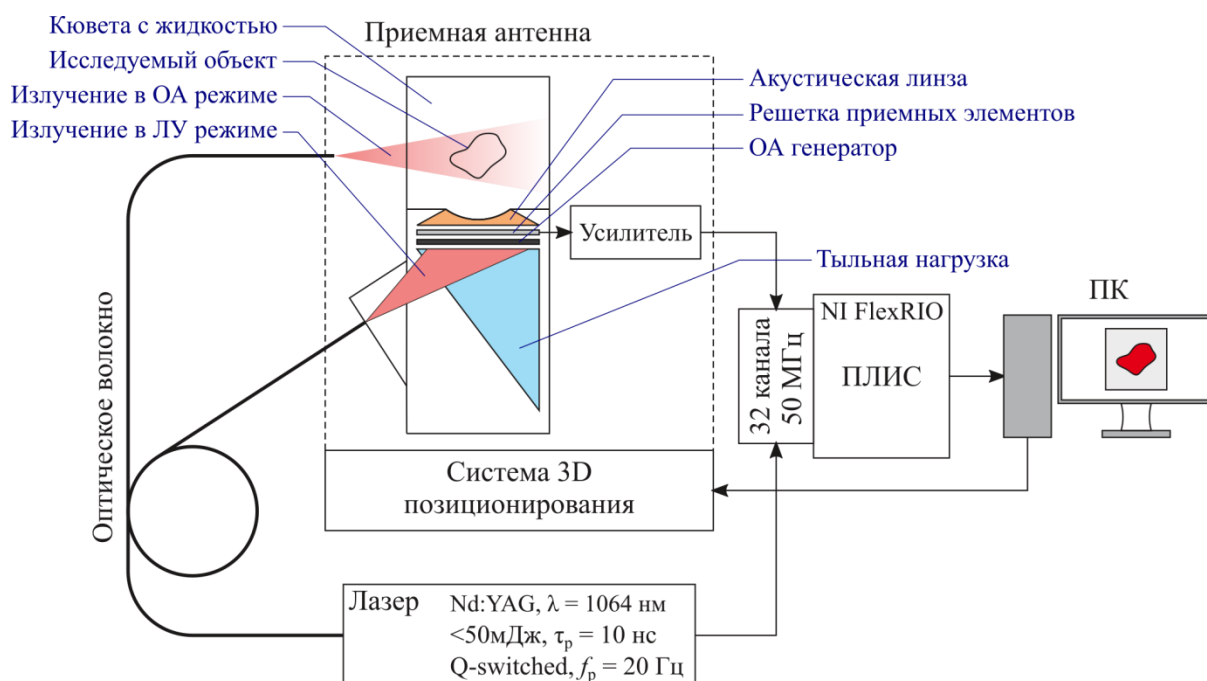


Рис. 3.2. Схема многоканальной системы для комбинированной ОА и ЛУ томографии.

В качестве источника лазерного излучения используется Nd:YAG лазер с модуляцией добротности (Quantel Ultra): $\lambda = 1064 \text{ нм}$, частота следования импульсов – до 20 Гц, энергия в импульсе – до 50 мДж, длительность импульса $\sim 10 \text{ нс}$. Лазерное излучение по оптическому волокну (диаметр сердцевины – 1 мм) поступает непосредственно на исследуемый объект (в ОА режиме) или на ОА генератор, расположенный в приемной антенне (в ЛУ режиме).

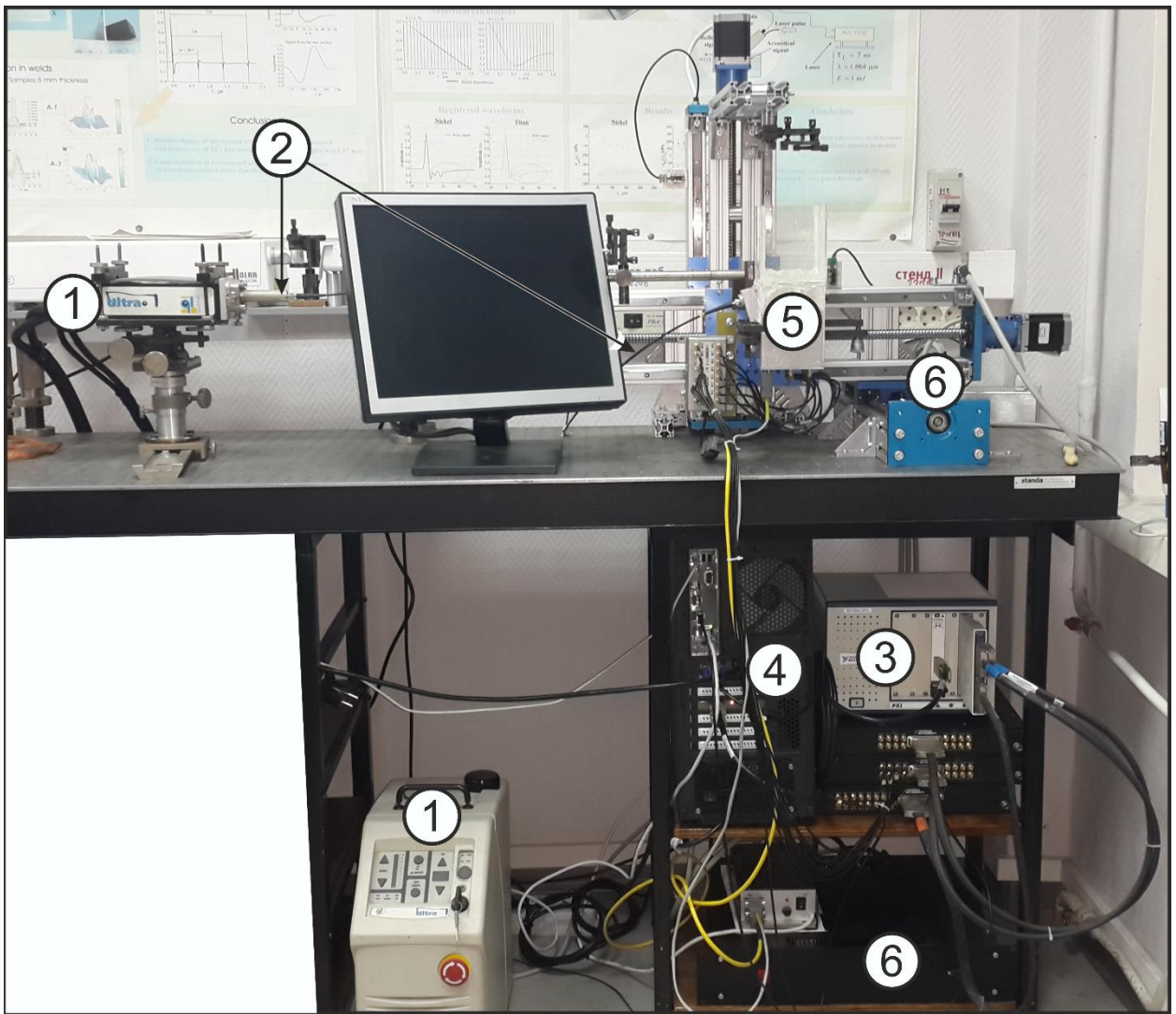


Рис. 3.3. Фотография экспериментальной установки: 1 – лазер с блоком питания; 2 – оптоволоконная система доставки лазерного излучения в ЛУ режиме; 3 – высокоскоростная система сбора и обработки экспериментальных данных; 4 – ПК; 5 – комбинированная многоэлементная антенна с кюветой для образцов; 6 – система трехмерного позиционирования.

В ОА режиме в результате поглощения лазерного излучения происходит нагрев и неоднородное нестационарное расширение исследуемого объекта, что приводит к формированию акустических импульсов. Они проходят через цилиндрическую акустическую фокусирующую линзу из плексигласа и регистрируются плоской решеткой из 16 пьезоэлектрических приемных элементов из ПВДФ с полосой приема 1.6–9 МГц. Благодаря широкой полосе приема достигается высокое продольное (по глубине) разрешение: $\Delta x \approx 0.1$ мм. Акустическая линза обеспечивает формирование плоскости изображения толщиной $\Delta y \approx 0.4$ мм.

Как и в Главе 1, экспериментальное и теоретическое пространственные разрешения (Δx , Δy и Δz) определяются как полные ширины функции передачи точки на полувысоте

вдоль соответствующей оси. Теоретическое продольное разрешение $\Delta x \approx 0.1$ мм определяется, в основном, шириной полосы системы и скоростью звука в среде. Теоретическое поперечное разрешение $\Delta z \approx 1$ мм определяется шириной отдельного приемника антенны в направлении оси z .

В ЛУ режиме лазерное излучение поглощается в ОА генераторе, где происходит формирование широкополосного акустического зондирующего импульса. ОА генератор представляет собой плоскопараллельную пластину, выполненную из полимерного материала, хорошо поглощающего лазерное излучение, имеющего высокое значение коэффициента теплового расширения и согласованного по акустическому импедансу с материалом звукопровода. Акустический импульс от ОА генератора проходит через акустическую линзу, отражается и рассеивается на искомым акустических неоднородностей исследуемого объекта и, пройдя обратно через линзу, регистрируется решеткой приемных элементов.

Аналоговые электрические сигналы с приемных элементов поступают через усилитель в скоростную многоканальную систему сбора и обработки экспериментальных данных на основе архитектуры NI FlexRIO (Рис. 3.4). Она состоит из трех основных компонентов: 1) адаптерного модуля NI 5752, который имеет 32 аналоговых входа, 16 цифровых выходов и 2 цифровых входа; 2) модуля NI PXIe-7962R, оснащенного ПЛИС Xilinx Virtex-5 SX50T; 3) реконфигурируемой PXI-системы NI PXIe-1071. Система обеспечивает оцифровку, запоминание, усреднение и передачу цифровых сигналов по скоростной линии связи (PCIe) в ПК (Intel Core i7-4770 CPU @ 3.40 GHz) в режиме реального времени. Программно-аппаратный комплекс поддерживает использование лазеров с частотой повторения импульсов до 1 кГц.

Аналоговые сигналы от пьезоприемников и сигнал запуска от лазера поступают в модуль адаптера. Разработанная система поддерживает одновременный прием и обработку 32 каналов. В модуле адаптера сигналы пьезоприемников оцифровываются с частотой 50 МГц и отправляются в ПЛИС. На ПЛИС производится выборка, временное хранение, усреднение и передача регистрируемых сигналов на ПК. ПЛИС по сигналу запуска от лазера принимает и сохраняет кадр, содержащий 4096 отсчетов с 32 каналов, усредняет кадры и передает их на ПК с использованием механизма прямого доступа к памяти (ПДП). Передача всех кадров осуществляется за 0.8 мс. С ПК при помощи команд, пересылаемых посредством механизма ПДП, осуществляется управление параметрами сбора и обработки данных.

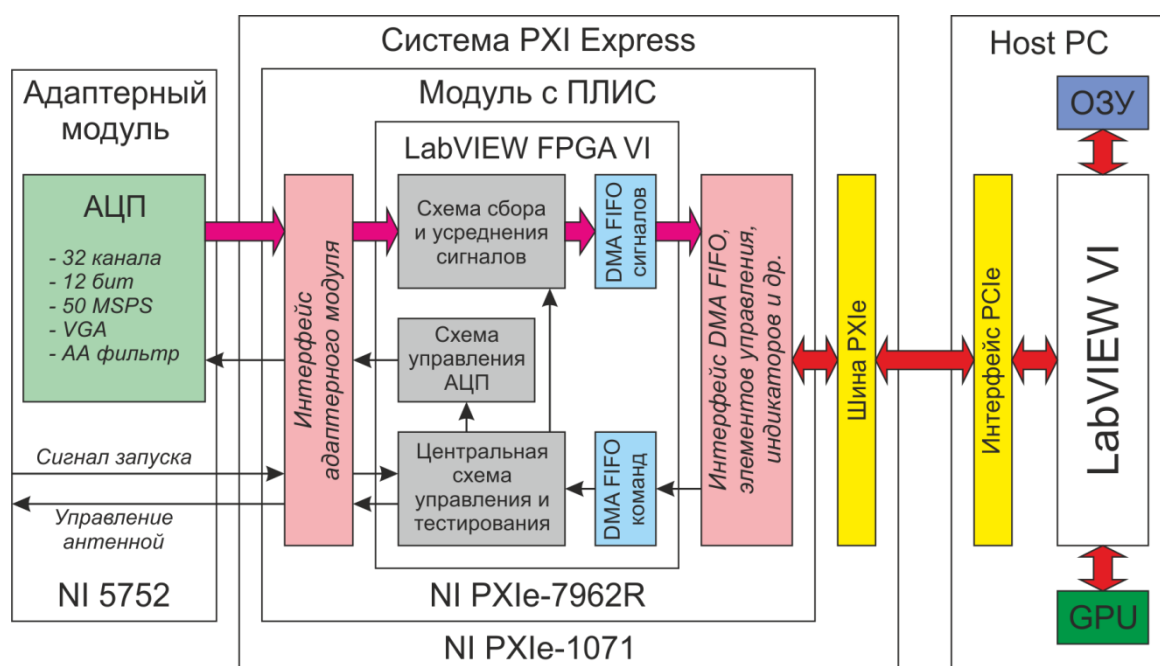


Рис. 3.4. Блок-схема скоростной системы сбора и обработки экспериментальных данных.

На ПК в режиме реального времени производится фильтрация сигналов в диапазоне 0.1–10 МГц и построение изображения в ОА и ЛУ режимах с помощью алгоритма обратных проекций. Фильтрация и построение изображений может производиться как на центральном процессоре, так и на графическом ускорителе (NVIDIA GeForce GTX 770) с помощью технологии NVIDIA CUDA.

Для получения высококачественных изображений необходимо устройство для точного позиционирования исследуемого объекта относительно приемной антенны. В таком случае, возможно усреднить сигнал, подаваемый на систему визуализации, по большому числу лазерных выстрелов и увеличить отношение сигнал/шум. Однако при этом работа в режиме реального времени может стать невозможной. Также исследуемый объект может быть зафиксирован в фокальной области антенны для получения наилучшего пространственного разрешения. Поэтому установка оснащена автоматизированной системой 3D позиционирования, включающей три линейных транслятора с шаговыми двигателями и оптическими концевыми датчиками. Антенна может перемещаться в горизонтальной плоскости yz , а исследуемый объект – по вертикали вдоль оси x . Управление системой позиционирования осуществляется ПК по шине USB. Напомним, что система 3D позиционирования необходима для построения экспериментальных карт чувствительности, калибровки новых видов антенн и, в перспективе, для апробации альтернативных систем визуализации, например, обучаемых

нейросетевых систем, использующих ту или иную форму распознавания образов. Полная блок-схема программно-аппаратного комплекса показана на Рис. 3.7.

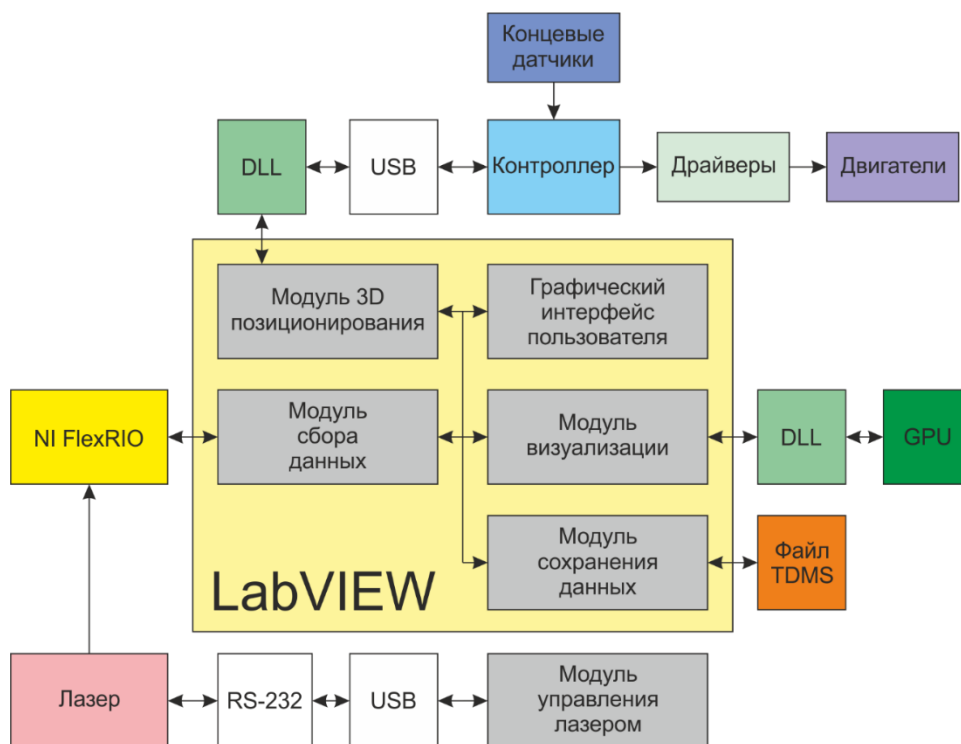


Рис. 3.5. Общая блок-схема программно-аппаратного комплекса.

Экспериментальная установка для комбинированной ОА и ЛУ томографии была апробирована и протестирована на ряде модельных объектов. Были построены функции передачи точки в ОА и ЛУ режимах. В качестве модели точечного ОА источника использовалась черная полиэтиленовая пленка толщиной 20 мкм, которая засвечивалась из оптического волокна (диаметр сердцевины – 600 мкм). В качестве модели точечного ЛУ рассеивателя был выбран торец оптического волокна с диаметром сердцевины 200 мкм. Также было построено изображение модели биологического объекта – кусочка печени размером 3 мм × 6 мм, закрепленного на конце оптического волокна с диаметром сердцевины 200 мкм. Экспериментальное продольное пространственное разрешение составило $\Delta x = 0.1$ мм, поперечное – $\Delta z = 1.1$ мм.

§3.3 Численное моделирование ОА томографии моделей кровеносных сосудов и анализ артефактов на ОА изображениях

Как правило, настройка системы и решение задачи диагностики методами комбинированной ОА и ЛУ томографии начинается с расчетных и экспериментальных исследований различных модельных объектов. Именно при исследовании модельных объектов возможно проведение серии воспроизводимых экспериментов с целью улучшения результатов диагностики и отработки алгоритмов построения изображений.

В качестве модели сосуда использовались полимерные трубки диаметрами 1.6 мм и 2.4 мм с толщиной стенок 0.2 мм и 0.25 мм соответственно. В них был залит раствор туши в соотношении 1:60 (эффективный коэффициент оптического затухания $\mu_{\text{eff}} = \sqrt{2\mu_a\mu_s(1-g)} \approx 30 \text{ см}^{-1}$, где μ_a – коэффициент оптического поглощения, μ_s – коэффициент рассеяния, g – фактор анизотропии). В соответствии с [201] данная величина коэффициента затухания соответствует крови, насыщенной кислородом на 50% ($\text{SatO}_2 = 50\%$), с гематокритом $hct = 41\%$ на длине волны $\lambda = 633 \text{ нм}$.

На Рис. 3.6 представлены результаты численного моделирования и экспериментальные ОА изображения моделей кровеносных сосудов с внутренними диаметрами 1.6 мм и 2.4 мм и толщиной стенки 0.2 мм без иглы внутри. На Рис. 3.7 представлены экспериментальные ОА и ЛУ изображения тех же моделей кровеносных сосудов. Для численного моделирования кровеносных сосудов использовалась модель дискретно-слоистого ОА источника, описанная в Главе 1. В модели использовались значения акустических параметров материалов, приведенные в Приложении 2. При проведении экспериментов использовалась система визуализации реального времени на графическом процессоре. Изображения, представленные далее, построены с помощью программного пакета MATLAB.

На изображениях приемная антенна располагалась снизу на линии с координатой $x = -40.1 \text{ мм}$. На ЛУ изображениях зондирующий импульс распространяется «снизу вверх» вдоль оси x . При построении изображения использовалась следующая процедура выбора цветовой шкалы. Так как изображение, это двумерный массив чисел, то для выбора цветовой шкалы искалось максимальное по модулю число (m). Цветовая шкала равномерно распределялась на интервале чисел $[-m, m]$. Желтый цвет соответствует значению «ноль», красный – положительным значениям, а синий – отрицательным.

Если считать, что стенки модели сосуда состоят из воды (т.е. модель акустически однородна), вычислить ОА сигналы с помощью методики, описанной в Главе 1, и построить изображение методом обратных проекций, то ОА изображение не содержит «пятен» выше $x \gtrsim 3 \text{ мм}$, которые присутствуют на экспериментальных изображениях. Если при расчете ОА сигналов учесть, что стенки модели сосуда состоят из полиэтилена (т.е. модель акустически неоднородна), то «пятна» появляются, но их положение несколько отличаются от экспериментального. Отличие в положении «пятен» можно объяснить несимметричностью реального распределения тепловыделения из-за облучения

модели сосуда только с одной стороны, тогда как в численном моделировании использовался аксиально-симметричное распределение тепловыделения. Таким образом, «пятна» возникают из-за ревербераций («переотражений») звука внутри акустически неоднородного объекта.

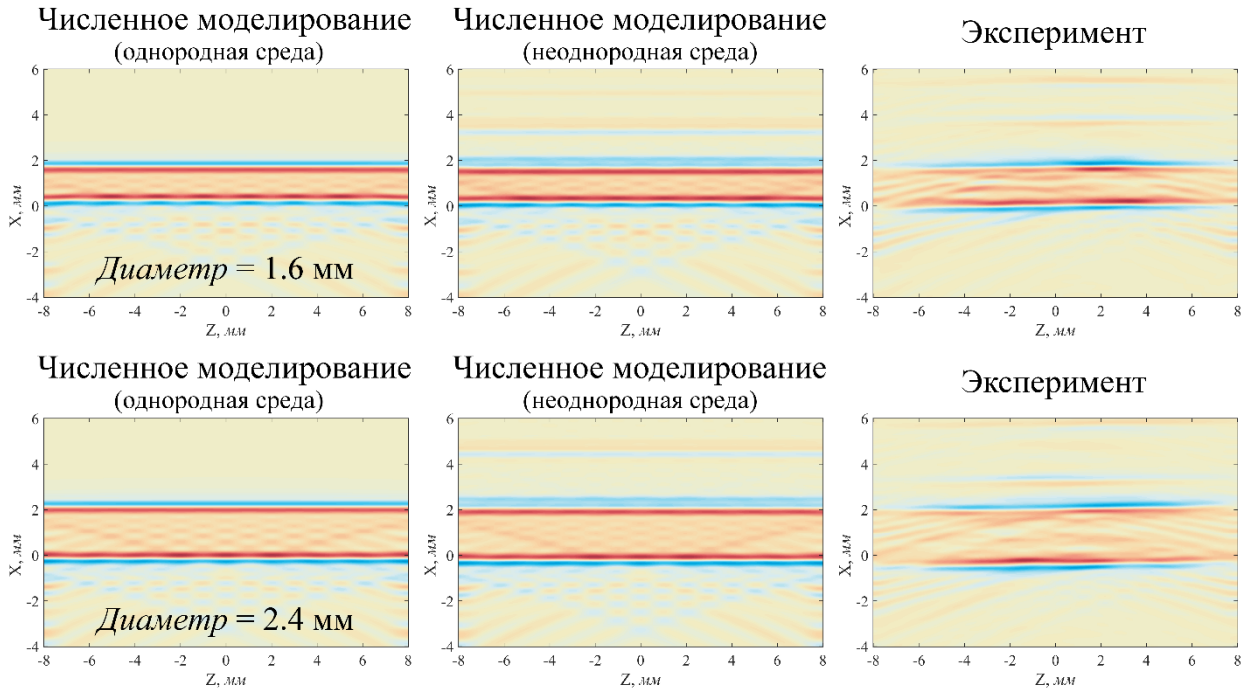


Рис. 3.6. Результаты численного моделирования (слева и по центру) и экспериментальные ОА изображения (справа) модели кровеносного сосуда: полимерной трубки с внутренним диаметром 1.6 мм (сверху) и 2.4 мм (снизу), наполненной раствором туши 1:60.

Изображения слева получены по ОА сигналам от моделей сосудов, стенки которых состоят из воды. Изображения по центру получены по ОА сигналам от моделей сосудов, стенки которых состоят из полиэтилена.

Артефакты, связанные с реверберациями звука в акустически неоднородной среде, когда при построении изображения среда считается акустически однородной, характерны не только для алгоритма обратных проекций. Например, они исследовались в работе [16], где использовался алгоритм, основанный на обращении времени. Артефакты, связанные с реверберациями зондирующего ультразвукового импульса в акустически неоднородной среде, также описаны в работе [202] в контексте традиционного УЗ исследования.

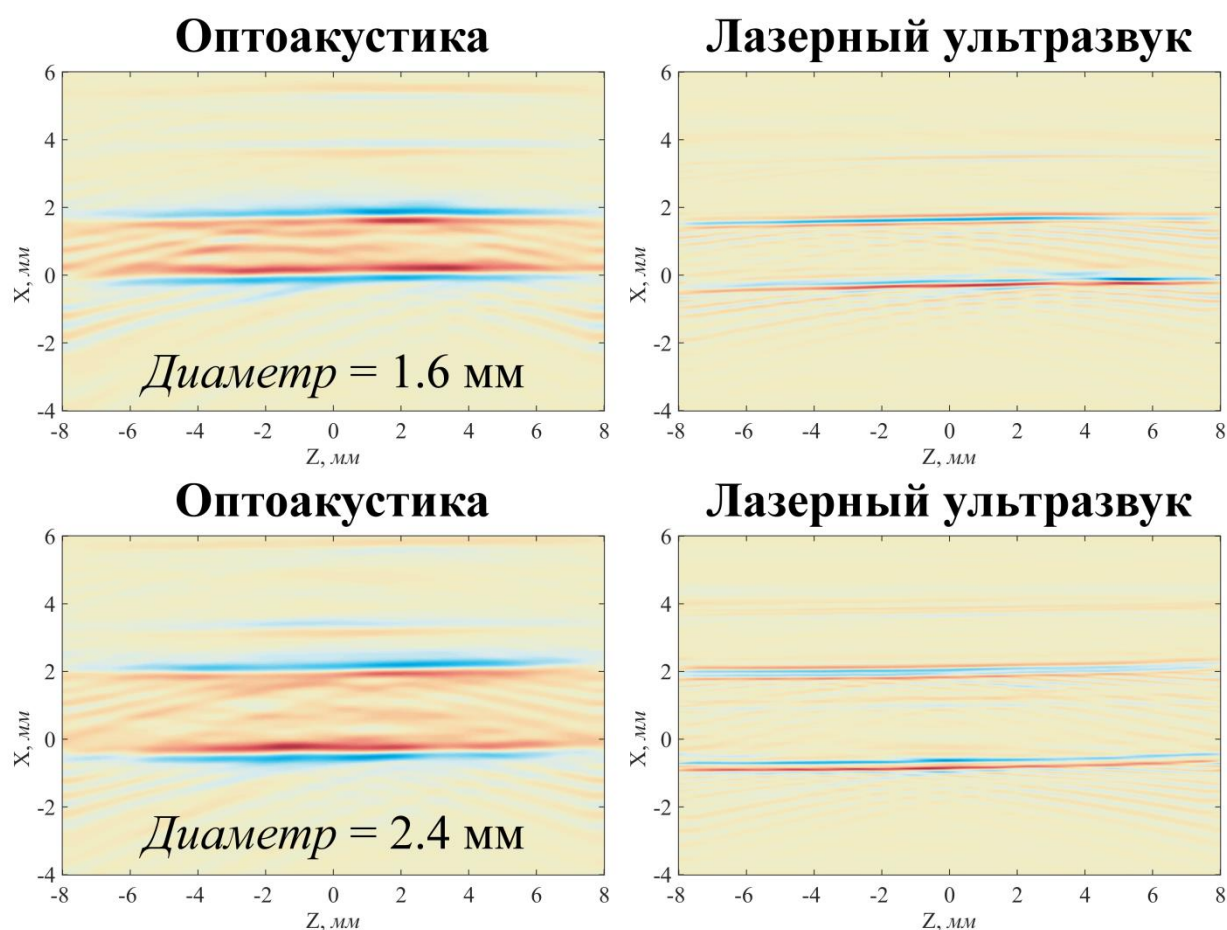


Рис. 3.7. Экспериментальное ОА (слева) и ЛУ (справа) изображения модели кровеносного сосуда: полимерной трубки с внутренним диаметром 1.6 мм (сверху) и 2.4 мм (снизу), наполненной раствором туши 1:60 ($\mu_{\text{eff}} \approx 30 \text{ см}^{-1}$).

Экспериментальные ОА изображения хорошо согласуются с результатами численного моделирования, что свидетельствует о корректности разработанной модели и правильности работы экспериментальной установки. На ЛУ изображениях различимы стенки модели кровеносного сосуда. Это создает возможность дальнейшего улучшения качества изображений, а также позволяет надеяться, что система позволит выбрать удобные для введения иглы кровеносные сосуды.

§3.4 Экспериментальная диагностика положения медицинской иглы в модели кровеносного сосуда методом комбинированной ОА и ЛУ томографии

На Рис. 3.8 представлена общая схема эксперимента. Исследуемый объект закреплялся в специальной рамке, прозрачной для оптического излучения, и помещался в кювету, наполненную иммерсионной жидкостью (дистиллированной водой). С помощью системы трехмерного позиционирования объект помещался в фокус антенны. Лазерное излучение в ОА режиме подводилось сбоку, перпендикулярно плоскости изображения.

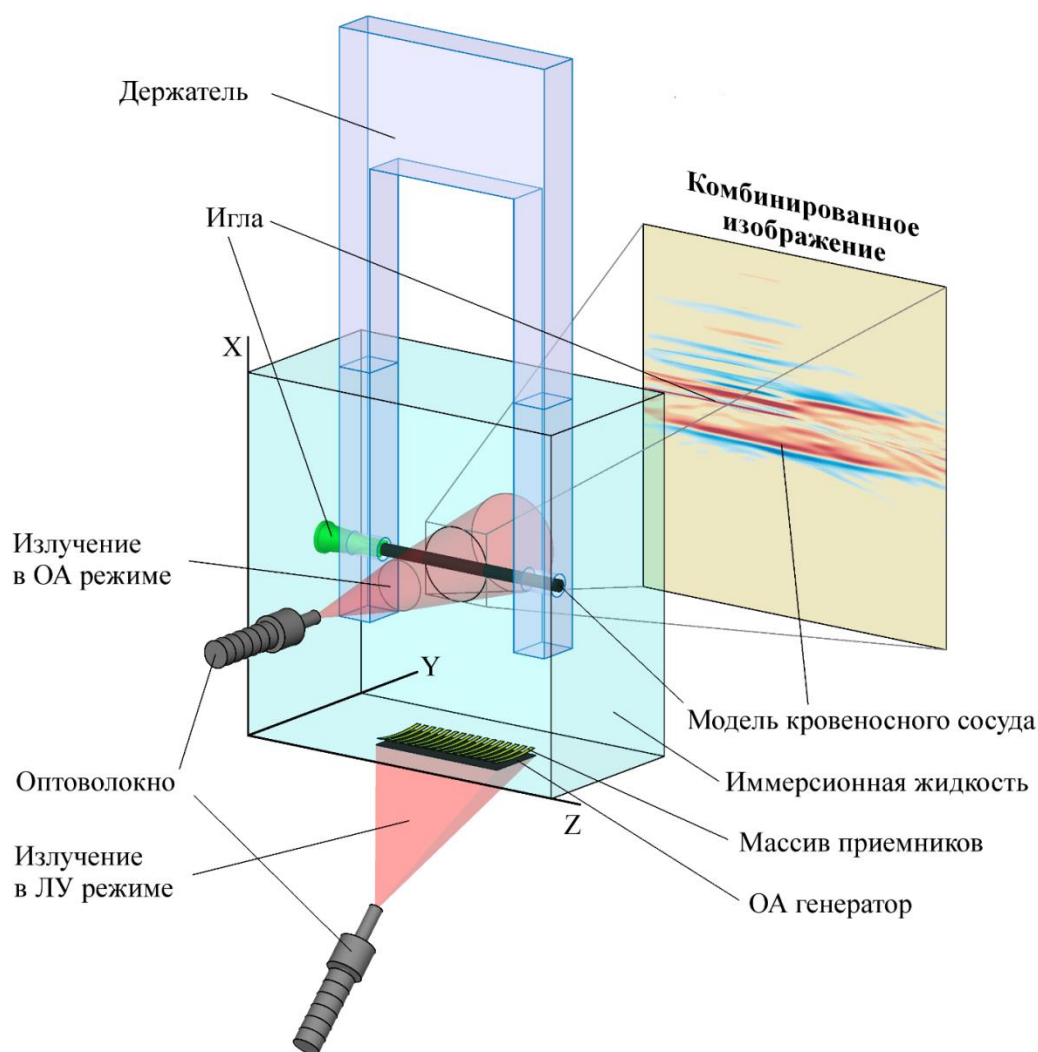


Рис. 3.8. Общая схема эксперимента.

На Рис. 3.9 приведены схема эксперимента и изображения иглы диаметром 0.7 мм внутри модели сосуда диаметром 2.4 мм, заполненной раствором туши.

На ЛУ изображениях отчетливо видны и игла, и стенки полимерной трубки. Игла видна существенно лучше, поскольку отражение ультразвука от иглы происходит более эффективно, чем от стенок полимерной трубки. Акустический импеданс иглы (стали) на порядок превосходит акустический импеданс иммерсионной жидкости (воды) и материала трубки. В этом случае, границу «вода-сталь» можно считать жесткой, отражение ультразвука происходит в фазе и коэффициент отражения близок к единице. Поэтому ближняя стенка иглы на ЛУ изображениях отображается как красная линия. Практически вся энергия ультразвукового зондирующего импульса отражается назад от поверхности иглы или рассеивается. Поэтому за ближней к антенне поверхностью иглы (на изображениях – сверху) находится область акустической тени, и за иглой не видна дальняя от антенны стенка сосуда. Поскольку зондирующий импульс является очень

широкополосным, он содержит компоненты на резонансных для иглы частотах и возбуждает в игле собственные колебания. Эти собственные колебания иглы видны на ЛУ изображениях как периодическое повторение красных и синих пятен, расстояние между которыми соответствует размеру иглы.

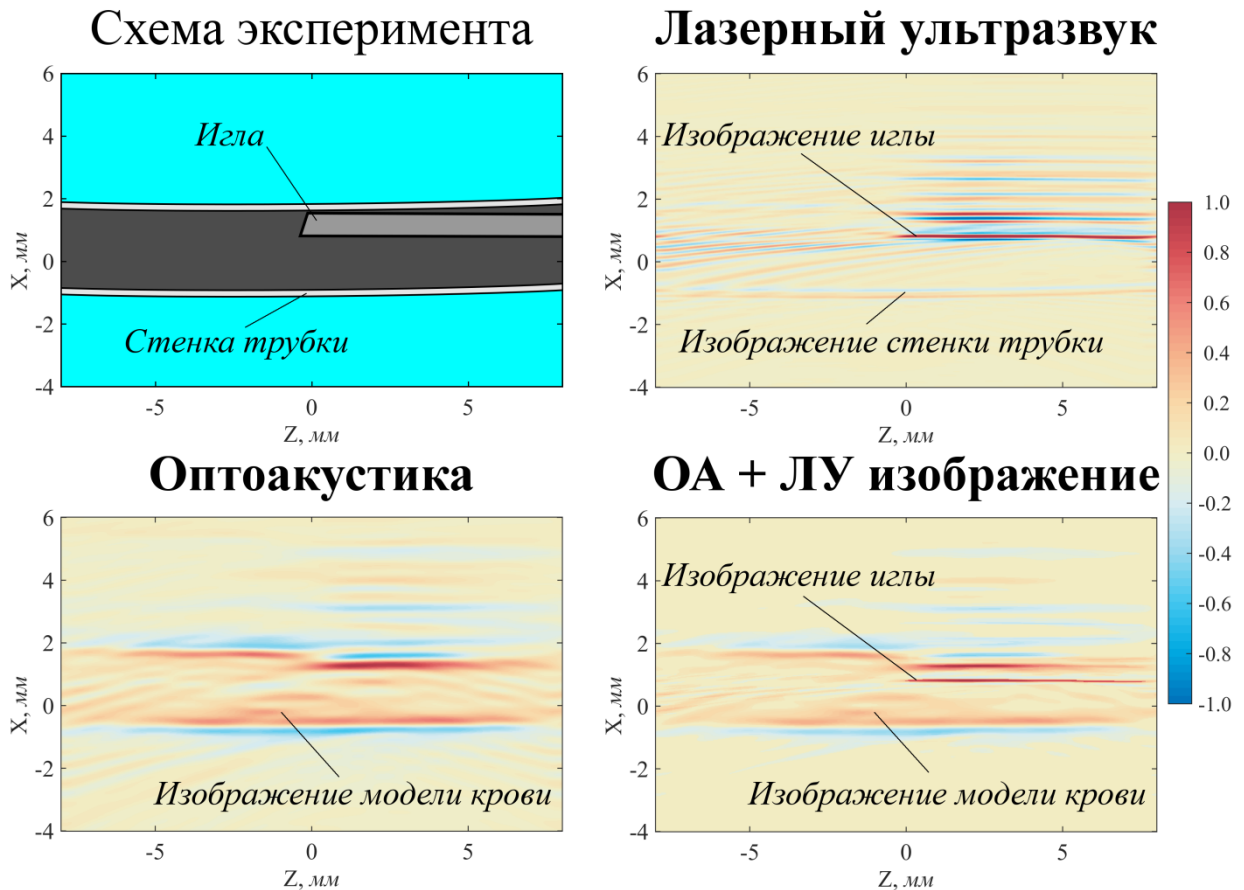


Рис. 3.9. Схема эксперимента (слева сверху), ЛУ изображение (справа сверху), ОА изображение (слева снизу) и совмещенное ЛУ и ОА изображение (справа снизу) иглы диаметром 0.7 мм внутри термоусадочной трубки диаметром 2.4 мм, наполненной раствором туши 1:60 ($\mu_{\text{eff}} \approx 30 \text{ см}^{-1}$).

На ОА изображениях также видны очертания модели сосуда, но трудно различить положение иглы внутри. Характерные реверберации на ОА изображениях свидетельствуют о том, что ОА отклик иглы сопоставим с ОА сигналов от раствора туши. Также в ОА режиме акустическая волна, сгенерированная в пристеночном слое модели сосуда, распространяется как наружу, так и вовнутрь трубки. Волна, распространяющаяся внутрь, отражается от иглы и может возбудить собственные колебания.

На Рис. 3.10 приведены экспериментальные комбинированные ОА и ЛУ изображения игл внутри моделей кровеносных сосудов с различными диаметрами и относительными положениями.

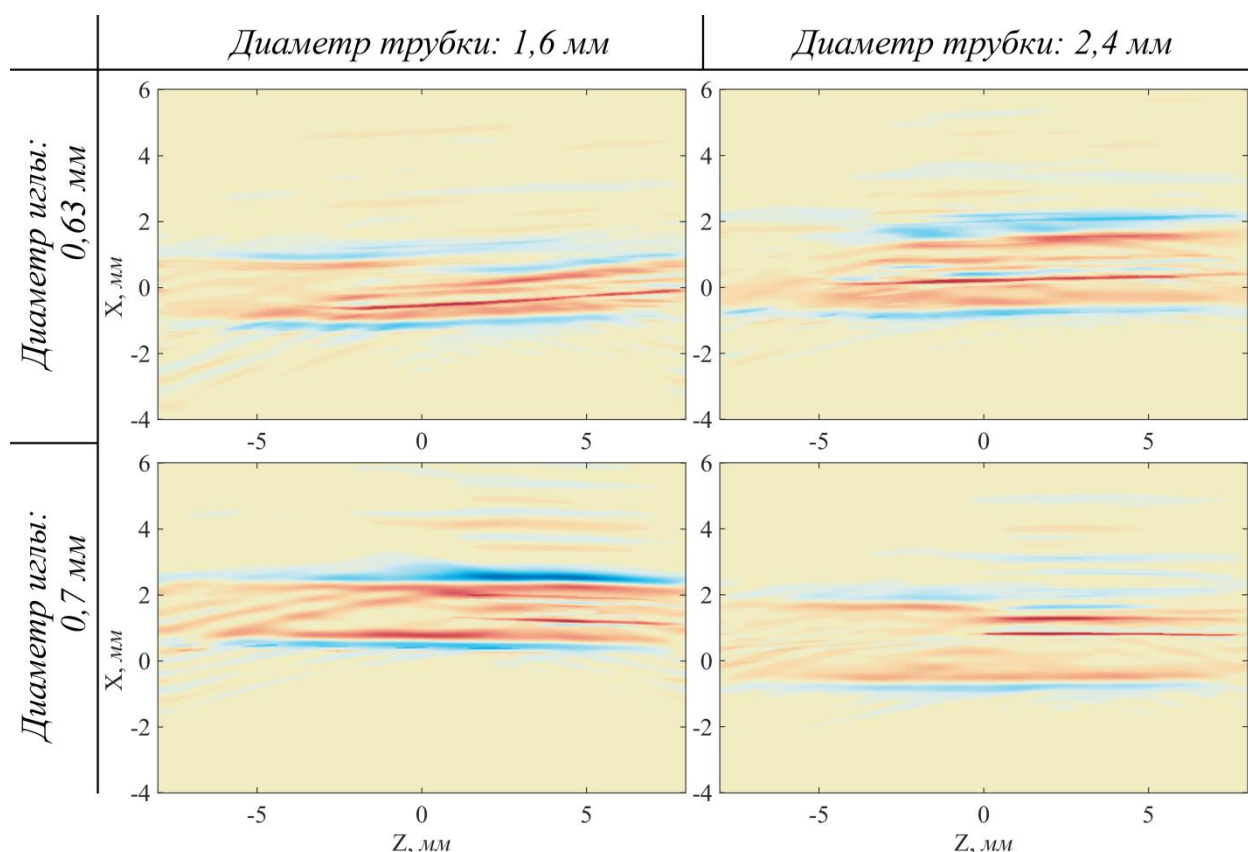


Рис. 3.10. Экспериментальные комбинированные ЛУ и ОА изображения игл диаметрами 0.63 и 0.7 мм внутри полимерных трубок диаметрами 1.6 и 2.4 мм, наполненных раствором туши 1:60 ($\mu_{\text{eff}} \approx 30 \text{ см}^{-1}$).

При построении комбинированного изображения ЛУ и ОА изображения нормировались на единицу. Значения на изображениях, меньшие порогового значения $\frac{1}{4}$ от максимального, обнулялись. Производилось попиксельное сложение изображений, и сумма нормировалась на единицу. Такая обработка позволяет отчетливо видеть, как модель сосуда, так и иглу в ней. Также скомбинировать ОА и ЛУ изображения можно, если обнулить значения всех отрицательных пикселей, нормировать значения положительных пикселей и изобразить ОА и ЛУ изображения разными цветами (например, красным и светло-голубым соответственно на черном фоне). Результат комбинирования изображений по данной методике представлен на Рис. 3.11. Важно заметить, что комбинирование ОА и ЛУ изображений возможно благодаря тому, что у них общая приемная система, и оба изображения строятся в одной системе координат.

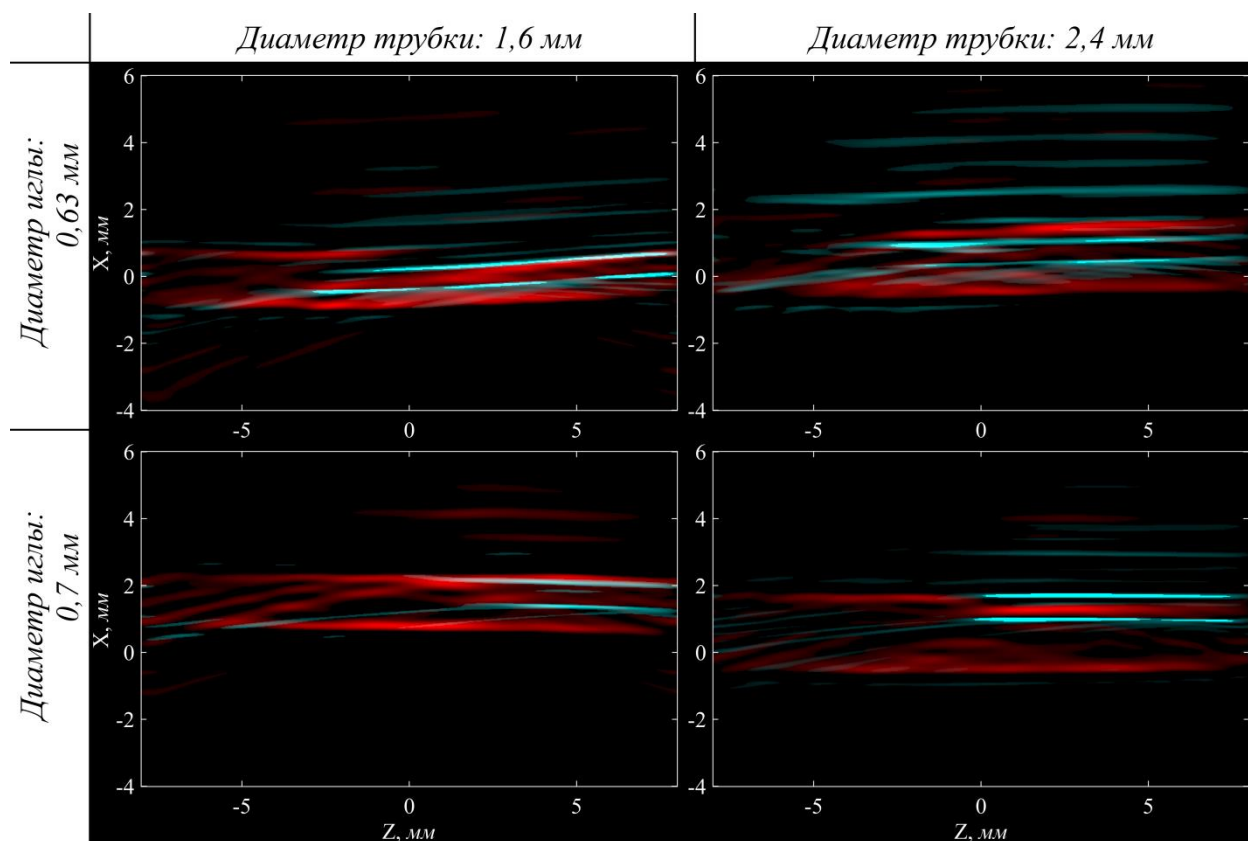


Рис. 3.11. Экспериментальные комбинированные ЛУ и ОА изображения игл диаметрами 0.63 и 0.7 мм внутри полимерных трубок диаметрами 1.6 и 2.4 мм, наполненных раствором туши 1:60 ($\mu_{\text{eff}} \approx 30 \text{ см}^{-1}$).

Приведенные результаты показывают, что комбинированная ОА и ЛУ томография позволяет надежно определять положение иглы в кровеносном сосуде.

§3.5 Результаты главы

1. Показано, что комбинированная ОА и ЛУ томография позволяет одновременно визуализировать относительное расположение ОА источников и ЛУ рассеивателей и, таким образом, получать более полную информацию об исследуемом объекте, сочетая преимущества обоих методов диагностики.
2. Создана новая многофункциональная автоматизированная экспериментальная установка для проведения широкого класса серийных исследований в области комбинированной ОА и ЛУ томографии. Благодаря использованию современной элементной базы разработанный программно-аппаратный комплекс позволяет обрабатывать большие объемы экспериментальных данных и строить ОА и ЛУ томограммы в режиме реального времени (частота смены кадров – 10 Гц, – ограничена частотой следования лазерных импульсов). Комплекс оснащен высокоскоростной многоканальной модульной системой сбора и обработки данных на основе ПЛИС

(предельная частота сбора и пересылки 32-канальных сигналов – 1 кГц), программируемой системой 3D позиционирования, системой визуализации на основе ПК с графическим ускорителем и имеет гибкие цифровые интерфейсы.

3. Работоспособность установки продемонстрирована на примере комбинированной 2D ОА и ЛУ томографии иглы в модели кровеносного сосуда в режиме реального времени. Доказана принципиальная возможность диагностики медицинской иглы диаметром не менее 0.63 мм в модели кровеносного сосуда с внешним диаметром 1.6 и 2.4 мм с помощью комбинированной ОА и ЛУ томографии. Показано, что игла лучше проявляется на ЛУ изображении, а модель кровеносного сосуда – на ОА изображении. По результатам численного моделирования, сопутствовавшего экспериментальным исследованиям, определено реверберационное происхождение периодических полос на ОА изображениях в области за моделью сосуда. Подтверждена необходимость совместного проведения расчетных и экспериментальных исследований.
4. Возможность применения разработанной установки для широкого класса исследований в области ОА и ЛУ томографии подтверждена работами В.П. Зарубина и автора настоящей работы в области иммерсионной ЛУ профилометрии твердых тел вращения и ЛУ томографии внутренней структуры металлических и пластиковых объектов [5, 6, 8].

Заключение

Настоящая работа направлена на развитие расчетных и экспериментальных методов комбинированной ОА и ЛУ томографии. Исследованы возможности ОА томографии как нового метода визуализации структуры и диагностики положения фемтосекундного лазерного филамента в воздухе и в воде. Данная задача потребовала модификации алгоритма построения ОА изображений для визуализации распределения тепловыделения, когда приемники и индуцированные тепловые источники расположены в двух акустически различных средах. Разработана многофункциональная автоматизированная экспериментальная установка для комбинированной ОА и ЛУ томографии, работающая в режиме реального времени. Продемонстрирована возможность контроля взаимного положения медицинской иглы и модели кровеносного сосуда в режиме реального времени. Предложен путь улучшения поперечного пространственного разрешения за счет использования многоэлементных антенн с тороидальной геометрией. На основе анализа зависимости функции передачи точки от положения точечного источника (карт чувствительности и пространственных разрешений) исследованы зависимости поперечного размера области чувствительности и поперечного пространственного разрешения тороидальных антенн от их геометрических параметров. Построение таких карт должно стать неотъемлемым этапом при проектировании антенн для экспериментальных исследований. Получены следующие основные результаты:

1. Предложена модификация алгоритма обратных проекций для решения обратной задачи ОА томографии при наличии плоской границы раздела сред между источником и приемником.
2. Предложен метод расчета размеров области чувствительности и пространственных разрешений тороидальных многоэлементных антенн, основанный на анализе зависимости функции передачи точки от положения точечного источника. На основании результатов численного моделирования получены приближенные аналитические выражения для размеров области чувствительности и пространственных разрешений, позволяющие выбрать оптимальную геометрию антенны. Эти выражения справедливы для антенн, содержащих от 16 до 64 приемников, с радиусами кривизны поверхности антенны в диапазоне 30–1000 мм и угловой апертурой в диапазоне от 22° до 135° , с шириной приемного элемента от 0.1 до 2 мм и частотной полосой приема в диапазоне 7–12 МГц.

3. Исследовано пространственное разрешение в задаче диагностики структуры фемтосекундного лазерного филамента в воздухе и в воде методом ОА томографии с широкополосными пьезоэлектрическими приемными элементами. Показано, что пространственное разрешение ОА томографии филамента ограничивается акустическим затуханием в среде и поперечными размерами приемников. Проанализирована зависимость ОА изображения филамента от его положения и геометрических параметров антенны. Предложен и реализован способ определения положения филамента и оценки диаметра плазменного канала.
4. Показано, что точность измерения положения и оценки диаметра плазменного канала филамента в воде может достигать ~ 10 мкм.
5. Показано, что комбинированная ОА и ЛУ томография позволяет одновременно визуализировать относительное расположение ОА источников и ЛУ рассеивателей и, таким образом, получать более полную информацию об исследуемом объекте, сочетая преимущества обоих методов диагностики.
6. Впервые создан автоматизированный программно-аппаратный комплекс для комбинированной ОА и ЛУ томографии, позволяющий получать 2D изображения с разрешением 0.1×1.1 мм в режиме реального времени. Обеспечивается формирование изображений размером 400×400 пикселей по сигналам до 32 каналов при частоте кадров не менее 10 Гц.
7. Работоспособность установки продемонстрирована на примере комбинированной 2D ОА и ЛУ томографии иглы в модели кровеносного сосуда в режиме реального времени. Доказана принципиальная возможность диагностики медицинской иглы диаметром не менее 0.63 мм в модели кровеносного сосуда с внешним диаметром 1.6 и 2.4 мм с помощью комбинированной ОА и ЛУ томографии. Показано, что игла лучше проявляется на ЛУ изображении, а модель кровеносного сосуда – на ОА изображении. Численное моделирование дало хорошее совпадение с результатами эксперимента.

В связи с вышесказанным, представляются перспективными экспериментальные исследования в области комбинированной ОА и ЛУ томографии реального времени с использованием тороидальных антенн, т.к. это позволит повысить качество диагностики не только биообъектов, но и изделий из новых материалов. Также представляется перспективным дальнейшее развитие ОА томографии как дополнительного метода исследования филаментации фемтосекундного лазерного излучения.

Благодарности

Прежде всего, я хочу поблагодарить моего научного руководителя, Александра Алексеевича Карабутова, за помощь в подготовке настоящей диссертации, интересные задачи, полезные советы и идеи. Я благодарен Владимиру Анатольевичу Макарову и Елене Борисовне Черепецкой за неоценимую помощь в подготовке научных статей и всестороннюю поддержку в осуществлении моей научной деятельности.

Данная работа была бы невозможна без тесного взаимодействия с людьми, осуществлявшими экспериментальные исследования, под руководством Андрея Борисовича Савельева-Трофимова и Фёдора Викторовича Потёмкина – сотрудниками, аспирантами и студентами лаборатории релятивистской лазерной плазмы и лаборатории сверхсильных световых полей кафедры общей физики и волновых процессов. Большое вам всем спасибо за ваши усилия по проведению уникальных экспериментов, научные советы и всестороннюю поддержку.

Огромное спасибо всем сотрудникам, аспирантам и студентам лаборатории лазерной оптоакустики за продуктивную совместную работу, полезные советы, помощь и поддержку. Экспериментальные исследования в области ОА и ЛУ томографии были бы невозможны без Варвары Аркадьевны Симоновой, изготовившей многоэлементную антенну, Игоря Александровича Кудинова, изготовившего электронные компоненты антенны и трехмерной системы позиционирования, Сергея Владимировича Соломатина и Виталия Ивановича Соустина, изготовивших конструкционные детали системы и помогавших в ее сборке, и Василия Павловича Зарубина, реализовавшего алгоритмы построения ОА и ЛУ изображений на графическом процессоре.

Мне очень приятно поблагодарить всех сотрудников кафедры общей физики и волновых процессов за тот неоценимый багаж знаний, который я получил за время обучения на кафедре.

В заключение хотелось бы поблагодарить моих родителей за помощь, поддержку и терпение, без которой эта работа не была бы доведена до конца.

Приложение 1. Сокращения и условные обозначения

ОА – оптико-акустический

ЛУ – лазерно-ультразвуковой

ПВДФ – поливинилиденфторид

ПО – программное обеспечение

ПК – персональный компьютер

АЦП – аналого-цифровой преобразователь

ПЛИС – программируемая логическая интегральная схема

ASE – amplified spontaneous emission – [контраст по отношению к] усиленному спонтанному излучению

PSF – point-spread function – функция передачи точки

FWHM – full width at half maximum – полная ширина на полувысоте

FPGA – Field-Programmable Gate Array

CUDA – Compute Unified Device Architecture

Приложение 2. Основные механические, акустические и термодинамические свойства материалов

Вещество	Вода (дист.)	Воздух сухой	Плавленный кварц	ПММА, плексиглас, оргстекло	ПВДФ, фторопласт-2	Сталь нержавеющая	Полиэтилен
Плотность, $\text{г}^1\text{см}^{-3}$	0.9986 (18°C) [203]	$1.204 \cdot 10^{-3}$ (20°C) [203]	2.2 (20°C) [203]	~ 1.19 (20°C) [203]	1.78 [204]	~ 7.9 (20°C) [203]	0.95 (20°C) [203]
Скорость продольных волн, $\text{км}^1\text{с}^{-1}$	1.4764 (18°C) [203]	0.344 (20°C) [203]	5.935 [203]	2.67 [203]	2.25 [204]	5.68 – 6.10 [203]	2.48 [203]
Акустический импеданс для продольных волн, $\text{МПа}^1\text{с}^1\text{м}^{-1}$	1.4743	0.414	13.06	3.18	4.01	44.9 – 48.2	2.36
Скорость сдвиговых волн, $\text{км}^1\text{с}^{-1}$	–	–	3.74 [203]	1.12 [203]	1.41 [204]		
Коэффициент поглощения продольных волн, м^{-1} (F – частота, МГц)	$0.025 \cdot F^2$ (20°C) [203]	$18.5 \cdot F^2$ [203]	$(0.07 - 0.123) \cdot F$ [203]	$25 \cdot F$ [203]			$52 \cdot F$ [203]
Коэффициент температуропроводности, $\text{мм}^2\text{с}^{-1}$	0.143 (25°C)	19 (27°C)				3.35 – 4.2	
Удельная теплоемкость при постоянном давлении, $\text{кДж}^1\text{кг}^{-1}\text{К}^{-1}$	4.183 (20°C)	1.007 (27°C) [203]	0.89 (20°C) [203]	1.50 (27°C) [203]			2.5 (20°C) [203]
Температурный коэффициент объемного расширения, 10^{-5}К^{-1}	18.2 (20°C) [203]	367 [203]	1.35 (27°C) [203]	21.3 – 26.4 (20°C) [203]	24 – 36 [203]	3 – 5 [203]	~ 60 [203]
Показатель адиабаты, γ	1.0036	1.4 (20°C)					

Список литературы

1. Гусев В.Э., Карабутов А.А. Лазерная оптоакустика. Москва: Главная редакция физико-математической литературы издательства «Наука», 1991.
2. Турчин И.В. Методы оптической биомедицинской визуализации: от субклеточных структур до тканей и органов // Успехи физических наук, Т. 186, 2016. С. 550–567.
3. Хохлова Т.Д., Пеливанов И.М., Карабутов А.А. Методы оптико-акустической диагностики биотканей // Акустический журнал, Т. 55, № 4-5, 2009. С. 672-683.
4. Симонова В.А., Саватеева Е.В., Карабутов А.А. Новая комбинированная антенна для оптико-акустической и лазерной ультразвуковой томографии // Вестник Московского Университета. Серия 3. Физика. Астрономия, № 4, 2009. С. 35-37.
5. Зарубин В.П., Бычков А.С., Карабутов А.А., Симонова В.А., Кудинов И.А., Черепецкая Е.Б. Профилометрия твердых тел с помощью лазерной ультразвуковой томографии в реальном масштабе времени // Вестник Московского университета. Серия 3: Физика, астрономия, № 1, 2018. С. 76-83.
6. Zarubin V., Bychkov A., Karabutov A., Simonova V., Cherepetskaya E. Laser-induced ultrasonic imaging for measurements of solid surfaces in optically opaque liquids [Invited] // Applied optics, Vol. 57, No. 10, 2018. pp. C70-C76.
7. Zarubin V., Bychkov A., Simonova V., Zhigarkov V., Karabutov A., Cherepetskaya E. A refraction-corrected tomographic algorithm for immersion laser-ultrasonic imaging of solids with piecewise linear surface profile // Applied Physics Letters, Vol. 112, No. 21, 2018. P. 214102.
8. Zarubin V., Bychkov A., Karabutov A., Simonova V., Cherepetskaya E. A method of laser ultrasound tomography for solid surfaces mapping // MATEC Web of Conferences, Vol. 145, 2018.
9. Morse P.M., Ingard K.U. Theoretical Acoustics. Princeton, NJ: Princeton University Press, 1987.
10. Wang LV, editor. Photoacoustic Imaging and Spectroscopy. Boca Raton: CRC Press, 2009.
11. Sushilov N.V., Cobbold R.S.C. Frequency-domain wave equation and its time-domain solutions in attenuating media // Journal of Acoustical Society of America, Vol. 115, No. 4, 2003. pp. 1431-1436.
12. La Rivière P.J., Zhang J., Anastasio M.A. Image reconstruction in optoacoustic tomography for dispersive acoustic media // Optics Letters, Vol. 31, No. 6, 2006. pp. 781-783.
13. Treeby B.E. Acoustic attenuation compensation in photoacoustic tomography using time-variant filtering // Journal of Biomedical Optics, Vol. 18, No. 3, 2013. P. 036008.
14. Эванс Л.К. Уравнения с частными производными / Пер. с англ. Новосибирск: Тамара

15. Burgholzer P., Matt G.J., Haltmeier M., Paltauf G. Exact and approximative imaging methods for photoacoustic tomography using an arbitrary detection surface // *Physical Review E*, Vol. 75, 2007. P. 046706.
16. Cox B.T., Treeby B.E. Artifact trapping during time reversal photoacoustic imaging for acoustically heterogeneous media // *IEEE Transactions on Medical Imaging*, Vol. 29, No. 2, 2010. pp. 387-396.
17. Hristova Y., Kuchment P., Nguyen L. Reconstruction and time reversal in thermoacoustic tomography in acoustically homogeneous and inhomogeneous media // *Inverse Problems*, Vol. 24, No. 5, 2008. P. 055006.
18. Treeby B.E., Z. Z.E., Cox B.T. Photoacoustic tomography in absorbing acoustic media using time reversal // *Inverse Problems*, Vol. 26, No. 11, 2010. P. 115003.
19. Rosenthal A., Razansky D., Ntziachristos V. Fast Semi-Analytical Model-Based Acoustic Inversion for Quantitative Optoacoustic Tomography // *IEEE Transactions on Medical Imaging*, Vol. 29, No. 6, 2010. pp. 1275-1285.
20. Paltauf G., Viator J.A., Prahl S.A., Jacques S.L. Iterative reconstruction algorithm for optoacoustic imaging // *The Journal of the Acoustical Society of America*, Vol. 112, No. 4, 2002. pp. 1536-1544.
21. Wang K., Ermilov S.A., Su R., Brecht H.P., Oraevsky A.A., Anastasio M.A. An Imaging Model Incorporating Ultrasonic Transducer Properties for Three-Dimensional Optoacoustic Tomography // *IEEE Transactions on Medical Imaging*, Vol. 30, No. 2, 2011. pp. 203–214.
22. Dean-Ben X.L., Buehler A., Ntziachristos V., Razansky D. Accurate Model-Based Reconstruction Algorithm for Three-Dimensional Optoacoustic Tomography // *IEEE Transactions on Medical Imaging*, Vol. 31, No. 10, 2012. pp. 1922-1928.
23. Provost J., Lesage F. The Application of Compressed Sensing for Photo-Acoustic Tomography // *IEEE Transactions on Medical Imaging*, Vol. 28, No. 4, 2009. pp. 585-594.
24. Guo Z., Li C., Song L., Wang L.V. Compressed sensing in photoacoustic tomography in vivo // *Journal of Biomedical Optics*, Vol. 15, No. 2, 2010. P. 021311.
25. Buehler A., Rosenthal A., Jetzfellner T., Dima A., Razansky D., Ntziachristos V. Model-based optoacoustic inversions with incomplete projection data // *Medical Physics*, Vol. 38, No. 3, 2011. pp. 1694-1704.
26. Wang K., Su R., Oraevsky A.A., Anastasio M.A. Investigation of iterative image reconstruction in three-dimensional optoacoustic tomography // *Physics in Medicine & Biology*, Vol. 57, No. 17, 2012. pp. 5399-5423.
27. Ding L., Deán-Ben X.L., Razansky D. Real-Time Model-Based Inversion in Cross-Sectional Optoacoustic Tomography // *IEEE Transactions on Medical Imaging*, Vol. 35, No. 8, 2016. pp. 1883-1891.

28. Rosenthal A., Ntziachristos V., Razansky D. Model-based optoacoustic inversion with arbitrary-shape detectors // *Medical Physics*, Vol. 38, No. 7, 2011. pp. 4285-4295.
29. Anastasio M.A., Zhang J., Pan X., Zou Y., Ku G., Wang L.V. Half-time image reconstruction in thermoacoustic tomography // *IEEE Transactions on Medical Imaging*, Vol. 24, No. 2, 2005. pp. 199-210.
30. Jose J., Willemink R.G.H., Steenbergen W., Slump C.H., van Leeuwen T.G., Manohar S. Speed-of-sound compensated photoacoustic tomography for accurate imaging // *Medical Physics*, Vol. 39, No. 12, 2012. pp. 7262-7271.
31. Huang C., Wang K., Nie L., Wang L.V., Anastasio M.A. Full-Wave Iterative Image Reconstruction in Photoacoustic Tomography With Acoustically Inhomogeneous Media // *IEEE Transactions on Medical Imaging*, Vol. 32, No. 6, 2013. pp. 1097-1110.
32. Kunyansky L.A. A series solution and a fast algorithm for the inversion of the spherical mean Radon transform // *Inverse Problems*, Vol. 23, No. 6, 2007. pp. S11-S20.
33. Köstli K.P., Frenz M., Bebie H., Weber H.P. Temporal backward projection of optoacoustic pressure transients using Fourier transform methods // *Physics in Medicine & Biology*, Vol. 46, No. 7, 2001. P. 1863.
34. Xu Y., Feng D., Wang L.V. Exact frequency-domain reconstruction for thermoacoustic tomography. I. Planar geometry // *IEEE Transactions on Medical Imaging*, Vol. 21, No. 7, 2002. pp. 823-828.
35. Xu Y., Xu M., Wang L.V. Exact frequency-domain reconstruction for thermoacoustic tomography. II. Cylindrical geometry // *IEEE Transactions on Medical Imaging*, Vol. 21, No. 7, 2002. pp. 829-833.
36. Kunyansky L. Fast reconstruction algorithms for the thermoacoustic tomography in certain domains with cylindrical or spherical symmetries // *Inverse Problems & Imaging*, Vol. 6, No. 1, 2012. pp. 111-131.
37. Wang K., Anastasio M.A. A simple Fourier transform-based reconstruction formula for photoacoustic computed tomography with a circular or spherical measurement geometry // *Physics in Medicine & Biology*, Vol. 57, No. 23, 2012. pp. N493-N499.
38. Xu M., Wang L.V. Universal back-projection algorithm for photoacoustic computed tomography // *Phys. Rev. E*, Vol. 71, No. 1, 2005. P. 016706.
39. Burgholzer P., Bauer-Marschallinger J., Grün H., Haltmeier M., Paltauf G. Temporal back-projection algorithms for photoacoustic tomography with integrating line detectors // *Inverse Problems*, Vol. 23, No. 6, 2007. P. S65.
40. Lutzweiler C., Razansky D. Optoacoustic Imaging and Tomography: Reconstruction Approaches and Outstanding Challenges in Image Performance and Quantification // *Sensors*, Vol. 13, No. 6, 2013. pp. 7345-7384.
41. Субочев П.В., Волков Г.П., Перекатова В.В., Турчин И.В. Сравнение реконструктивных алгоритмов для двумерной оптико-акустической томографии

биологических тканей // Известия РАН. Серия Физическая, Т. 80, № 10, 2016. С. 1378-1383.

42. Xu Y., Wang L.V. Effects of acoustic heterogeneity in breast thermoacoustic tomography // IEEE Transactions on Ultrasonics, Ferroelectrics, and Frequency Control, Vol. 50, No. 9, 2003. pp. 1134-1146.
43. Modgil D., Anastasio M.A., La Rivière P.J. Image reconstruction in photoacoustic tomography with variable speed of sound using a higher-order geometrical acoustics approximation // Journal of Biomedical Optics, Vol. 15, No. 2, 2010. P. 021308.
44. Agranovsky M., Kuchment P. Uniqueness of reconstruction and an inversion procedure for thermoacoustic and photoacoustic tomography with variable sound speed // Inverse Problems, Vol. 23, No. 5, 2007. P. 2089.
45. Stefanov P., Uhlmann G. Thermoacoustic tomography with variable sound speed // Inverse Problems, Vol. 25, No. 7, 2009. P. 075011.
46. Huang C., Nie L., Schoonover R.W., Wang L.V., Anastasio M.A. Photoacoustic computed tomography correcting for heterogeneity and attenuation // Journal of Biomedical Optics, Vol. 17, No. 6, 2012. P. 061211.
47. Schoonover R.W., Anastasio M.A. Image reconstruction in photoacoustic tomography involving layered acoustic media // Journal of the Optical Society of America A, Vol. 28, No. 6, 2011. pp. 1114-1120.
48. Schoonover R.W., Anastasio M.A. Compensation of shear waves in photoacoustic tomography with layered acoustic media // Journal of the Optical Society of America A, Vol. 28, No. 10, 2011. pp. 2091-2099.
49. Schoonover R.W., Wang L.V., Anastasio M.A. Numerical investigation of the effects of shear waves in transcranial photoacoustic tomography with a planar geometry // Journal of Biomedical Optics, Vol. 17, No. 6, 2012. P. 061215.
50. Deán-Ben X.L., Özbek A., Razansky D. Accounting for speed of sound variations in volumetric hand-held optoacoustic imaging // Frontiers of Optoelectronics, Vol. 10, No. 3, 2017. pp. 280–286.
51. Johnson S.A., Stenger F., Wilcox C., Ball J., Berggren M.J. Wave Equations and Inverse Solutions for Soft Tissue // In: Acoustical Imaging, Volume 11. New York: Plenum Press, 1982. pp. 409-424.
52. Ампилов Ю.П., Барков А.Ю., Яковлев И.В., Филиппова К.Е., Приезжев И.И. Почти всё о сейсмической инверсии. Часть 1 // Технологии сейсморазведки, № 4, 2009. С. 3-16.
53. Аникиев Д.В., Казей В.В., Каштан Б.М., Пономаренко А.В., Троян В.Н., Шигапов Р.А. Методы обращения сейсмических волновых полей // Технологии сейсморазведки, № 1, 2014. С. 38-58.

54. Johnson S.A., Tracy M.L. Inverse Scattering Solutions by a Sinc Basis, Multiple Source, Moment Method -- Part I: Theory // Ultrasonic Imaging, Vol. 5, No. 4, 1983. pp. 361-375.
55. Tracy M.L., Johnson S.A. Inverse Scattering Solutions by a Sinc Basis, Multiple Source, Moment Method -- Part II: Numerical Evaluations // Ultrasonic Imaging, Vol. 5, No. 4, 1983. pp. 376-392.
56. Johnson S.A., Zhou Y., Tracy M.K., Berggren M.J., Stenger F. Inverse scattering solutions by a sinc basis, multiple source, moment method — Part III: Fast algorithms // Ultrasonic Imaging, Vol. 6, No. 1, 1984. pp. 103-116.
57. Lin J.H., Chew W.C. Ultrasonic imaging by local shape function method with CGFFT // IEEE Transactions on Ultrasonics, Ferroelectrics, and Frequency Control, Vol. 43, No. 5, 1996. pp. 956-969.
58. Hesse M.C., Salehi L., Schmitz G. Nonlinear simultaneous reconstruction of inhomogeneous compressibility and mass density distributions in unidirectional pulse-echo ultrasound imaging // Physics in Medicine & Biology, Vol. 58, No. 17, 2013. P. 6163.
59. Gan H., Ludwig R., Levin P.L. Nonlinear diffractive inverse scattering for multiple scattering in inhomogeneous acoustic background media // The Journal of the Acoustical Society of America, Vol. 97, No. 2, 1995. pp. 764-776.
60. Haas A., Dubrule O. Geostatistical inversion - a sequential method of stochastic reservoir modelling constrained by seismic data // First Break, Vol. 12, No. 11, 1994. pp. 561-569.
61. Яковлев И.В., Ампилов Ю.П., Филиппова К.Е. Почти всё о сейсмической инверсии. Часть 2 // Технологии сейсморазведки, № 1, 2011. С. 5-15.
62. Hampson D.P., Schuelke J.S., Quirein J.A. Use of multiattribute transforms to predict log properties from seismic data // Geophysics, Vol. 66, No. 1, 2001. pp. 220-236.
63. Алексеев А.С. Некоторые обратные задачи теории распространения волн // Известия АН СССР. Серия геофизическая, Т. 2, № 11, 1962. С. 1514-1531.
64. Гельфанд И.М., Левитан Б.М. Об определении дифференциального уравнения по его спектральной функции // Известия АН СССР. Серия математическая, Т. 15, № 4, 1951. С. 309–360.
65. Крейн М.Г. Об одном методе эффективного решения обратной краевой задачи // Докл. АН СССР, Т. 94, № 6, 1954. С. 987-990.
66. Марченко В.А. Восстановление потенциальной энергии по фазам рассеянных волн // Доклады АН СССР, Т. 104, 1955. С. 695–698.
67. Bruckstein A.M., Levy B.C., Kailath T. Differential Methods in Inverse Scattering // SIAM Journal on Applied Mathematics, Vol. 45, No. 2, 1985. pp. 312–335.
68. Raz S. Direct reconstruction of velocity and density profiles from scattered field data // Geophysics, Vol. 46, No. 6, 1981. pp. 832-836.

69. Coen S. Density and compressibility profiles of a layered acoustic medium from precritical incidence data // *Geophysics*, Vol. 46, No. 9, 1981. pp. 1244-1246.
70. Hooshyar M.A., Razavy M. A method for constructing wave velocity and density profiles from the angular dependence of the reflection coefficient // *The Journal of the Acoustical Society of America*, Vol. 73, No. 1, 1983. pp. 19-23.
71. Yagle A.E., Levy B.C. Application of the Schur algorithm to the inverse problem for a layered acoustic medium // *The Journal of the Acoustical Society of America*, Vol. 76, No. 1, 1984. pp. 301-308.
72. Özbek A., Levy B.C. Simultaneous Linearized Inversion of Velocity and Density Profiles for Multidimensional Acoustic Media // *The Journal of the Acoustical Society of America*, Vol. 89, No. 4, 1991. pp. 1737-1748.
73. Devaney A.J. Variable density acoustic tomography // *The Journal of the Acoustical Society of America*, Vol. 78, No. 1, 1985. P. 120.
74. Devaney A.J. Inverse-scattering theory within the Rytov approximation // *Optics Letters*, Vol. 6, No. 8, 1981. pp. 374-376.
75. Чернов Л.А. Распространение волн в среде со случайными неоднородностями. Москва: Изд-во АН СССР, 1958.
76. Татарский В.И. Распространение волн в турбулентной атмосфере. Москва: Наука, 1967.
77. Beydoun W.B., Tarantola A. First Born and Rytov approximations: Modeling and inversion conditions in a canonical example // *The Journal of the Acoustical Society of America*, Vol. 83, No. 3, 1988. pp. 1045-1055.
78. Devaney A.J. Inversion formula for inverse scattering within the Born approximation // *Optics Letters*, Vol. 7, No. 3, 1982. pp. 111-112.
79. Devaney A.J., Beylkin G. Diffraction tomography using arbitrary transmitter and receiver surfaces // *Ultrasonic Imaging*, Vol. 6, No. 2, 1984. pp. 181-193.
80. Özbek A., Levy B.C. Inversion of parabolic and paraboloidal projections, LIDS-P-1665, 1987.
81. Esmer soy C., Oristaglio M.L., Levy B.C. Multidimensional Born velocity inversion: Single wideband point source // *The Journal of the Acoustical Society of America*, Vol. 78, No. 3, 1985. pp. 1052-1057.
82. Roberts B.A., Kak A.C. Reflection Mode Diffraction Tomography // *Ultrasonic Imaging*, Vol. 7, No. 4, 1985. pp. 300-320.
83. Arthur R.M., Broadstone S.R. Imaging via inversion of ellipsoidal projections of solutions to the linear acoustic wave equation (medical ultrasound) // *IEEE Transactions on Medical Imaging*, Vol. 8, No. 1, 1989. pp. 89-95.

84. Norton S.J. Generation of Separate Density and Compressibility Images in Tissue // Ultrasonic Imaging, T. 5, № 3, 1983. C. 240-252.
85. Moghaddam M., Chew W.C. Variable Density Linear Acoustic Inverse Problem // Ultrasonic Imaging, Vol. 15, No. 3, 1993. pp. 255-266.
86. Clayton R.W., Stolt R.H. A Born-WKBJ inversion method for acoustic reflection data // Geophysics, Vol. 46, No. 11, 1981. pp. 1559-1567.
87. Coen S., Cheney M., Weglein A. Velocity and density of a two-dimensional acoustic medium on point source surface data // Journal of Mathematical Physics, Vol. 25, No. 6, 1984. pp. 1857-1861.
88. Ramm A.G., Weglein A. Inverse scattering for geophysical problems. II. Inversion of acoustical data // Journal of Mathematical Physics, Vol. 25, No. 11, 1984. pp. 3231-3234.
89. Hooshyar M.A., Weglein A.B. Inversion of the two-dimensional SH elastic wave equation for the density and shear modulus // The Journal of the Acoustical Society of America, Vol. 79, No. 5, 1986. pp. 1280-1283.
90. Beylkin G., Burrige R. Multiparameter inversion for acoustic and elastic media // Society of Exploration Geophysicists, Technical Program Expanded Abstracts. New Orleans. 1987. pp. 747-749.
91. Norton S.J., Linzer M. Ultrasonic Reflectivity Imaging in Three Dimensions: Reconstruction with Spherical Transducer Arrays // Ultrasonic Imaging, Vol. 1, No. 3, 1979. pp. 210-231.
92. Norton S.J., Linzer M. Ultrasonic Reflectivity Imaging in Three Dimensions: Exact Inverse Scattering Solutions for Plane, Cylindrical, and Spherical Apertures // IEEE Transactions on Biomedical Engineering, Vol. BME-28, No. 2, 1981. pp. 202-220.
93. Norton S.J. Three-dimensional seismic inversion of velocity- and density-dependent reflectivity // Geophysical Journal International, Vol. 88, No. 2, 1987. pp. 393-415.
94. Birk M., Zapf M., Balzer M., Ruiter N., Becker J. A comprehensive comparison of GPU- and FPGA-based acceleration of reflection image reconstruction for 3D ultrasound computer tomography // Journal of Real-Time Image Processing, Vol. 9, No. 1, 2014. pp. 159-170.
95. Barber Q., Zemp R.J., Barber Q., Zemp R.J. Compressibility and Density Weighting for Ultrasound Scattering Tomography // IEEE Transactions on Ultrasonics, Ferroelectrics, and Frequency Control, Vol. 65, No. 5, 2018. pp. 674-683.
96. Lorraine P.W., Hewes R.A., Drolet D. High resolution laser ultrasound detection of metal defects // In: Review of Progress in Quantitative Nondestructive Evaluation, Vol. 16. New York: Plenum, 1997. pp. 555-562.
97. Lévesque D., Blouin A., Néron C., Monchalain J.P. Performance of laser-ultrasonic F-SAFT imaging // Ultrasonics, Vol. 40, No. 10, 2002. pp. 1057-1063.

98. Wurzing G., Nuster R., Schmitner N., Gratt S., Meyer D., Paltauf G. Simultaneous three-dimensional photoacoustic and laser-ultrasound tomography // *Biomedical Optics Express*, Vol. 4, No. 8, 2013. pp. 1380-1389.
99. Zhou Y., Yao J., Wang L.V. Tutorial on photoacoustic tomography // *Journal of Biomedical Optics*, Vol. 21, No. 6, 2016. P. 061007.
100. Beard P. Biomedical photoacoustic imaging // *Interface Focus*, Vol. 1, No. 4, 2011. pp. 602-631.
101. Xu M., Wang L.V. Photoacoustic imaging in biomedicine // *Review of Scientific Instruments*, Vol. 77, No. 4, 2006. pp. 041101 1-21.
102. Neuschmelting V., Burton N.C., Lockau H., Urich A., Harmsen S., Ntziachristos V., Kircher M.F. Performance of a Multispectral Optoacoustic Tomography (MSOT) System equipped with 2D vs. 3D Handheld Probes for Potential Clinical Translation // *Photoacoustics*, Vol. 4, No. 1, 2016. pp. 1-10.
103. Dima A., Burton N.C., Ntziachristos V. Multispectral optoacoustic tomography at 64, 128, and 256 channels // *Journal of Biomedical Optics*, Vol. 19, No. 3, 2014. P. 036021.
104. Jaeger M., Gashi K., Akarçay H.G., Held G., Peeters S., Petrosyan T., Preisser S., Gruenig M., Frenz M. Real-time clinical clutter reduction in combined epi-optoacoustic and ultrasound imaging // *Photonics & Lasers in Medicine*, Vol. 3, No. 4, 2014. pp. 343-349.
105. Subochev P.V., Volkov G.P., Perekatova V.V., Turchin I.V. Comparing reconstruction algorithms for the 2D optoacoustic tomography of biological tissues // *Bulletin of the Russian Academy of Sciences: Physics*, Vol. 80, No. 10, 2016. pp. 1237-1241.
106. Buehler A., Kacprowicz M., Taruttis A., Ntziachristos V. Real-time handheld multispectral optoacoustic imaging // *Opt. Lett.*, Vol. 38, No. 9, 2013. pp. 1404-1406.
107. Treeby B.E., Cox B.T. k-Wave: MATLAB toolbox for the simulation and reconstruction of photoacoustic wave fields // *Journal of Biomedical Optics*, Vol. 15, No. 2, 2010. P. 021314.
108. Rosenthal A., Ntziachristos V., Razansky D. Acoustic Inversion in Optoacoustic Tomography: A Review // *Current Medical Imaging Reviews*, Vol. 9, No. 4, 2013. pp. 318-336.
109. Симонова В.А., Пеливанов И.М., Панченко В.Я., Карабутов А.А. Поперечное пространственное разрешение многоэлементной антенны для оптико-акустической томографии // *Акустический журнал*, Т. 56, № 5, 2010. С. 693-698.
110. Kozhushko V., Khokhlova T., Zharinov A., Pelivanov I., Solomatin V., Karabutov A. Focused array transducer for two-dimensional optoacoustic tomography // *The Journal of the Acoustical Society of America*, Vol. 116, No. 3, 2004. pp. 1498-1506.
111. Pelivanov I.M., Simonova V.A., Khokhlova T.D., Karabutov A.A. Point spread function of array transducers in 2D optoacoustic tomography // *Proc. SPIE 7564, Photons Plus Ultrasound: Imaging and Sensing 2010*, 756428. 2010. Vol. 7564. pp. 756428-756428-12.

112. Taruttis A., Ntziachristos V. Advances in real-time multispectral optoacoustic imaging and its applications // *Nat. Photon.*, Vol. 9, No. 4, 2015. pp. 219-227.
113. Xu Y., Wang L.V., Ambartsoumian G., Kuchment P. Reconstructions in limited-view thermoacoustic tomography // *Medical Physics*, Vol. 31, No. 4, 2004. pp. 724-733.
114. Li L., Zhu L., Ma C., Lin L., Yao J., Wang L., Maslov K., Zhang R., Chen W., Shi J., Wang L.V. Single-impulse panoramic photoacoustic computed tomography of small-animal whole-body dynamics at high spatiotemporal resolution // *Nature Biomedical Engineering*, Vol. 1, 2017. P. 0071.
115. Yao J., Kaberniuk A.A., Li L., Shcherbakova D.M., Zhang R., Wang L., Li G., Verkhusha V.V., Wang L.V. Multiscale photoacoustic tomography using reversibly switchable bacterial phytochrome as a near-infrared photochromic probe // *Nature Methods*, Vol. 13, 2016. pp. 67–73.
116. Deán-Ben X.L., Ding L., Razansky D. Dynamic particle enhancement in limited-view optoacoustic tomography // *Optics Letters*, Vol. 42, No. 4, 2017. pp. 827-830.
117. Li G., Li L., Zhu L., Xia J., Wang L.V. Multiview Hilbert transformation for full-view photoacoustic computed tomography using a linear array // *Journal of Biomedical Optics*, Vol. 20, No. 6, 2015. P. 066010.
118. Dean-Ben X.L., Razansky D. Localization optoacoustic tomography // *Light: Science & Applications*, Vol. 7, 2018. P. 18004.
119. Симонова В.А., Хохлова Т.Д., Карабутов А.А. Широкополосная фокусирующая многоэлементная антенна для оптико-акустической томографии // *Акустический журнал*, Т. 55, № 6, 2009. С. 822-827.
120. Жаринов А.Н., Карабутов А.А., Кожушко В.В., Поливанов И.М., Соломатин В.С., Хохлова Т.Д. Пленочный широкополосный фокусированный гидрофон для оптико-акустической томографии // *Акустический журнал*, Т. 49, № 6, 2003. С. 799-805.
121. Makarov V.A., Pelivanov I.M., Kozhushko V.V., Khokhlova T.D., Zharinov A.N., Karabutov A.A. Focused array transducer for 2D OA tomography // *Proc. SPIE 4960, Biomedical Optoacoustics IV*. 2003. Vol. 4960. pp. 156-167.
122. Andreev V.G., Karabutov A.A., Oraevsky A.A. Detection of ultrawide-band ultrasound pulses in optoacoustic tomography // *IEEE Transactions on Ultrasonics, Ferroelectrics, and Frequency Control*, Vol. 50, No. 10, 2003. pp. 1383-1390.
123. Ильин С.А., Юлдашев П.В., Хохлова В.А., Гаврилов Л.Р., Росницкий П.Б., Сапожников О.А. Применение аналитического метода для оценки качества акустических полей при электронном перемещении фокуса многоэлементных терапевтических решеток // *Акустический журнал*, Т. 61, № 1, 2015. С. 57-64.
124. Сапожников О.А., Синило Т.В. Акустическое поле вогнутой излучающей поверхности при учете дифракции на ней // *Акустический журнал*, Т. 48, № 6, 2002. С. 813-821.

125. Heritier J.M. Electrostrictive limit and focusing effects in pulsed photoacoustic detection // Optics Communications, Vol. 44, No. 4, 1983. pp. 267-272.
126. Brekhovskikh L.M. Waves in Layered Media. Second Edition ed. New York: Academic Press, 1980.
127. Xu M., Wang L.V. Analytic explanation of spatial resolution related to bandwidth and detector aperture size in thermoacoustic or photoacoustic reconstruction // Physical Review E, Vol. 67, 2003. P. 056605.
128. Chekalin S.V., Kandidov V.P. From self-focusing light beams to femtosecond laser pulse filamentation // Physics-Uspekhi, Vol. 56, No. 2, 2013. P. 123.
129. Chin S.L., Hosseini S.A., Liu W., Luo Q., Théberge F., Aközbek N., Becker A., Kandidov V.P., Kosareva O.G., Schroeder H. The propagation of powerful femtosecond laser pulses in optical media: physics, applications, and new challenges // Canadian Journal of Physics, Vol. 83, No. 9, 2005. pp. 863-905.
130. Chin S.L. Femtosecond Laser Filamentation. New York: Springer-Verlag New York, 2010.
131. Couairon A., Mysyrowicz A. Femtosecond filamentation in transparent media // Physics Reports, Vol. 441, No. 2–4, 2007. pp. 47-189.
132. Bergé L., Skupin S., Nuter R., Kasparian J., Wolf J.P. Ultrashort filaments of light in weakly ionized, optically transparent media // Reports on Progress in Physics, Vol. 70, No. 10, 2007. P. 1633.
133. Kasparian J., Wolf J.P. Physics and applications of atmospheric nonlinear optics and filamentation // Optics Express, Vol. 16, No. 1, 2008. pp. 466-493.
134. Кандидов В.П., Шленов С.А., Косарева О.Г. Филаментация мощного фемтосекундного лазерного излучения // Квантовая электроника, Т. 39, № 3, 2009. С. 205–228.
135. Théberge F., Liu W., Simard P.T., Becker A., Chin S.L. Plasma density inside a femtosecond laser filament in air: Strong dependence on external focusing // Physical Review E, Vol. 74, 2006. P. 036406.
136. Tzortzakis S., Prade B., Franco M., Mysyrowicz A. Time-evolution of the plasma channel at the trail of a self-guided IR femtosecond laser pulse in air // Optics Communications, Vol. 181, No. 1–3, 2000. pp. 123-127.
137. Matijošius A., Piskarskas R., Gaižauskas E., Dubietis A., Di Trapani P. Space-Time Recovery of Arbitrarily Shaped Wave-Packets by Means of Three Dimensional Imaging Technique // Nonlinear Analysis: Modelling and Control, Vol. 9, No. 3, 2004. pp. 259–270.
138. Faccio D., Lotti A., Matijosius A., Bragheri F., Degiorgio V., Couairon A., Di Trapani P. Experimental energy-density flux characterization of ultrashort laser pulse filaments // Optics Express, Vol. 17, No. 10, 2009. pp. 8193-8200.

139. Point G., Brelet Y., Houard A., Jukna V., Milián C., Carbonnel J., Liu Y., Couairon A., Mysyrowicz A. Superfilamentation in Air // *Physical Review Letters*, Vol. 112, 2014. P. 223902.
140. Minardi S., Gopal A., Couairon A., Tamošaškas G., Piskarskas R., Dubietis A., Di Trapani P. Accurate retrieval of pulse-splitting dynamics of a femtosecond filament in water by time-resolved shadowgraphy // *Optics Letters*, Vol. 34, No. 19, 2009. pp. 3020-3022.
141. Potemkin F.V., Mareev E.I., Podshivalov A.A., Gordienko V.M. Highly extended high density filaments in tight focusing geometry in water: from femtoseconds to microseconds // *New Journal of Physics*, Vol. 17, 2015. P. 053010.
142. Yu J., Mondelain D., Kasparian J., Salmon E., Geffroy S., Favre C., Boutou V., Wolf J.P. Sonographic probing of laser filaments in air // *Applied Optics*, Vol. 42, No. 36, 2003. pp. 7117-7120.
143. Bodrov S., Bukin V., Tsarev M., Murzanev A., Garnov S., Aleksandrov N., Stepanov A. Plasma filament investigation by transverse optical interferometry and terahertz scattering // *Optics Express*, Vol. 19, No. 7, 2011. pp. 6829-6835.
144. Woodworth J.R., Zamoski N.D., Johnson D.L., Sarkisov G.S., Blickem J.R., Van De Valde D.M., Starbird R.L., Wilkins F.L. Laser Triggering of Water Switches in Terrawatt-Class Pulse Power Accelerators (Sandia Report SAND 2005-6990), Albuquerque, NM, 2005.
145. Ionin A.A., Kudryashov S.I., Mokrousova D.V., Seleznev L.V., Sinitsyn D.V., Sunchugasheva E.S. Plasma channels under filamentation of infrared and ultraviolet double femtosecond laser pulses // *Laser Physics Letters*, Vol. 11, No. 1, 2014. P. 016002.
146. Potemkin F.V., Mareev E.I., Podshivalov A.A., Gordienko V.M. Laser control of filament-induced shock wave in water // *Laser Physics Letters*, Vol. 11, No. 10, 2014. P. 106001.
147. Wahlstrand J.K., Jhajj N., Rosenthal E.W., Zahedpour S., Milchberg H.M. Direct imaging of the acoustic waves generated by femtosecond filaments in air // *Optics Letters*, Vol. 39, No. 5, 2014. pp. 1290-1293.
148. Kartashov D.V., Kirsanov A.V., Kiselev A.M., Stepanov A.N., Bochkarev N.N., Ponomarev Y.N., Tikhomirov B.A. Nonlinear absorption of intense femtosecond laser radiation in air // *Optics Express*, Vol. 14, No. 17, 2006. pp. 7552-7558.
149. Clough B., Liu J., Zhang X.C. Laser-induced photoacoustics influenced by single-cycle terahertz radiation // *Optics Letters*, Vol. 35, No. 21, 2010. pp. 3544-3546.
150. Cheng Y.H., Wahlstrand J.K., Jhajj N., Milchberg H.M. The effect of long timescale gas dynamics on femtosecond filamentation // *Optics Express*, Vol. 21, No. 4, 2013. pp. 4740-4751.
151. Karabutov A., Podymova N.B., Letokhov V.S. Time-resolved laser optoacoustic tomography of inhomogeneous media // *Applied Physics B*, Vol. 63, No. 6, 1996. pp. 545-563.

152. Jukna V., Jarnac A., Milián C., Brelet Y., Carbonnel J., André Y.B., Guillermin R., Sessarego J.P., Fattaccioli D., Mysyrowicz A., Couairon A., Houard A. Underwater acoustic wave generation by filamentation of terawatt ultrashort laser pulses // *Physical Review E*, Vol. 93, 2016. P. 063106.
153. Andreev V.G., Karabutov A.A., Solomatin S.V., Savateeva E.V., Aleinikov V., Zhulina Y.V., Fleming R.D., Oraevsky A.A. Optoacoustic tomography of breast cancer with arc-array transducer // *Proc. SPIE 3916, Biomedical Optoacoustics*, 36. San Jose, CA. 2000.
154. Chen Y.H., Varma S., Antonsen T.M., Milchberg H.M. Direct Measurement of the Electron Density of Extended Femtosecond Laser Pulse-Induced Filaments // *Physical Review Letters*, Vol. 105, 2010. P. 215005.
155. Méchain G., D'Amico C., André Y.B., Tzortzakis S., Franco M., Prade B., Mysyrowicz A., Couairon A., Salmon E., Sauerbrey R. Range of plasma filaments created in air by a multi-terawatt femtosecond laser // *Optics Communications*, Vol. 247, No. 1–3, 2005. pp. 171-180.
156. Dubietis A., Tamošauskas G., Diomin I., Varanavičius A. Self-guided propagation of femtosecond light pulses in water // *Optics Letters*, Vol. 28, No. 14, 2003. pp. 1269-1271.
157. Kolesik M., Wright E.M., Moloney J.V. Dynamic Nonlinear X Waves for Femtosecond Pulse Propagation in Water // *Physical Review Letters*, Vol. 92, 2004. P. 253901.
158. Jarnac A., Tamosauskas G., Majus D., Houard A., Mysyrowicz A., Couairon A., Dubietis A. Whole life cycle of femtosecond ultraviolet filaments in water // *Physical Review A*, Vol. 89, 2014. P. 033809.
159. Дергачев А.А., Ионин А.А., Кандидов В.П., Мокроусова Д.В., Селезнев Л.В., Синицын Д.В., Сунчугашева Е.С., Шленов С.А., Шустикова А.П. Плазменные каналы при филаментации в воздухе фемтосекундного лазерного излучения с астигматизмом волнового фронта // *Квантовая электроника*, Т. 44, № 12, 2014. С. 1085–1090.
160. Liu W., Théberge F., Arévalo E., Gravel J.F., Becker A., Chin S.L. Experiment and simulations on the energy reservoir effect in femtosecond light filaments // *Optics Letters*, Vol. 30, No. 19, 2005. pp. 2602-2604.
161. Ermilov S.A., Su R., Conjusteau A., Anis F., Nadvoretskiy V., Anastasio M.A., Oraevsky A.A. Three-Dimensional Optoacoustic and Laser-Induced Ultrasound Tomography System for Preclinical Research in Mice: Design and Phantom Validation // *Ultrasonic Imaging*, Vol. 38, No. 1, 2016. pp. 77–95.
162. Subochev P., Orlova A., Shirmanova M., Postnikova A., Turchin I. Simultaneous photoacoustic and optically mediated ultrasound microscopy: an in vivo study // *Biomedical Optics Express*, Vol. 6, No. 2, 2015. pp. 631-638.
163. Fehm T.F., Deán-Ben X.L., Razansky D. Hybrid optoacoustic and ultrasound imaging in three dimensions and real time by optical excitation of a passive element // *Proc. SPIE*, Vol. 9323, 2015. P. 93232X.

164. Johnson J.L., van Wijk K., Sabick M. Characterizing Phantom Arteries with Multi-channel Laser Ultrasonics and Photo-acoustics // *Ultrasound in Medicine and Biology*, Vol. 40, No. 3, 2014. pp. 513–520.
165. Xie Z., Hooi F.M., Fowlkes J.B., Pinsky R.W., Wang X., Carson P.L. Combined Photoacoustic and Acoustic Imaging of Human Breast Specimens in the Mammographic Geometry // *Ultrasound in Medicine and Biology*, Vol. 39, No. 11, 2013. pp. 2176–2184.
166. Kruger R.A., Kuzmiak C.M., Lam R.B., Reinecke D.R., Del Rio S.P., Steed D. Dedicated 3D photoacoustic breast imaging // *Medical Physics*, Vol. 40, No. 11, 2013. P. 113301.
167. Manohar S., Willemink R.G.H., van der Heijden F., Slump C.H., van Leeuwen T.G. Concomitant speed-of-sound tomography in photoacoustic imaging // *Applied Physics Letters*, Vol. 91, No. 13, 2007. P. 131911.
168. Jose J., Willemink R.G.H., Resink S., Piras D., van Hespén J.C.G., Slump C.H., Steenbergen W., van Leeuwen T.G., Manohar S. Passive element enriched photoacoustic computed tomography (PER PACT) for simultaneous imaging of acoustic propagation properties and light absorption // *Optics Express*, Vol. 19, No. 3, 2011. pp. 2093-2104.
169. Resink S., Jose J., Willemink R.G.H., Slump C.H., Steenbergen W., van Leeuwen T.G., Manohar S. Multiple passive element enriched photoacoustic computed tomography // *Optics Letters*, Vol. 36, No. 15, 2011. pp. 2809-2811.
170. Wurzinger G., Nuster R., Gratt S., Paltauf G. Combined photoacoustic and speed-of-sound imaging using integrating optical detection // *Proc. SPIE 8943, Photons Plus Ultrasound: Imaging and Sensing 2014*, 89433L. 2014.
171. Wurzinger G., Nuster R., Paltauf G. Combined photoacoustic, pulse-echo laser ultrasound, and speed-of-sound imaging using integrating optical detection // *Journal of Biomedical Optics*, Vol. 21, No. 8, 2016. P. 086010.
172. Nuster R., Schmitner N., Wurzinger G., Gratt S., Salvenmoser W., Meyer D., Paltauf G. Hybrid photoacoustic and ultrasound section imaging with optical ultrasound detection // *Journal of Biophotonics*, Vol. 6, No. 6-7, 2013. pp. 549-559.
173. Kolkman R.G.M., Brandsma P.J., Steenbergen W., van Leeuwen T.G.C. Real-time in vivo photoacoustic and ultrasound imaging // *Journal of Biomedical Optics*, Vol. 13, No. 5, 2008. P. 050510.
174. Montilla L.G., Olafsson R., Bauer D.R., Witte R.S. Real-time photoacoustic and ultrasound imaging: a simple solution for clinical ultrasound systems with linear arrays // *Physics in Medicine & Biology*, Vol. 58, No. 1, 2013. pp. N1–N12.
175. Yuan J., Xu G., Yu Y., Zhou Y., Carson P.L., Wang X., Liu X. Real-time photoacoustic and ultrasound dual-modality imaging system facilitated with graphics processing unit and code parallel optimization // *Journal of Biomedical Optics*, Vol. 18, No. 8, 2013. P. 086001.
176. Alqasemi U., Li H., Aguirre A., Zhu Q. FPGA-Based Reconfigurable Processor for Ultrafast Interlaced Ultrasound and Photoacoustic Imaging // *IEEE Transactions on*

177. Schellenberg M.W., Hunt H.K. Hand-held optoacoustic imaging: A review // Photoacoustics, Vol. 11, 2018. pp. 14-27.
178. Deán-Ben X.L., Merčep E., Razansky D. Hybrid-array-based optoacoustic and ultrasound (OPUS) imaging of biological tissues // Applied Physics Letters, Vol. 110, No. 20, 2017. P. 203703.
179. VanderLaan D., Karpiouk A., Yeager D., Emelianov S. Real-Time Intravascular Ultrasound and Photoacoustic Imaging // IEEE Transactions on Ultrasonics, Ferroelectrics, and Frequency Control, Vol. 64, No. 1, 2017. pp. 141-149.
180. Daoudi K., van den Berg P.J., Rabot O., Kohl A., Tisserand S., Brands P., Steenbergen W. Handheld probe integrating laser diode and ultrasound transducer array for ultrasound/photoacoustic dual modality imaging // Optics Express, Vol. 22, No. 21, 2014. pp. 26365-26374.
181. Bouchard R., Sahin O., Emelianov S. Ultrasound-guided photoacoustic imaging: current state and future development // IEEE Transactions on Ultrasonics, Ferroelectrics, and Frequency Control, Vol. 61, No. 3, 2014. pp. 450-466.
182. Kim J., Park S., Jung Y., Chang S., Park J., Zhang Y., Lovell J.F., Kim C. Programmable Real-time Clinical Photoacoustic and Ultrasound Imaging System // Scientific Reports, Vol. 6, 2016. P. 35137.
183. Fehm T.F., Deán-Ben X.L., Razansky D. Four dimensional hybrid ultrasound and optoacoustic imaging via passive element optical excitation in a hand-held probe // Applied Physics Letters, Vol. 105, 2014. P. 173505.
184. Deán-Ben X.L., Razansky D. Portable spherical array probe for volumetric real-time optoacoustic imaging at centimeter-scale depths // Optics Express, Vol. 21, No. 23, 2013. pp. 28062-28071.
185. Deán-Ben X.L., López-Schier H., Razansky D. Optoacoustic micro-tomography at 100 volumes per second // Scientific Reports, Vol. 7, 2017. P. 6850.
186. Rousseau G., Blouin A., Monchalín J.P. Non-contact photoacoustic tomography and ultrasonography for tissue imaging // Biomedical Optics Express, Vol. 3, No. 1, 2012. pp. 16-25.
187. Hung S.Y., Wu W.S., Hsieh B.Y., Li P.C. Concurrent photoacoustic-ultrasound imaging using single-laser pulses // Journal of Biomedical Optics, Vol. 20, No. 8, 2015. P. 086004.
188. Johnson J.L., Shragge J., van Wijk K. Nonconfocal all-optical laser-ultrasound and photoacoustic imaging system for angle-dependent deep tissue imaging // Journal of Biomedical Optics, Vol. 22, No. 4, 2017. P. 041014.
189. Beigi P., Rohling R., Salcudean T., Lessoway V.A., Ng G.C. Needle Trajectory and Tip Localization in Real-Time 3-D Ultrasound Using a Moving Stylus // Ultrasound in

190. Egan G., Healy D., O'Neill H., Clarke-Moloney M., Grace P.A., Walsh S.R. Ultrasound guidance for difficult peripheral venous access: systematic review and meta-analysis // *Emergency Medicine Journal*, Vol. 30, No. 7, 2013. pp. 521-526.
191. Qiu W., Yuchi M., Ding M. Phase Grouping-Based Needle Segmentation in 3-D Trans-rectal Ultrasound-Guided Prostate Trans-perineal Therapy // *Ultrasound in Medicine and Biology*, Vol. 40, No. 4, 2014. pp. 804–816.
192. Belohlavek M., Katayama M., Zarbatany D., Fortuin F.D., Fatemi M., Nenadic I.Z., McMahon E.M. Acoustically Active Injection Catheter Guided by Ultrasound: Navigation Tests in Acutely Ischemic Porcine Hearts // *Ultrasound in Medicine and Biology*, Vol. 40, No. 7, 2014. pp. 1650–1659.
193. Xia W., West S.J., Finlay M.C., Mari J.M., Ourselin S., David A.L., Desjardins A.E. Looking beyond the imaging plane: 3D needle tracking with a linear array ultrasound probe // *Scientific Reports*, Vol. 7, 2017. P. 3674.
194. Chen A., Nikitzuk K., Nikitzuk J., Maguire T., Yarmush M. Portable robot for autonomous venipuncture using 3D near infrared image guidance // *Technology*, Vol. 1, No. 1, 2013. pp. 72-87.
195. de Graaff J.C., Cuper N.J., Mungra R.A.A., Vlaardingerbroek K., Numan S.C., Kalkman C.J. Near-infrared light to aid peripheral intravenous cannulation in children: a cluster randomised clinical trial of three devices // *Anaesthesia*, Vol. 68, No. 8, 2013. pp. 835–845.
196. Wei C.W., Nguyen T.M., Xia J., Arnal B., Wong E.Y., Pelivanov I.M., O'Donnell M. Real-Time Integrated Photoacoustic and Ultrasound (PAUS) Imaging System to Guide Interventional Procedures: Ex Vivo Study // *IEEE Transactions on Ultrasonics, Ferroelectrics, and Frequency Control*, Vol. 62, No. 2, 2015. pp. 319-328.
197. Su J.L., Karpouk A.B., Wang B., Emelianov S.Y. Photoacoustic imaging of clinical metal needles in tissue // *Journal of Biomedical Optics*, Vol. 15, No. 2, 2010. P. 021309.
198. Xia W., Mosse C.A., Colchester R.J., Mari J.M., Nikitichev D.I., West S.J., Ourselin S., Beard P.C., Desjardins A.E. Fiber optic photoacoustic probe with ultrasonic tracking for guiding minimally invasive procedures // *Proc. SPIE 9539, Opto-Acoustic Methods and Applications in Biophotonics II*, 95390K. 2015.
199. Colchester R., Mosse C.A., Nikitichev D.I., Zhang E.Z., West S., Beard P.C., Papakonstantinou I., Desjardins A.E. Real-time needle guidance with photoacoustic and laser-generated ultrasound probes // *Proc. SPIE 9323, Photons Plus Ultrasound: Imaging and Sensing 2015*, 932321. San Francisco. 2015.
200. Finlay M.C., Mosse C.A., Colchester R.J., Noimark S., Zhang E.Z., Ourselin S., Beard P.C., Schilling R.J., Parkin I.P., Papakonstantinou I., Desjardins A.E. Through-needle all-optical ultrasound imaging in vivo: a preclinical swine study // *Light: Science & Applications*, Vol. 6, 2017. P. e17103.

201. Roggan A., Friebel M., Doerschel K., Hahn A., Mueller G.J. Optical properties of circulating human blood in the wavelength range 400-2500 nm // Journal of Biomedical Optics, Vol. 4, No. 1, 1999. pp. 36-46.
202. Ziskin M.C., Thickman D.I., Goldenberg N.J., Lapayowker M.S., Becker J.M. The comet tail artifact // Journal of Ultrasound in Medicine, Vol. 1, No. 1, 1982. pp. 1-7.
203. Григорьев ИС, Мейлихов ЕЗ, редакторы. Физические величины. Справочник. Москва: Энергоатомиздат, 1991.
204. Precision Acoustics Ltd. Properties of Poled Piezo-electric PVdF Film // <https://www.acoustics.co.uk/product/pvdf/>. URL: <https://www.acoustics.co.uk/pal/wp-content/uploads/2015/11/Properties-of-poled-PVDF.pdf> (дата обращения: 11.March.2019).