

Федеральное государственное бюджетное научное учреждение
«Федеральный исследовательский центр Институт прикладной физики
им. А.В. Гапонова-Грехова Российской академии наук»

На правах рукописи

Шерстнев Евгений Павлович

МЕТОД РЕКОНСТРУКЦИИ РАСПРЕДЕЛЕНИЯ КОЭФФИЦИЕНТА
ОСЛАБЛЕНИЯ В ОПТИЧЕСКОЙ КОГЕРЕНТНОЙ ТОМОГРАФИИ

1.3.4. – Радиофизика

Диссертация на соискание ученой степени
кандидата физико-математических наук

Научный руководитель:
доктор физико-математических наук
Геликонов Григорий Валентинович

Нижний Новгород – 2025

ОГЛАВЛЕНИЕ

Оглавление	2
Введение	6
Глава 1. Ослабление сигнала с глубиной и вычисление параметров среды в оптической когерентной томографии (по литературе)	14
1.1. Принцип работы ОКТ	14
1.2. Модели ослабления сигнала на изображении оптической когерентной томографии	19
1.3. Метод оценки распределения коэффициента ослабления	22
1.4. Ослабление сигнала из-за конечной разрешающей способности спектрометра	25
1.5. Методы оценки упругих свойств ткани с использованием оптической когерентной томографии	29
1.6. Изменение оптических свойств тканей при приложении к ним деформирующего воздействия	31
Глава 2. Влияние параметров спектрометра на ослабление сигнала ОКТ	33
2.1. Задача о падении на дифракционную решетку пучка с гауссовым распределением амплитуды	34
2.1.1. Постановка задачи о падении пучка на дифракционную решетку в условиях, характерных для ОКТ	35
2.1.2. Применение принципа Гюйгенса-Френеля для решения задачи о падении гауссова пучка на бесконечную плоскую дифракционную решетку	37
2.1.3. Критерий разрешения монохроматических компонент	41
2.1.4. Случай падения на дифракционную решетку пучка с двумерным гауссовым распределением	44
2.2. Влияние характеристики спектрального разрешения дифракционной решётки на ослабление полезного сигнала с увеличением разности хода в интерферометре	46
2.2.1. Определение функции ослабления величины ОКТ-сигнала из-за особенностей регистрации сигнала в спектрометре	46

2.2.2. Функция влияния дифракционной решетки	48
2.2.3. Соотношение между поперечной координатой и волновым числом. Коэффициент обратной дисперсии.....	50
2.2.4. Дифракция пучка в свободном пространстве	52
2.2.5. Функция приемного окна.....	53
2.2.6. Сравнение факторов, обуславливающих ослабление сигнала	56
2.2.7. Составление функции ослабления сигнала с учетом влияния дифракционной решетки	57
2.2.8. Анализ характерных масштабов функции ослабления сигнала.....	57
2.3. Сравнение теоретического предсказания уточненной модели спектрометра с экспериментальными данными	59
2.3.1. Сравнение результатов исследования с данными других работ	59
2.3.2. Измерение ослабления сигнала для собственной системы ОКТ	60
2.3.3. Устранение влияния радиотехнического фактора на расчет.....	62
Заключение Главы 2	64
Глава 3. Метод реконструкции распределения коэффициента ослабления	65
3.1. Метод оценки коэффициента ослабления устойчивый к шумовым эффектам ..	66
3.1.1. Моделирование сигнала.....	66
3.1.2. Восстановление зашумленного сигнала.....	67
3.1.2. Представление оценочного коэффициента ослабления в виде линейной функции от искомого значения коэффициента ослабления.....	68
3.1.3. Оценка влияния на расчет мультипликативной и аддитивной компоненты	69
3.1.4. Применение коррекции влияния шума на расчет коэффициента ослабления.....	71
3.1.5. Сравнение оценки распределения коэффициента ослабления с оценкой, исходящей из модели однократного рассеяния.....	73
3.2. Коррекция влияния аппаратного изменения сигнала на оценку распределения коэффициента ослабления	75
3.2.1. Оценка характерных параметров систем ОКТ	75

3.2.2. Влияние аппаратного ослабления сигнала на расчет коэффициента ослабления.....	79
3.2.3. Представление оценочного коэффициента ослабления в виде линейной функции искомого значения.....	81
3.2.4. Применение коррекции влияния аппаратного ослабления сигнала на оценку коэффициента ослабления в численном эксперименте	83
3.2.5. Сравнение различных методов коррекции влияния аппаратного ослабления сигнала на оценку коэффициента ослабления	84
3.2.6. Применение метода оценки коэффициента ослабления к экспериментальным данным	86
3.3. Оценка распределения коэффициента ослабления в случае, когда сигнал не спадает до уровня шума на изображении ОКТ	88
3.3.1. Оценка интеграла сигнала за пределами изображения.....	89
3.3.2. Численный эксперимент с оценкой коэффициента ослабления при неполном ослаблении сигнала в пределах изображения ОКТ	90
3.3.3. Оценка коэффициента ослабления в случае, когда сигнал не опускается ниже уровня шума в пределах ОКТ-изображения	91
3.4 Визуализация однородно рассеивающей среды	93
Заключение Главы 3	94
Глава 4. Метод различения тканей с различными упругими свойствами на основе анализа изменения коэффициента ослабления сигнала по данным ОКТ	95
4.1. Эксперимент с внешним контролем давления.....	95
4.1.1 Описание эксперимента с внешним контролем давления.....	95
4.1.2. Обработка данных в эксперименте с внешним контролем давления	97
4.1.3 Результаты эксперимента с внешним контролем давления	99
4.2. Эксперимент с контролем давления по данным ОКТ	101
4.2.1. Описание эксперимента с контролем давления по данным ОКТ	101
4.2.2. Калибровочный эксперимент	102
4.2.3. Усреднение данных в эксперименте с контролем давления по данным ОКТ	103

4.2.4. Описание образцов в эксперименте с контролем давления по данным ОКТ	104
4.2.2 Результаты эксперимента с контролем давления по данным ОКТ	105
4.3 Карта параметров.....	107
4.4. Заключение Главы 4	108
Заключение.....	109
Литература.....	111

ВВЕДЕНИЕ

Оптическая когерентная томография (ОКТ) – метод зондирования оптически мутных сред на микроуровне, основанный на принципах низкокогерентной интерферометрии. Результатом зондирования объекта является двумерное или трехмерное изображение внутренней структуры объекта, которое основано на картировании рассеянных назад «баллистических» (прямо летящих) фотонов, выделенных на фоне многократного рассеяния. Основным применением ОКТ является неинвазивная визуализация биологических тканей в реальном времени в целях медицинской диагностики.

Существует несколько возможных реализаций метода ОКТ. Классической основой устройств ОКТ является интерферометр Майкельсона, на вход которого подается свет низкокогерентного источника с относительной шириной оптического спектра в единицы и десятки процентов. Одно из плеч интерферометра является опорным. Во втором плече расположен исследуемый объект. На выходе из интерферометра регистрируется интерференция волн, отраженных от обоих плеч. Исторически первым был реализован корреляционный метод ОКТ, который предполагает регистрацию рассеянной назад волны из области когерентного приема (в единицы мкм) статически или на частоте доплеровского сдвига при изменении задержки в интерферометре за счет смещения опорного зеркала. Другая реализация – более скоростная спектральная ОКТ, в которой сигнал принимается одновременно со всей глубины, а регистрация сигнала осуществляется с использованием оптического спектрометра.

На изображении ОКТ визуализируется структура исследуемой ткани, при этом локальная яркость изображения соответствует количеству баллистических фотонов, вернувшихся в оптический интерферометр из соответствующей точки пространства. Структурные особенности тканей, как правило, являются диагностическими признаками в сфере медицины, поэтому важна возможность дифференцировать различные ткани. Однако из-за того, что величина сигнала существенным образом зависит не только от свойств среды в анализируемой точке пространства, но и от процессов рассеяния и поглощения на всей трассе прохождения зондирующего луча, дифференциация отображаемых структур и, соответственно, оценка биологических тканей на изображении ОКТ может быть затруднена.

Для качественной дифференциации тканей с различными свойствами целесообразно введение дополнительного параметра, который будет одинаковым для однородных участков ткани. Для этих целей удобно использовать характеристику ослабления сигнала с глубиной. Ослабление сигнала с глубиной в ОКТ обусловлено влиянием, в первую очередь, свойств самой среды, рассеивающей и поглощающей излучение, а также рядом факторов, определяемых регистрирующим устройством: фокусировкой зондирующего излучения, способом его регистрации и обработки.

Ослабление света в ткани обусловлено процессами поглощения и рассеяния. Как правило, в ОКТ используются длины волн, для которых рассеяние в биологических тканях значительно превосходит поглощение. Существует множество подходов к описанию и оценке величины рассеяния сигнала по данным ОКТ. Большая часть из них либо подразумевает выбор области интереса для оценки рассеяния в ткани, либо знание о структуре и некоторых характеристиках исследуемой ткани. Однако в общем случае исследуемая среда является неизвестной и выбор области интереса может быть затруднен невозможностью оценки структуры ткани.

В работе [1] был предложен метод оценки распределения коэффициента ослабления непосредственно из величины ОКТ-сигнала. Однако этот метод имеет ряд ограничений. Он предполагает возможность корректной оценки интеграла интенсивности, что возможно только в случае, когда величина баллистической компоненты ОКТ-сигнала не превышает уровень шума на глубине, превышающей предельную глубину ОКТ-визуализации. Также метод чувствителен к наличию шума на изображении ОКТ, которое может приводить к существенному искажению оценки. Еще одним важным фактором является наличие аппаратного изменения сигнала с глубиной, которое необходимо учитывать. Влияние этих факторов на оценку коэффициента ослабления нуждается в подробном рассмотрении и коррекции.

На оценку параметров рассеяния влияют такие аппаратные факторы, как особенности приема сигнала в спектрометре и влияние фокусировки зондирующего излучения. Математическое описание изменения сигнала с глубиной из-за фокусировки зондирующего излучения хорошо известно. Однако существующая аналитическая модель ослабления полезного сигнала с глубиной из-за особенностей регистрации сигнала в спектрометре [2] требует уточнения, так как в некоторых работах обнаруживаются расхождения теоретического предсказания с экспериментальными данными.

Оптическая когерентная эластография (ОКЭ) – активно развивающаяся область применения ОКТ, направленная на измерение упругих свойств биологических тканей. Современные реализации ОКЭ основаны на использовании фазочувствительной ОКТ, в которой ОКТ-сигнал содержит амплитудную и фазовую составляющую. Анализ изменения фазовой составляющей позволяет с субпиксельной точностью определять локальные смещения элементов исследуемого объекта при приложении к объекту внешнего деформирующего воздействия. Дальнейший анализ локальных смещений элементов объекта позволяет определить его упругие свойства. Использование фазовой составляющей ОКТ-сигнала придает измерениям высокую точность, однако также и накладывает требования к фазовой стабильности. Обеспечение фазовой стабильности существенно затрудняет применение ОКЭ в ряде областей, например, в эндоскопии.

В тоже время известно, что при деформации биологических тканей могут значительно изменяться их оптические свойства. При этом в ряде работ [3-6] выдвигается предположение, что величина изменения оптических характеристик объекта при приложении к нему деформирующего воздействия зависит от упругих свойств этого объекта. Иными словами, при приложении к двум объектам с различной жесткостью одинакового деформирующего воздействия большие изменения оптических свойств должны наблюдаться для менее жесткого (более деформируемого) объекта. Это дает основания полагать, что анализ изменения оценки коэффициента ослабления при приложении деформирующего воздействия к исследуемым объектам может позволить различать объекты, обладающие различными упругими свойствами.

Таким образом, в диссертации рассматривается ряд радиофизических задач, направленных на создание новых методов анализа и обработки сигналов, формирующихся в процессе обратного рассеяния излучения, распространяющегося в естественных и искусственных оптически мутных средах.

Целью работы является разработка подхода к дифференциации оптически мутных сред на основе реконструкции распределения коэффициента ослабления, устойчивой к наличию на изображении ОКТ шума и аппаратного изменения сигнала с глубиной, а также для случая, когда величина баллистической компоненты ОКТ-сигнала превышает уровень шума на глубине, превышающей предельную глубину ОКТ-визуализации.

Структура диссертации

Диссертация состоит из введения, 4-х глав и заключения.

Во введении обоснована актуальность диссертационной темы, сформулирована цель работы, приведены основные положения, отражена научная новизна, представлена структура и общее содержание работы.

В первой главе содержится обзор литературы. Рассмотрены наиболее известные модели описания ослабления сигнала с глубиной в ткани по данным ОКТ и существующая модель аппаратного изменения сигнала с глубиной. Сформулированы задачи, требующие решения, а также рассмотрены подходы к решению задач, предложенные в литературе.

Во второй главе составлена уточненная аналитическая модель, описывающая ослабление сигнала на ОКТ-изображении, вызванное особенностями регистрации сигнала в ОКТ-спектрометре, основанном на комбинации дифракционной решетки и призмного корректора неэквидистантности регистрации спектра. Рассмотрена задача о падении на дифракционную решетку пучка с гауссовым распределением амплитуды. Введена поправка для дисперсионной характеристики ОКТ-спектрометра, связанная с использованием призмного корректора неэквидистантности регистрации спектра. На основе указанных выше результатов составлена уточненная модель ослабления сигнала с глубиной на ОКТ-изображении, которая учитывает влияние на ослабление сигнала конечного размера единичного элемента линейки фотоприемников, конечного размера пятна сфокусированной монохроматической компоненты, разрешающей способности спектрометра, а также изменение дисперсионной характеристики спектрометра из-за использования призмного корректора неэквидистантности регистрации спектра. Проведено сравнение теоретического предсказания согласно предложенной модели с экспериментальными данными.

В третьей главе рассмотрено влияние на оценку распределения коэффициента ослабления наличия шума, аппаратного изменения сигнала с глубиной на изображении ОКТ, а также наличия баллистической компоненты ОКТ-сигнала, превышающей уровень шума на глубине большей, чем предельная глубина ОКТ-визуализации. Предложены методы оценки распределения коэффициента ослабления в случае наличия на изображении ОКТ шума и аппаратного изменения сигнала с глубиной. Для случая, когда ОКТ-сигнал превышает уровень шума на глубине большей, чем глубина ОКТ-визуализации, предложен подход к оценке интеграла сигнала вне диапазона визуализации. Предложенные подходы проверены на примере численного эксперимента. Также продемонстрировано применение предложенных подходов к экспериментальным данным. Проведено сравнение оценки распределения коэффициента ослабления по предложенному

методу с результатом оценки по аппроксимации сигнала в соответствии с моделью однократного рассеяния.

В четвертой главе представлено экспериментальное исследование возможности применения анализа изменения коэффициента ослабления сигнала для различения сред с отличающейся твердостью по Шору. Исследование было проведено для набора модельных сред, для которых был независимо измерен индекс твердости по Шору, а также приведен пример оценки для биологических тканей. Для количественной оценки величины изменения коэффициента ослабления среды при увеличении приложенного к ней деформирующего воздействия был использован параметр наклона линейной функции. Предложен подход к дифференциации сред на основе анализа их среднего коэффициента ослабления сигнала и параметра наклона зависимости коэффициента ослабления сигнала от величины деформирующего воздействия в линейном приближении.

В заключении сформулированы основные результаты работы.

Также диссертация содержит список литературы, состоящий из 110 источников. Работа изложена на 117 страницах машинописного текста, из которых основное содержание включает 105 страниц, 51 рисунок.

На защиту выносятся следующие основные положения:

1. Учет дисперсионной характеристики оптического спектрометра с призмным компенсатором неэквидистантности и его спектрального разрешения позволяет устранить недооценку величины аппаратно-обусловленного ослабления сигнала в оптической когерентной томографии в 1,65 раз для максимальной регистрируемой задержки интерферирующих волн для спектрометра на дифракционной решетке в брэгговской конфигурации при отношении длины волны к периоду дифракционной решетки 1,5, использующего призмный корректор неэквидистантности регистрации спектральных компонент с коэффициентом ослабления дисперсии 0,74.

2. Применение винеровской фильтрации к первичной оценке значений коэффициента ослабления для подавления аппаратного влияния на сигнал и устранения шумов позволяет проводить эффективную оценку локального коэффициента ослабления в оптической когерентной томографии в приближении однократного рассеяния при условии, что уровень ОКТ-сигнала превышает уровень шума хотя бы в e раз.

3. Различение оптически мутных сред с близкими оптическими, но различными упругими свойствами возможно осуществить методом оптической когерентной

томографии посредством введения количественной оценки изменения коэффициента ослабления при продольной деформации объекта.

Научная новизна диссертационной работы состоит в следующем:

1. Впервые учтено влияние разрешающей способности дифракционной решетки и изменения дисперсии спектрометра на ослабление сигнала с глубиной в спектральной ОКТ.

2. Впервые использовано применение винеровской фильтрации непосредственно к значениям оценки коэффициента ослабления для подавления шумовых эффектов и влияния аппаратного изменения сигнала на оценку.

3. Впервые исследована возможность дифференциации сред с различной твердостью по Шору с помощью анализа изменения коэффициента ослабления при компрессии этих сред.

4. Предложен метод дифференциации сред с различной твердостью по Шору на основании двух параметров: коэффициента ослабления этих сред и параметра, описывающего величину изменения коэффициента ослабления этих сред при компрессии.

Практическая ценность диссертации состоит в следующем:

1. Разработанная аналитическая модель аппаратно-обусловленного ослабления сигнала позволяет оценивать оптимальные параметры ОКТ-спектрометра при его разработке.

2. Разработанный метод оценки распределения коэффициента ослабления, устойчивый к шуму и аппаратному изменению сигнала с глубиной, позволяет расширить возможности ОКТ-визуализации биологических тканей. Картирование распределения коэффициента ослабления, основанное на разработанном методе, позволяет исключить влияние эффекта затенения, характерного для изображения ОКТ. Это расширяет возможности метода ОКТ как инструмента дифференциальной диагностики и позволяет упростить интерпретацию ОКТ-изображений и снизить влияние человеческого фактора на результат диагностики.

3. Анализ изменения коэффициента ослабления сигнала при применении к среде продольного деформирующего воздействия позволяет ввести дополнительную метрику,

которая может быть использована для различения тканей с различными механическими свойствами.

Методы исследования

При выполнении диссертационного исследования был проведен обзор научной литературы по тематике исследования на основе общедоступных публикаций. В рамках работы проводилось составление математических моделей и разработка методов обработки ОКТ-сигнала. Проверка разработанных моделей и подходов проводилась с использованием численных и натурных экспериментов. Экспериментальная работа включала подготовку и проведение эксперимента, регистрацию и обработку данных оптической когерентной томографии. Данные были получены с использованием разработанных в ИПФ РАН устройств ОКТ. В качестве исследуемых образцов в экспериментальных частях исследования использовались как искусственные, так и биологические среды.

Апробация работы

Изложенные в диссертации результаты обсуждались на семинарах в Институте прикладной физики РАН и докладывались на российских и международных конференциях:

1. XXIII научной конференции по радиофизике, посвященной 100-летию со дня рождения Н.А. Железцова (Нижний Новгород, Россия, 2019)
2. Saratov Fall Meeting 2019 (Саратов, Россия, 2019)
3. XXV Нижегородская сессия молодых ученых (Нижний Новгород, Россия, 2020)
4. XXVI Нижегородская сессия молодых ученых (Нижний Новгород, Россия, 2021)
5. XXV научная конференция по радиофизике (Нижний Новгород, Россия, 2021)
6. Saratov Fall Meeting 2021 (Саратов, Россия, 2021)
7. The 2nd BRICS Workshop on Biophotonics (ВКС, международные, 2023)

Основные результаты диссертации опубликованы в 9 работах. Из них 5 работы опубликованы в изданиях, которые цитируются в международных базах цитирования Web of Science и Scopus [A1-A5]. Часть основных результатов опубликована в трудах и тезисах конференций [A6-A9].

Личный вклад автора

Все приведенные в диссертации результаты получены либо лично диссертантом, либо при его непосредственном участии. В частности, соискателем выполнены все присутствующие в работе численные расчёты и реализованы алгоритмы разработанных подходов. Численные расчёты выполнялись на основе оригинальных программ, созданных автором самостоятельно. Соискатель также занимался постановкой экспериментов, описанных в работе. Помимо этого, автор принимал участие в написании, по его результатам, научных статей.

ГЛАВА 1. ОСЛАБЛЕНИЕ СИГНАЛА С ГЛУБИНОЙ И ВЫЧИСЛЕНИЕ ПАРАМЕТРОВ СРЕДЫ В ОПТИЧЕСКОЙ КОГЕРЕНТНОЙ ТОМОГРАФИИ (ПО ЛИТЕРАТУРЕ)

1.1. Принцип работы ОКТ

Оптическая когерентная томография (ОКТ) – интерферометрический метод визуализации структуры оптически мутных сред с использованием излучения с относительно шириной спектра в единицы и десятки процентов [7-10]. Оптически мутными называют среды, рассеяние света на которых вызывает снижение их прозрачности.

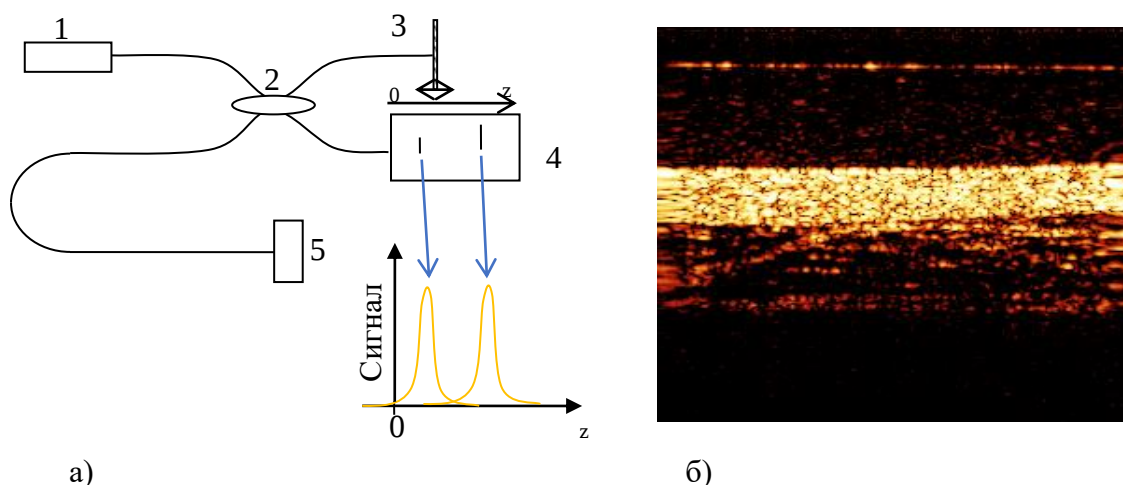


Рисунок 1.1 – (а) -Принципиальная схема корреляционного метода ОКТ: 1 – низкокогерентный источник света, 2 – оптический делитель, 3 – опорное зеркало, 4 – исследуемый объект, 5 – фотодетектор; (б) - пример ОКТ-изображения куриной кожной ткани

Существует несколько возможных реализаций ОКТ. Исторически первым появился корреляционный метод (Рисунок 1.1а) или ОКТ во временной области [7-13]. Принципиальную схему ОКТ можно разделить на интерферометрическую часть и систему регистрации сигнала. Классической реализацией интерферометрической части является интерферометр Майкельсона. Свет низкокогерентного источника 1 проходит через оптический делитель 2. После прохождения оптического делителя часть исходной волны направляется на опорное зеркало 3, а другая часть направляется на исследуемый объект 4. Затем сумма отраженных из обоих плеч интерферометра волн направляется в систему регистрации.

В корреляционной ОКТ сканирование объекта в глубину осуществляется посредством перемещения в глубину области когерентного приема (в единицы мкм) статически, или с постоянной скоростью, за счет изменения длины оптического пути в опорном плече 3 с доплеровским сдвигом частоты (например, посредством перемещения зеркала). Перемещение зеркала изменяет разность хода между опорным и рассеянным в объекте излучением. Квадратичный фотодетектор 5 регистрирует интенсивность суммы отраженных волн при различных положениях зеркала.

Интерференционная составляющая сигнала описывается выражением [11]

$$I(z) \propto 2\text{Re} \left\{ \int_{-\infty}^{\infty} E_s(\omega) \cdot E_r^*(\omega) \cdot e^{-i\Delta\varphi(\omega)} \frac{d\omega}{2 \cdot \pi} \right\}, \quad (1.1)$$

где $E_s(\omega)$ – амплитуда поля волны, отраженной от образца, $E_r(\omega)$ – амплитуда поля волны, отраженного от опорного зеркала, $\Delta\varphi$ – фазовая задержка, ω – частота излучения. Когда длина оптического пути волны в опорном плече совпадает длиной оптического пути волны, рассеянной на элементе среды в объекте, задержка равна нулю и наблюдается интерференция. Интерференция наблюдается при разности пространственных задержек меньше длины когерентности излучения, которая определяется шириной спектра источника. А величина интенсивности интерференционного пика пропорциональна коэффициенту обратного рассеяния элемента среды. Так, смещая опорное зеркало, можно зафиксировать информацию о распределении рассеивателей по глубине. Визуальный результат сканирования представлен на Рисунке 1.16.

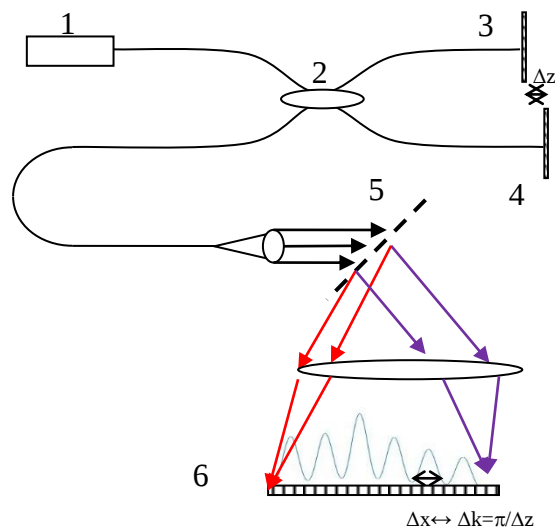


Рисунок 1.2 – Принципиальная схема спектральной ОКТ: 1 – низкокогерентный источник света, 2 – оптический делитель, 3 – опорное зеркало, 4 – исследуемый объект, 5 – дифракционная решетка, 6 – линейная фотоприемная матрица

В настоящее время более обширное применение имеет спектральная ОКТ [2, 14-19] (Рисунок 1.2). Интерферометрическая часть системы аналогична схеме для корреляционной ОКТ, но опорное зеркало 3 остается неподвижным. Регистрации результата интерференции на выходе из интерферометра осуществляется посредством спектрометра, который регистрирует разложение излучения на N отдельных спектральных компонент. Длина когерентности отдельной спектральной компоненты, соответственно, больше в N раз, что, как правило, превышает область зондирования по глубине. Классическим диспергирующим элементом спектрометра является дифракционная решетка (ДР). В интересах увеличения быстродействия системы применяется комбинированный дисперсионный элемент, который помимо дифракционной решетки содержит также и призму, корректирующую неэквидистантность распределения спектральных компонент [20, 21].

Спектр интенсивности $S(k)$ анализируемого излучения после фокусировки регистрируется линейной фотоприемной матрицей, представляющей собой линейный массив идентичных фотоэлементов. Поскольку анализируемое излучение является суммой рассеянного объектом и опорного излучения, их интерференция обуславливает возникновение изрезанности регистрируемого спектрального распределения. Эта изрезанность связана преобразованием Фурье со структурой рассеяния в объекте [10, 14, 22] – частота изрезанности спектра в k -пространстве обратно пропорциональна величине разности хода интерферирующих волн. Зарегистрированный сигнал подвергается ряду численных преобразований, отсекающих автокорреляционные и радиотехнические артефакты. Обработка сигнала завершается преобразованием Фурье

$$I(z) = FT(S(k)). \quad (1.2)$$

Полученный результат является распределением сигнала по глубине аналогичным изображенному на Рисунке 1.1б.

Спектральный метод ОКТ обладает существенным преимуществом перед корреляционным: поскольку в формировании полезного сигнала участвует весь рассеянный объектом свет, а не малая его часть в пределах длины когерентности, то скорость получения изображений может быть увеличена пропорционально числу отдельно принимаемых спектральных компонент N [14].

Еще одной распространенной реализацией ОКТ, которая использует преобразование Фурье, является ОКТ с перестраиваемым источником [23-29]. Схема метода схожа со схемой корреляционной ОКТ (Рисунок 1.1), однако опорное зеркало 3

остается неподвижным. В качестве источника выступает перестраиваемый лазер. На выходе из интерферометра единичный фотозаэлемент регистрирует сумму опорной и объектной волны для отдельной спектральной компоненты. Спектр сигнала регистрируется посредством перестройки частоты источника. Затем распределение сигнала по глубине получается при использовании преобразования Фурье (1.2).

Оба метода, использующих преобразование Фурье, имеют преимущество в отношении сигнал-шум перед корреляционным ОКТ, так что [30]

$$\frac{SNR_{Fourier}}{SNR_{TD}} = \frac{N}{2}, \quad (1.3)$$

где $SNR_{Fourier}$ – отношение сигнал-шум для Фурье-методов ОКТ, SNR_{TD} – отношение сигнал-шум для корреляционной ОКТ.

Далее в настоящей работе будет рассматриваться именно спектральная ОКТ.

Основной областью применения ОКТ является визуализация биологических тканей в приложении к медицинской диагностике. На сегодняшний день ОКТ является золотым стандартом в офтальмологии. Также исследуется применение метода в оториноларингологии [31, 32], кардиологии [33], эндоскопии [34], дерматологии [35], нейрохирургии [36].

Также существуют немедицинские применения ОКТ. В частности, в работах [37-39] показаны способы адаптации метода ОКТ для оценки качества производственных образцов и объектов искусства.

Оптическая когерентная томография визуализирует распределение рассеивателей в исследуемой ткани по глубине, что позволяет оценивать морфологическую структуру ткани. Однако в ряде случаев различные ткани могут быть неразличимы между собой непосредственно на изображении ОКТ. Например, когда более рассеивающая среда располагается под слоем менее рассеивающей, эти среды могут быть слабо различимы потому, что до более рассеивающей среды дойдет меньшее количество нерассеянного ранее света. В этом случае из более рассеивающей ткани будет возвращаться количество света схожее с менее рассеивающей тканью, и различить их визуально достаточно трудно.

Выделение дополнительной информации из данных ОКТ также является важным для поиска новых диагностических критериев. Такой дополнительной информацией могут являться оптические характеристики среды. Наиболее очевидной характеристикой, которую можно оценить из данных ОКТ является ослабление сигнала с глубиной.

Ослабление сигнала в ткани связано с рассеянием и поглощением сигнала. Однако, как правило в ОКТ используется свет ближнего инфракрасного диапазона, для которого рассеяние света в биологических тканях значительно преобладает над поглощением. Ниже будет приведен краткий обзор областей, в которых исследуется возможность применения оценки ослабления сигнала в ткани в качестве инструмента для различения тканей.

В дерматологии исследовалась возможность отличить здоровую кожную ткань от пораженной псориазом. В работе [35] показано, что коэффициент ослабления при псориазе оказывается ниже, чем в случае здоровой ткани. При этом после лечения коэффициент ослабления становился близким по значениям характерным для здоровой кожи. Здесь изменение коэффициента ослабления объясняется воспалительными процессами и отеком, которому соответствует более высокое содержание воды в тканях. Также исследовалась возможность различения ожоговых рубцов. В работе [40] обнаружено более медленное ослабление сигнала в рубцовых тканях, чем в соседних здоровых. В работе [41] исследовалось изменение ослабления в рубцах при фракционном лазерном лечении рубцов. Для зрелых рубцов, которые не подвергались лечению, ослабление сигнала было схожим с нормальной кожей, однако после в процессе лечения коэффициенты ослабления заметно изменялись, приходя к значениям для нормальной кожи по мере восстановления.

В кардиологии исследования ослабления сигнала в ткани связаны с атеросклерозом. Атеросклероз – это воспалительное заболевание, при котором во внутренней оболочке артериальных сосудов образуются очаговые жировые отложения. Нормальная структура стенки коронарной артерии состоит из внутреннего слоя (интимы), медиального слоя и соединительной адвенции. Атеросклеротические бляшки образуются в интимальном слое. Здесь исследования показывают возможность различения богатых липидами областей, кальцинированных областей, некротических ядер бляшек [33, 42-45].

Также исследуются применения в онкологии. Так в работе [46] показан контраст между тканями лимфатических узлов при раке молочной железы и аналогичными тканями у здорового человека. В работе [47] также исследуются коэффициенты ослабления для различных тканей лимфатических узлов. В работах [36, 48, 49] исследуется возможность использования скорости ослабления сигнала для дифференциации здоровых и патологических тканей мозга.

При этом следует отметить отсутствие единого подхода к оценке параметров ослабления сигнала в исследуемых средах. В обзоре [50] приводится сравнение

параметров ослабления для однотипных биологических тканей, полученных в разных работах. Авторы отмечают, что параметры исследуемой среды, вычисленные разными методами, могут отличаться между собой. Это не позволяет создать базу данных, которая содержала бы точные значения коэффициентов ослабления для здоровых и патологических тканей, которые можно было бы использовать в качестве диагностического признака.

1.2. Модели ослабления сигнала на изображении оптической когерентной томографии

Ослабление света с глубиной в биологических тканях обусловлено процессами поглощения и рассеяния. Обычно для его количественной оценки используется коэффициент ослабления

$$\mu = \mu_a + \mu_s, \quad (1.4)$$

где μ_a – составляющая, описывающая поглощение сигнала; μ_s – составляющая, описывающая рассеяние сигнала. Как правило, в оптической когерентной томографии используются источники света ближнего инфракрасного диапазона. Для используемого диапазона длин волн рассеяние света в биологических тканях значительно превышает поглощение [51].

Существуют две основные модели, которые используются для описания ослабления сигнала на изображении ОКТ: модель однократного рассеяния и модель многократного рассеяния.

Модель однократного рассеяния предполагает, что система ОКТ регистрирует только фотоны, рассеянные внутри объекта один раз. В этом случае ослабление сигнала с глубиной описывается законом Бугера-Ламберта-Бера, который предполагает экспоненциальное ослабление сигнала с глубиной [52]

$$S(z) = S_0 \cdot \exp[-\mu \cdot z], \quad (1.5)$$

где $S(z)$ – амплитуда сигнала ОКТ, S_0 – сигнал при $z = 0$, z – глубина.

При этом следует понимать, что помимо ослабления света непосредственно в исследуемом объекте существуют аппаратные факторы, которые обуславливают изменение сигнала с глубиной на изображении ОКТ. В частности, величина сигнала на изображении ОКТ зависит от фокусировки зондирующего излучения: в области перетяжки пучка величина регистрируемого сигнала заметно выше, чем на расстоянии, превышающем длину Рэлея. Далее для обозначения этого явления будет использоваться

термин «конфокальный фактор». Ослабление сигнала из-за конфокального фактора описывается функцией [53]

$$h(z) = \frac{1}{\sqrt{\left(\frac{z - z_f}{2 \cdot n \cdot z_R}\right)^2 + 1}} \quad (1.6)$$

где z_f – глубина, на которой сфокусировано зондирующее излучение. n – показатель преломления среды, z_R – длина Рэлея для пучка с гауссовым распределением амплитуды.

Когда речь идет о спектральной ОКТ, на изображении ОКТ присутствует ослабление сигнала, обусловленное конечной разрешающей способностью спектрометра, которое в англоязычной литературе обозначается термином «fall-off» или «roll-off» [16]. Для обозначения влияния fall-off, будет использоваться функция FO(z).

Полная модель ослабления сигнала на изображении ОКТ может быть записана следующим образом

$$S(z) = h(z) \cdot FO(z) \cdot S_0 \cdot \exp[-\mu \cdot z]. \quad (1.7)$$

Как правило, для поиска коэффициента ослабления используется подгонка функции (1.7) к экспериментальным данным. Такой подход оправдывает себя в случае однородных сред или при возможности выделения области интереса. Подгонка кривой может быть чувствительной к наличию неоднородностей в исследуемой ткани. В частности, есть работы, подтверждающие влияние наличия сосудов на измерения коэффициента ослабления в коже. Для этого случая предложены методы, включающие обнаружение и маскировку сосудов [28].

Модель многократного рассеяния предполагает, что на выходе из интерферометра регистрируются в том числе фотоны, которые были рассеяны на неоднородностях более одного раза [54-56]. Многократное рассеяние можно ожидать в тканях с сильным рассеянием в прямом направлении [52, 57], в тканях с высоким коэффициентом рассеяния [52], для сред с более крупными рассеивающими частицами, при этом вклад многократного рассеяния должен увеличиваться при увеличении глубины [58]. Авторы работы [28] приходят к выводу, что вклад многократного рассеяния становится существенным при коэффициенте рассеяния $\mu_s > 10 \text{ мм}^{-1}$ и при коэффициенте анизотропии $g > 0,8$.

Для моделирования многократного рассеяния на изображении можно использовать метод Монте-Карло. Этот метод вероятностно отслеживает траекторию фотонов в

исследуемом объекте [59, 60]. Главным ограничением метода Монте-Карло является необходимость ввода начальных параметров, которые в общем случае неизвестны [61].

Еще одним способом описания многократного рассеяния является расширенная модель Гюйгенса-Френеля [62-64]. Эта модель предполагает рассеяние света в параксиальном приближении, когда для угла θ наклона рассеянной волны относительно падающей выполняется условие $\sin \theta \approx \theta$. Эта теория применима к образцам с фактором анизотропии $g > 0,7$. Согласно этой модели среднеквадратичная амплитуда описывается выражением

$$\langle S^2(z) \rangle \propto \exp[-2 \cdot \mu_s \cdot z] + \frac{4 \cdot \exp[-\mu_s \cdot z] \cdot (1 - \exp[-\mu_s \cdot z])}{1 + \frac{\omega_H^2}{\omega_s^2}} + (1 - \exp[-\mu_s \cdot z])^2 \cdot \frac{\omega_H^2}{\omega_s^2}, \quad (1.8)$$

где

$$\omega_H^2(z) = \omega_0^2 \cdot \left[\left(\frac{z - z_f}{2 \cdot n \cdot z_R} \right)^2 + 1 \right], \quad (1.9)$$

$$\omega_s^2 = \omega_H^2(z) + \frac{1}{3} \cdot (\mu_s \cdot z) \cdot \theta_{rms}^2 \cdot \left(\frac{z}{n} \right)^2. \quad (1.10)$$

Выражение (1.9) – уравнение описывающее изменение ширины гауссова пучка ω_H , где ω_0 – полуширина пучка в перетяжке, z_f – положение фокуса зондирующего излучения в образце, n – показатель преломления среды, z_R – длина Рэлея. Выражение (1.10) описывает изменение ширины пучка при наличии многократно рассеяния в прямом направлении ω_s , здесь θ_{rms} – среднеквадратичный угол рассеяния ($\theta_{rms} \approx \sqrt{2(1 - g)}$).

Используя эту модель, можно вычислить параметры μ_s и θ_{rms} . Однако эти параметры являются взаимосвязанными, изменение одного из них может быть компенсировано изменением другого без изменения данных [53]. Для ограничения этого влияния могут быть использованы априорные значения μ_s и θ_{rms} [65].

Отдельно следует выделить модель ослабления сигнала, основанную на уравнениях переноса. Эта модель предполагает, что можно выделить две составляющие коэффициента рассеяния μ_1 и μ_0 , которые можно оценить независимо друг от друга. При этом для оценки составляющей μ_1 может использоваться аппроксимация экспериментальных данных функцией, схожей с (1.5). Для второй составляющей μ_0 , которая соответствует меньшему среднеквадратичному углу рассеяния, вводится видоизмененная функция [66-68]

$$I(z) \propto \frac{\exp(-2 \cdot \mu_0 \cdot z)}{z^3}. \quad (1.11)$$

Наибольшее распространение при оценке величины ослабления сигнала в ткани имеет модель однократного рассеяния. Это связано с ее простотой. Однако аппроксимация экспериментальных данных экспоненциальной кривой чувствительна к наличию шума, поэтому часто требуется усреднение соседних а-сканов. Также этот метод требует выбора области интересов, соответствующего однородному участку ткани.

В настоящей работе используется предположение, что ОКТ-сигнал формируется, в первую очередь, за счет однократно рассеянных в обратном направлении фотонов, что соответствует приближению однократного рассеяния. Это утверждение справедливо для большей части биологических сред, исследуемых методом ОКТ. Наличие многократно рассеянных фотонов в ОКТ-сигнале существенным образом затрудняет интерпретацию ОКТ-изображений, то есть метод ОКТ неприменим для исследования сред со значимым проявлением эффектов многократного рассеяния на ОКТ-изображении.

1.3. Метод оценки распределения коэффициента ослабления

Особый интерес представляет метод оценки распределения коэффициента ослабления по глубине, который основан на модели однократного рассеяния [1]

$$I(z) \propto \mu(z) \cdot I_0 \cdot \exp \left[-2 \int_0^z \mu(u) du \right], \quad (1.12)$$

где $I(z)$ – интенсивность сигнала на глубине z , I_0 – начальная интенсивность сигнала, интеграл в показателе экспоненты характеризует количество света, которое рассеялось до глубины z . Для такой модели коэффициент ослабления $\mu(z)$ в точке z можно оценить следующим образом

$$\mu(z) = \frac{I(z)}{2 \int_z^\infty I(u) du}, \quad (1.13)$$

или в случае работы с дискретными отсчетами на изображении

$$\mu[i] \approx \frac{I[i]}{2\Delta \sum_{i+1}^{i_{max}} I[j]}, \quad (1.14)$$

где i – дискретная координата, аналогичная глубине. Δ – размер пикселя, i_{max} – максимальная точка окончания изображения. Суммирование в нижней части выражения (1.14) предполагает суммирование интенсивностей во всех последующих точках до бесконечности. В реальности изображение имеет конечное количество дискретных отсчетов, что ограничивает суммирование последней точкой изображения. Это накладывает первое фундаментальное требование к методу: интеграл интенсивности в

области, превышающей предельную глубину ОКТ-визуализации, должен быть пренебрежимо мал.

Вторым важным ограничением является предположение, что интеграл рассеянного света является постоянной величиной. Это требование может не выполняться при наличии значительного поглощения света в ткани. Также метод не учитывает, что рассеиватели в объекте могут иметь различную диаграмму направленности рассеяния.

Также метод чувствителен к наличию шума, который присутствует на изображении ОКТ. Суммирование значений шума по большому количеству точек может существенно исказить оценку интеграла интенсивностей, что может приводить к занижению значений коэффициента ослабления, а также растущей с глубиной ошибке [69].

Помимо этого, метод оценки распределения коэффициента ослабления также требует учета влияния на ослабление сигнала факторов, не обусловленных исследуемой средой, как в выражении (1.7) [1, 70].

Одним из вариантов борьбы с искажением расчета из-за аппаратного ослабления сигнала является размещение образца на изображении таким образом, чтобы минимизировать влияние этого фактора на расчет [1].

В работе [70] предложен метод корректировки расчета распределения коэффициента ослабления. Коррекция предполагает, что регистрируемая интенсивность сигнала $I_{meas}[i]$ представляет собой сумму искомой интенсивности $I[i]$ и аддитивного шума $c[i]$

$$I_{meas}[i] = I[i] + c[i]. \quad (1.15)$$

В таком случае можно использовать фильтр $H[i]$, корректирующий значение интенсивности

$$I[i] = I_{meas}[i] \cdot H[i], \quad (1.16)$$

где

$$H[i] = \frac{1}{h[i] \cdot FO[i]} \frac{|I_{meas}[i]|^2}{|I_{meas}[i]|^2 + |c[i]|^2}. \quad (1.17)$$

В этом выражении $h[i]$ и $FO[i]$ – это введенные ранее обозначения функций, описывающих влияние на изменение сигнала с глубиной конфокального фактора и особенностей регистрации сигнала в спектрометре. Подобная фильтрация, по утверждению авторов, должна исключать влияние и шума, и аппаратного изменения

сигнала. Однако она применима только в случаях слабого влияния фокусировки зондирующего излучения на аппаратно-обусловленное изменение сигнала с глубиной.

В работе [69] предложено подавлять шумовые эффекты за счет усреднения нескольких А-сканов. При этом авторы работы предлагают способ обойти фундаментальное ограничение метода, касающееся равенства нулю интеграла сигнала в области превышающей максимальную глубину визуализации. Выражение для расчета коэффициента ослабления (1.14) видоизменяется следующим образом

$$\mu[i] \approx \frac{I[i]}{2\Delta \sum_{j=1}^{i_{max}} I[j] + \frac{I[i_{max}]}{\mu[i_{max}]}}. \quad (1.18)$$

Здесь дополнительный член в знаменателе используется, чтобы оценить интеграл сигнала за пределами изображения. Он предполагает знание о значении интенсивности и коэффициента ослабления в граничной точке изображения. Авторы предлагают использовать для оценки коэффициента ослабления аппроксимацию экспонентой данных на большом участке в конце изображения. Однако этот подход уязвим к наличию шума и спеклов на изображении ОКТ, поэтому он требует наличия достаточно большого участка однородно рассеивающей среды для проведения аппроксимации и усреднения нескольких А-сканов, чтобы минимизировать влияние шума.

Описанный выше подход, который предполагает оценку коэффициента ослабления по выражению (1.14), выгодно отличается от других подходов тем, что результатом оценки является распределение коэффициента ослабления по глубине, что позволяет использовать его для дифференциации биологических тканей. При этом он не требует никаких знаний о конфигурации и характеристиках среды. Этот подход не учитывает возможное наличие многократного рассеяния на изображении ОКТ. Также нельзя гарантировать выполнение требования об однородности диаграммы направленности рассеяния по глубине. Исходя из этого, нельзя гарантировать, что полученная величина будет соответствовать истинному коэффициенту рассеяния. Однако можно предположить, что оценка параметра будет однородной для однородного участка ткани. В таком случае, следует считать, что полученный результат будет «эффективным» или оценочным коэффициентом ослабления, но это не повлияет на его пользу при необходимости дифференциации ткани.

Таким образом, представленный метод является способом усовершенствования ОКТ-визуализации, который позволяет отображать однородно рассеивающие участки биологических тканей однородным образом. Этот подход позволяет существенным

образом упростить интерпретацию изображений ОКТ. Однако метод имеет ряд ограничений, которые необходимо разрешить для полноценного применения. Глава 3 настоящей диссертации посвящена разработке полноценного метода реконструкции распределения коэффициента ослабления, который включает в себя коррекцию искажающих расчет факторов: наличие шума на изображении ОКТ, аппаратное изменение сигнала с глубиной, а также наличие фотонов, рассеянных с глубины превышающей предельную глубину визуализации, количество которых превышает уровень шума.

1.4. Ослабление сигнала из-за конечной разрешающей способности спектрометра

На изображении ОКТ присутствует ослабление сигнала, которое не обусловлено рассеянием и поглощением света в объекте. В случае корреляционной ОКТ это ослабление обусловлено только особенностями фокусировки зондирующего излучения. Для спектральной ОКТ существует уменьшение величины полезного сигнала с увеличением разности хода между интерферирующими волнами из-за особенностей регистрации сигнала в спектрометре, в литературе получившая название *fall-off* [71, 72]. На Рисунке 1.3 проиллюстрировано ослабление сигнала (цитируется по [73]).

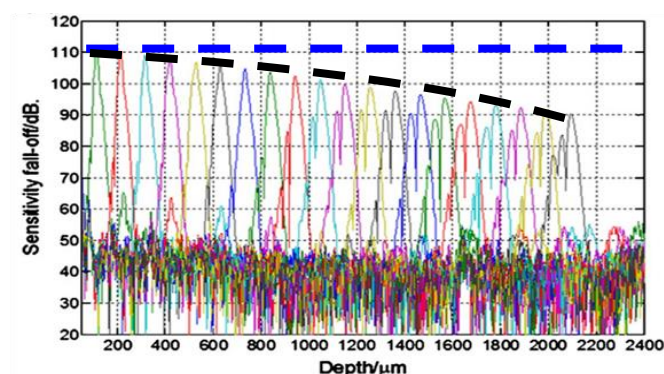


Рисунок 1.3 – Ослабление сигнала в ОКТ [73]

В спектральной ОКТ построение распределения рассеяния по глубине осуществляется посредством численных преобразований над спектром результата интерференции рассеянного и опорного излучения. Для регистрации спектра осуществляют пространственное разделение частот широкополосного излучения, которым освещается исследуемый объект. Функцию пространственного разложения спектра сигнала осуществляет диспергирующий элемент.

Основным диспергирующим элементом в ОКТ является дифракционная решетка. Классическая отражательная дифракционная решетка представляет собой совокупность узких равноотстоящих параллельных зеркальных полосок, разделенных малыми

промежутками. Расстояние d между штрихами называют постоянной (периодом) решетки. С физической точки зрения пространственное разложение спектра в такой решетке можно описать следующим образом. На каждой зеркальной полоске происходит дифракция. По принципу Гюйгенса-Френеля, каждую точку, которой достигла плоская волна, можно считать источником световых колебаний. В отраженном свете от каждой зеркальной полоски получается дифракционная картина, как от узкой щели. Пучки, отраженные от разных полос, интерферируют между собой. Положение главных максимумов дифракционной картины напрямую зависит от длины волны излучения. Таким образом осуществляется пространственное распределение спектральных компонент [74].

Однако классические отражательные решетки в настоящее время используются в ОКТ достаточно редко. В большинстве случаев их заменяют просветными решетками. К примеру, во многих работах используются объемные голографические решетки. Их примерное строение изображено на Рисунке 1.4 [75]. Основным достоинством такой решетки является возможность формирования высокой эффективности дифракции в единственный порядок для обеих поляризаций.

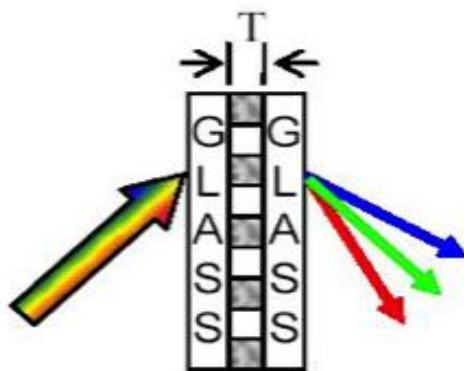


Рисунок 1.4 – Структура объемной голографической решетки [75]

В настоящей работе будет также рассматриваться просветная решетка, но представляющая собой диэлектрический материал с периодической формой границы. Пример такой решетки изображен на Рисунке 1.5 [76].

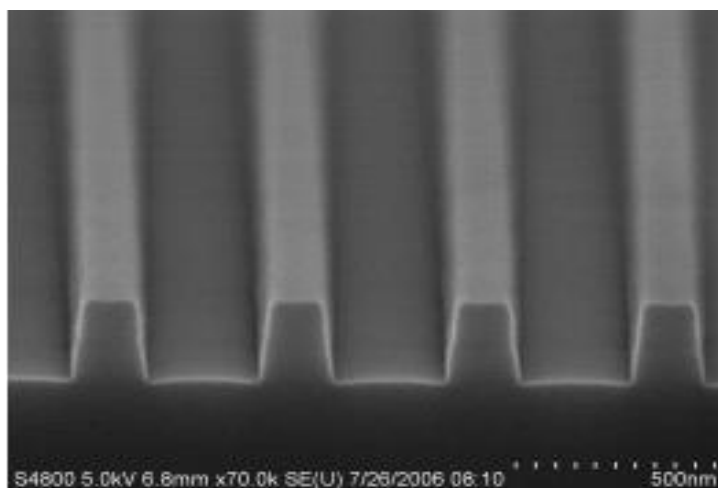


Рисунок 1.5 – Профиль, исследуемой дифракционной решетки [76]

Характерное распределение интенсивности отдельной спектральной компоненты в плоскости приемника представлено на Рисунке 1.6.

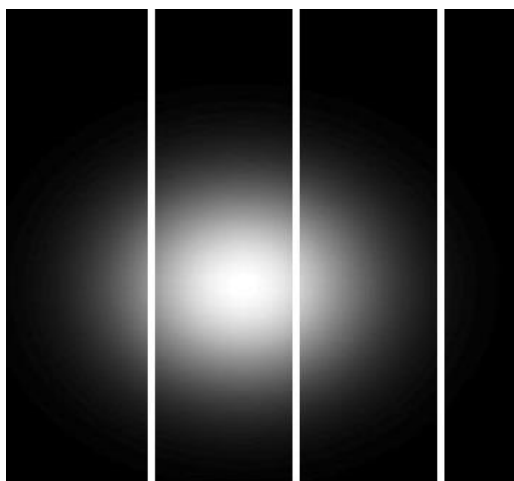


Рисунок 1.6 – Распределение интенсивности монохроматического пучка гауссовой формы на фотоприёмном массиве

Среди факторов, обуславливающих наличие ослабления сигнала, выделяют конечные размеры изображения отдельно регистрируемой спектральной полосы и конечные размеры элемента фотоприемника.

В некоторых работах [2, 72, 77] приводится формула для оценки ослабления fall-off

$$FO(z) = 10 \log_{10} \left\{ \frac{\sin(pRz)}{pRz} * \exp \left[-\frac{a^2 R^2 z^2}{4 \ln 2} \right] \right\}, \quad (1.19)$$

где z – глубина изображения в диапазоне от нуля до Z_{max} , p – размер пикселя, R – имеет смысл взаимной линейной дисперсии и характеризует ширину спектра, приходящуюся на элемент его изображения, и выражается для спектрометра на дифракционной решётке по данным [72, 77] следующим образом

$$R = \frac{2\pi d \cos \theta}{\lambda_0^2 F}. \quad (1.20)$$

Здесь d – период решетки, F – фокусное расстояние камеры, θ – угол рассеяния света в выбранном порядке, a – ширина пучка в перетяжке, которая для диафрагмируемого пучка с постоянным профилем интенсивности определяется по формуле

$$a = 1,22 \frac{\lambda_0 F}{D}, \quad (1.21)$$

где D – диаметр выходной апертуры.

Выражение (1.19) показывает характерную форму функции ослабления сигнала в соответствии с указанными выше факторами. Однако в работе [72] указывается, что ослабление сигнала, полученное на практике, значительно превосходит предсказываемое формулой (1.19). Авторы работы объясняют расхождение теоретической модели с практикой качеством используемой в эксперименте оптики, что, однако, представляется не вполне верным.

С высокой долей вероятности подобное расхождение вызвано наличием неучтенных при выводе (1.19) факторов. Так, по всей видимости, указанное выражение не учитывает такого важного фактора, как разрешающая способность дисперсионного элемента спектрометра. Говоря о влиянии этого фактора на эффективность ОКТ-системы, обычно указывают простейшее выражение для разрешения дифракционной решетки [78]

$$R_{DG} = mN, \quad (1.22)$$

где N – количество освещенных штрихов решетки, а m – порядок дифракции. Выражение (1.22) является, по сути, записью известного критерия Рэлея, и при проектировании спектрометров разработчики ограничиваются формальным выполнением критерия, опуская его реальный физический смысл. Последнее недопустимо, поскольку критерий Рэлея говорит о возможности визуального разрешения двух отдельно стоящих спектральных линий, но не об изменении глубины изрезанности спектрального распределения, которая в пограничном случае составляет всего 20% от максимально возможного, что соответствует пятикратному ослаблению полезного сигнала для предельной глубины видения в спектральной ОКТ.

В современных системах ОКТ дифракционная решётка иногда используется совместно с призмой. Правда, призма используется не в роли самостоятельного диспергирующего элемента, а как дополнительный элемент, стоящий после дифракционной решетки. В этом положении она служит как устройство, корректирующее

дисперсию и позволяющее регистрировать спектральные компоненты эквидистантно по оптической частоте [72, 79].

Целью Главы 2 является уточнение зависимости аппаратного ослабления ОКТ сигнала с глубиной путем учета влияния разрешающей способности дифракционной решетки и изменения дисперсии спектрометра из-за использования призмного корректора неэквидистантности регистрации отдельных спектральных компонент.

1.5. Методы оценки упругих свойств ткани с использованием оптической когерентной томографии

Одно из активно развивающихся направлений применения ОКТ – эластографические измерения. Методы оптической когерентной эластографии (ОКЭ) можно разделить на две группы, статические и динамические. Наиболее распространенным из статических методов является компрессионная ОКЭ (К-ОКЭ) [80, 81]. В К-ОКЭ к исследуемой ткани прикладывается чисто продольная сила (направленная вглубь образца), за счет которой происходит деформация исследуемого образца. Если прикладываемое напряжение является чисто продольным, то деформацию в продольном направлении можно считать пропорциональной напряжению. Коэффициентом пропорциональности является модуль Юнга. Для измерения приложенной силы используется дополнительный элемент. Это может быть датчик силы [82] или слой дополнительного материала, упругие свойства которого являются известными [83, 84]. Во втором случае слой дополнительного материала располагается между исследуемой тканью и точкой приложения силы. В этом случае деформация в объекте пропорциональна деформации в калибровочном слое, их соотношение при известном модуле Юнга калибровочного материала показывает модуль Юнга исследуемой ткани [85, 86].

Альтернативой являются динамические методы. Среди них выделяют волновой и виброметрический. Волновой метод основан на возбуждении в исследуемой среде механической волны вдоль поверхности [87-89]. Для определения модуля сдвига μ используется его связь со скоростью распространения возбужденной волны c_s

$$\mu = \rho \cdot c_s^2, \quad (1.23)$$

где связующим коэффициентом ρ является плотность массы ($\sim 1000 \text{ кг/м}^3$).

Модуль Юнга E и модуль сдвига связаны выражением

$$E = 2\mu \cdot (1 + \nu), \quad (1.24)$$

где ν - коэффициент Пуассона, для мягких тканей при малых деформациях $\nu = 0.5$, и выражение (1.24) принимает вид

$$E \cong 3\mu. \quad (1.25)$$

Виброметрический метод основан на регистрации локальных колебаний, которые возбуждаются внешним воздействием [90-92]. Здесь ткань моделируется как пружина, чтобы получить биомеханические параметры. Смещение описывается дифференциальным уравнением [92]

$$\frac{d^2y(t)}{dt^2} + 4 \cdot \pi \cdot f \cdot \zeta \cdot \frac{dy(t)}{dt} + (2f)^2 \cdot y(t) = 0 \quad (1.26)$$

где $y(t)$ – смещение, $\zeta = \frac{c}{2 \cdot \sqrt{m \cdot k}}$ – коэффициент демпфирования и $f = \frac{1}{2\pi} \sqrt{\frac{k}{m}}$ – собственная частота колебания. В этих определениях c – коэффициент вязкости, k – постоянная пружины, m – эквивалентная масса. В виброметрическом методе параметром волны, за которым идет наблюдение является частота f . Знание собственной частоты позволяет определить модуль Юнга [89].

Для регистрации локальных смещений исследуемой ткани при применении той или иной деформирующей силы в большинстве случаев используется фазочувствительная ОКТ [93, 94], которая с высокой точностью регистрирует фазу сигнала. Изменение фазы между кадрами до и после приложения силы показывает локальное смещение. В случае К-ОКЭ локальное смещение точек позволяет определить локальную деформацию [85, 86]. В случае динамических методов смещение позволяет определить либо скорость распространяющейся волны [87], либо частоту возбужденных колебаний [95].

Использование фазочувствительной ОКТ позволяет определять локальные смещения на изображении с субпиксельной точностью. Однако определение столь малых смещений предполагает высокие требования к стабильности положения зонда прибора относительно исследуемой ткани. При отсутствии фазовой стабильности, смещения могут быть слишком большими. Недостаточная фазовая стабильность системы затрудняет применение описанных эластографических методов *in vivo* [96]. Особенно это ограничивает применение ОКЭ в эндоскопических измерениях.

По этой причине представляет интерес разработка метода различения тканей, имеющих различные жесткостные свойства, который не будет зависеть от фазовой стабильности в используемой конфигурации системы. Возможным направлением для этого является поиск связи между изменениями оптических характеристик ткани под давлением и ее жесткостными свойствами.

1.6. Изменение оптических свойств тканей при приложении к ним деформирующего воздействия

В настоящее время существует множество исследований посвященных изменению оптических свойств материалов при приложении к ним деформирующего воздействия.

В работе [97] исследуется изменение оптических свойств человеческой склеры при приложении к ней контактного воздействия. Результаты показывают увеличение пропускания света и уменьшение коэффициента диффузного рассеяния при увеличении давления.

В работе [98] исследуется изменение оптических свойств эластина с использованием двойной интегрирующей сферы. Авторы отмечают увеличение пропускания и уменьшение отражения света при сжатии исследуемого образца. При этом увеличивается коэффициент поглощения и приведенный коэффициент рассеяния. В работе [99] проводилось схожее исследование с более разнообразным набором биологических тканей. Результаты исследования [99] схожи с результатами работы [98], однако результаты обеих работ расходятся с работой [97].

Большая часть работ, исследующих изменение оптических характеристик в биологических тканях, подвергающихся сжатию, в приложении к тематике ОКТ, посвящены двум направлениям: оптическое просветление тканей и увеличение контраста на изображениях ОКТ. Под просветлением понимается увеличение количества света, которое достигает представляющей интерес глубины, что связано со снижением коэффициента ослабления сигнала в ткани при ее сжатии. Увеличение контраста на изображениях ОКТ подразумевает улучшение возможности различения тканей на изображении из-за того, что интенсивность сигнала на изображении ОКТ изменяется на разную величину при приложении одного и того же компрессионного воздействия.

В работах [100, 101] исследуют возможность использования приложения давления к биологическим тканям для оптического просветления. В частности, в работе [100] рассматривается связь содержания воды и изменения коэффициента преломления ткани с изменением оптических характеристик объектов при их компрессии. Авторы показывают, что при сжатии объекта уменьшается коэффициент ослабления света, что приводит к увеличению интенсивности света на контролируемой глубине. Авторы предполагают, что это связано со снижением содержания воды в объекте, которое приводит к снижению разницы показателей преломления. При этом было показано количественно, что относительное сжатие на 58,5% свиной кожи *ex vivo* приводило к увеличению показателя

преломления с 1,39 до 1,50 и снижению объемной доли воды с 0,66 до 0,20. Интенсивность сигнала ОКТ *in vivo* увеличилась на 1,5 дБ на глубине 1 мм.

В работе [102] исследована зависимость коэффициента ослабления света в коже человека от приложенного давления. Коэффициент ослабления исследуется в соответствии с моделью однократного рассеяния. Показано, что коэффициент ослабления может значительно уменьшаться уже при приложении малых (менее 10 кПа) давлений.

В работах [4-6] показана возможность увеличения контраста между различными тканями на изображении ОКТ при приложении к ним давления. Авторы прилагают давление к исследуемым неоднородным тканям. В частности, в работе [4] авторы исследуют изменение контраста между слоями кожи человека. Авторы предполагают, что контраст сигнала между слоями увеличивается из-за того, что слои кожи обладают разными упругими свойствами. При этом для более деформирующегося слоя оптические характеристики изменяются сильнее, чем для более жесткого слоя. В своих работах авторы демонстрируют возможность улучшения дифференциации тканей посредством получения лучшего контраста под давлением.

В работе [3] была исследована зависимость коэффициента ослабления света в коже человека при приложении к ней деформирующего воздействия от величины этого воздействия. Для оценки изменения коэффициента ослабления вводится линейный параметр наклона зависимости. Величина наклона зависимости в трех различных слоях кожи различалась. Авторы работы связывают это с различными упругими свойствами этих слоев. Авторы наблюдали как увеличение коэффициента ослабления, так и его снижение в различных слоях.

Таким образом, опубликованные в литературе результаты исследований позволяют предположить, что величина изменения коэффициента ослабления в тканях с ростом деформирующего воздействия может давать информацию об их упругих свойствах. Однако результаты исследований разнородны и не позволяют определить конкретный вид зависимости. Глава 4 посвящена экспериментальной задаче по изучению возможности дифференцирования тканей с различными упругими свойствами при приложении к ним деформирующего воздействия на основе измерения закономерностей коэффициента ослабления ОКТ-сигнала в модели однократного обратного рассеяния.

ГЛАВА 2. ВЛИЯНИЕ ПАРАМЕТРОВ СПЕКТРОМЕТРА НА ОСЛАБЛЕНИЕ СИГНАЛА ОКТ

В ОКТ системах, реализующих спектральный принцип регистрации интерференционной компоненты с помощью спектрометров, присутствует аппаратно-зависимое ослабление расчетного ОКТ-сигнала с глубиной, обусловленное особенностями регистрации и обработки сигнала. В англоязычной литературе такое ослабление обозначается термином «fall-off» [71, 72]. Подобное ослабление не только влияет на отношение сигнал/шум с глубиной, но и может сказываться на результате расчета коэффициента ослабления исследуемой среды, что особенно важно при его использовании в качестве диагностического параметра. В такой ситуации особое значение приобретает задача расчета аппаратного ослабления сигнала в оптической когерентной томографии.

В спектральной системе ОКТ присутствуют несколько факторов, влияющих на ослабление сигнала с глубиной. Используемая в настоящее время модель ослабления сигнала с глубиной из-за конечной разрешающей способности спектрометра учитывает влияние на ослабление конечной ширины сфокусированного пучка и конечных размеров фотоприемного элемента. Однако существуют работы, в которых демонстрируется, что реальное ослабление сигнала с глубиной отличается от предсказываемого согласно существующей модели [72].

Важной задачей является разработка новой модели формирования регистрируемого сигнала, которая будет учитывать влияние разрешающей способности дифракционной решетки на ослабление сигнала с глубиной. Для этого необходимо рассмотреть задачу о прохождении пучка света с характерной для ОКТ систем формой через диспергирующий элемент спектрометра.

Первая часть настоящей главы посвящена решению задачи о падении на дифракционную решетку пучка с гауссовым распределением амплитуды. Затем во второй части должна быть составлена полная модель, описывающая ослабление сигнала с глубиной. Третья часть главы содержит результаты экспериментальной проверки полученной модели.

2.1. Задача о падении на дифракционную решетку пучка с гауссовым распределением амплитуды

Как уже говорилось выше, в современных системах ОКТ построение распределения рассеяния по глубине осуществляется посредством численных преобразований над спектром результата интерференции рассеянного и опорного излучения. Для регистрации спектра осуществляют пространственное разделение частот широкополосного излучения, которым освещается исследуемый объект. Функцию пространственного разложения спектра сигнала осуществляет диспергирующий элемент.

В настоящей работе будет рассматриваться комбинированный диспергирующий элемент, который состоит из просветной дифракционной решетки, представляющей собой диэлектрический материал с периодической формой границы, и призмного корректора неэквидистантности регистрации отдельных спектральных компонент.

Влияние просветной диэлектрической дифракционной решетки на распределение поля можно описать внесением фазового сдвига. Тогда на выходе из дифракционной решетки исходное распределение следует домножить на $e^{iG(x)}$, где $G(x)$ – периодическая функция с периодом d , совпадающим с периодом решетки

$$G(x) = G(x + d). \quad (2.1)$$

Так как функция $G(x)$ является периодической, её можно разложить в ряд Фурье

$$G(x) = \sum_n A_n \sin\left(\frac{2\pi x}{d} n\right), \quad (2.2)$$

где n – показатель суммирования, а A_n – амплитуда отдельных членов ряда. В спектрометрах, используемых для ОКТ, реализуют единственный порядок дифракции, что достигается при длине волны $\lambda > d$. В этом случае члены ряда (2.2) с индексом суммирования $n > 1$ не будут вносить вклада в формирование дифракционной картины, что позволяет при дальнейших рассуждениях учитывать единственный член ряда (2.2) с $n = 1$

$$G(x) = A \sin\left(\frac{2\pi x}{d}\right). \quad (2.3)$$

2.1.1. Постановка задачи о падении пучка на дифракционную решетку в условиях, характерных для ОКТ

Для учёта влияния на ослабление полезного сигнала в ОКТ разрешающей способности дифракционной решетки, которая является основным дисперсионным устройством в этой области, необходимо рассмотреть работу этого элемента в условиях, характерных для ОКТ. Для упрощения будет рассмотрена плоская задача, что не ограничивает общности.

Для ОКТ характерно использование оптических схем, построенных на использовании оптического волокна. На выходе одномодового волокна оптический пучок имеет форму близкую к гауссовой, что позволяет считать допустимым рассмотрение модели пучка с гауссовым распределением амплитуды. На Рисунке 2.1 изображено падение такого пучка на дифракционную решетку под углом θ_0 .

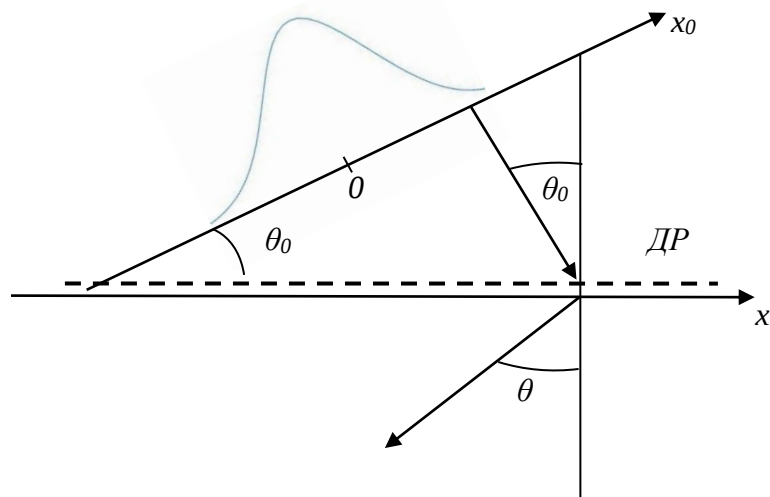


Рисунок 2.1 – Схематическое построение задачи: ДР – дифракционная решетка, θ_0 – угол падения пучка, θ – угол, под которым пучок распространяется после прохождения решетки, x – основная ось, x_0 – вспомогательная ось

Тогда распределение амплитуды волны вдоль вспомогательной оси, которая в соответствии с Рисунком 2.1 наклонена относительно дифракционной решетки на угол θ_0 , можно записать в следующем виде

$$E_k = E_0 e^{-\frac{(x_0)^2}{2\sigma_0^2}}, \quad (2.4)$$

где E_0 – максимальное значение амплитуды, а σ_0 – характерный масштаб гауссова распределения.

Однако в рамках рассматриваемой задачи удобно использовать распределение поля по оси x , лежащей в плоскости дифракционной решетки. Выражение для перехода к новым координатам имеет следующий вид

$$x_0 = x \cos \theta_0. \quad (2.5)$$

Чтобы избежать громоздкой записи, следует ввести новый характерный масштаб σ , который является проекцией полуширины σ_0 гауссова пучка на ось x . Для введения нового масштаба удобно использовать выражение

$$\sigma = \frac{\sigma_0}{\cos \theta_0}. \quad (2.6)$$

Имея выражение для перехода в систему координат, связанную с дифракционной решеткой, (2.5) и введя новую переменную (2.6), можно записать распределение амплитуды пучка в виде аналогичном (2.4)

$$E_k = E_0 e^{-\frac{(x)^2}{2\sigma^2}}. \quad (2.7)$$

Из (2.7) видно, что в новой системе координат распределение амплитуды пучка также является гауссовым. Однако следует отметить, что ширина пучка в этой системе координат увеличивается с увеличением угла падения θ_0 .

Проведя рассуждения об амплитуде пучка, можно записать выражение для поля в комплексной форме

$$E = E_k e^{i(\omega t - \varphi)} = E_0 e^{-\frac{(x)^2}{2\sigma^2}} e^{i(\omega t - \varphi)}, \quad (2.8)$$

где временной множитель не представляет интереса для проводимого рассмотрения, поэтому далее он будет опущен из рассмотрения, а φ имеет смысл пространственной задержки, которая возникает из-за наклонного падения пучка. Если волна падает на решетку под углом θ_0 , то к моменту достижения плоскости решетки волна будет иметь распределение фазы

$$\varphi = kx \sin \theta_0. \quad (2.9)$$

Таким образом, для поля пучка, падающего на дифракционную решетку, можно записать следующее распределение комплексной амплитуды

$$E = E_0 e^{-\frac{(x)^2}{2\sigma^2}} e^{-ikx \sin \theta_0}. \quad (2.10)$$

Следующим шагом в построении задачи является нахождение поля на выходе из решетки. Как уже говорилось выше, решетка, исследуемая в задаче, представляет собой

диэлектрический материал с периодической формой поверхности. Такая решетка вносит в поле изменение за счет фазового сдвига, так что

$$E_{DG} = E_0 e^{-\frac{(x)^2}{2\sigma^2}} e^{-ikx \sin \theta_0} e^{iG(x)}. \quad (2.11)$$

В соответствии с выражением (2.3), которое определяет периодическую функцию $G(x)$, (2.11) можно записать в виде

$$E_{DG} = E_0 e^{-\frac{(x)^2}{2\sigma^2}} e^{-ikx \sin \theta_0} e^{iA \sin\left(\frac{2\pi x}{d}\right)}. \quad (2.12)$$

2.1.2. Применение принципа Гюйгенса-Френеля для решения задачи о падении гауссова пучка на бесконечную плоскую дифракционную решетку

Для получения распределения поля после прохождения дифракционной решетки можно использовать принцип Гюйгенса-Френеля. Математически его можно записать следующим образом [103]

$$\Psi(P) = K \int_{x_1}^{x_2} \frac{e^{-ikR}}{R} \Psi_0(x_0) dx_0, \quad (2.13)$$

где $\Psi(P)$ – скалярная функция, описывающая амплитуду поля, со значением в точке наблюдения P . Ψ_0 – значение той же скалярной функции на площадке вторичных источников, по которой ведется интегрирование. x_1 и x_2 – границы области вторичных источников, а R – расстояние от точки на площадке источников до точки наблюдения [104]. Эти обозначения показаны на Рисунке 2.2.

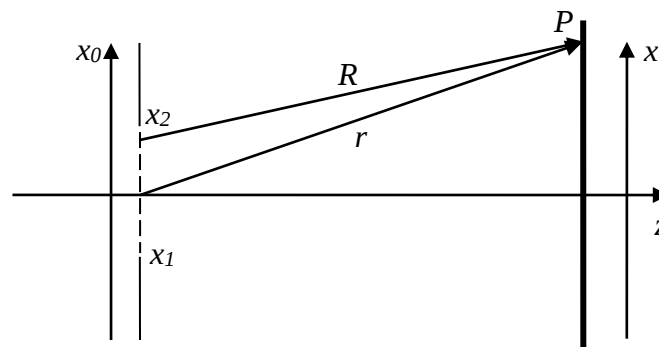


Рисунок 2.2 – Иллюстрация обозначений в задаче: x_0 – координатная ось, привязанная к области вторичных источников; x – координатная ось, привязанная к области наблюдения; P – точка наблюдения; x_1 и x_2 – границы области вторичных источников; R – расстояние от точки на площадке источников до точки наблюдения; r – расстояние от начала отсчета до точки наблюдения

Следует иметь в виду, что формула (2.13) является частным видом формулы Кирхгофа, которая является прямым следствием уравнения Гельмгольца. Выражение (2.13) может считаться верным, когда угол падения и угол дифракции малы (параксиальное приближение). В общем случае в ОКТ это условие не выполняется, однако в ходе расчета будет выполнен переход в систему угловых координат, начало отсчета которой соответствует углу дифракции, соответствующему центральной длине волны. Тогда противоречие исчезает.

Роль скалярной функции Ψ_0 выполняет распределение амплитуды на выходе из дифракционной решетки (2.12). А площадкой, по которой ведется интегрирование, является выходная поверхность дифракционной решетки. Тогда можно записать выражение (2.13) в другом виде

$$E(x, z) = K \int_{x_1}^{x_2} \frac{e^{-ikR}}{R} E_{DG}(x_0) dx_0. \quad (2.14)$$

Однако поиск аналитического решения интеграла (2.14) является достаточно сложным с точки зрения математики. Это говорит о необходимости введения некоторых приближений, которые не ограничат общность рассмотрения.

Для упрощения расчета можно сделать предположение, что пучок света освещает решетку не полностью. Такое упрощение приводит к тому, что граница области интегрирования определяется не апертурой решетки, а самим сигналом. Это позволяет считать размеры решетки бесконечными относительно размеров самого сигнала, а значит интегрирование может производиться в бесконечных пределах.

Также следует ввести предположение о том, что точка наблюдения находится в зоне Фраунгофера, что допустимо, поскольку в спектрометре после дифракционной решетки устанавливается объектив, переводящий изначально угловую дисперсию в пространственную. Это позволяет привести функцию сферической волны из выражения (2.14) к следующему виду

$$\frac{e^{-ikR}}{R} = \frac{e^{-ikr}}{r} e^{-ikx_0 \sin \theta}, \quad (2.15)$$

где r – расстояние от начала отсчета до точки наблюдения P . Члены, содержащие r , не зависят от переменных интегрирования, поэтому их можно вынести за знак интегрирования [104].

Учитывая, что границы интегрирования можно считать бесконечными, и вводя упрощение (2.15), можно записать (2.14) в следующем виде

$$E(r, \theta) = K * \frac{e^{-ikr}}{r} \int_{-\infty}^{\infty} e^{-ikx_0 \sin \theta} E_{DG}(x_0) dx_0. \quad (2.16)$$

Или, подставляя в (2.16) выражение (2.13), можно получить окончательное выражение, по которому будет вестись расчет

$$E(r, \theta) = K * E_0 \frac{e^{-ikr}}{r} \int_{-\infty}^{\infty} e^{-\frac{(x)^2}{2\sigma^2}} e^{-ikx \sin \theta_0} e^{iA \sin\left(\frac{2\pi x}{d}\right)} e^{-ikx \sin \theta} dx. \quad (2.17)$$

Нетрудно заметить, что интегральная часть выражения (2.17) описывает зависимость амплитуды поля от угла наблюдения θ . Тогда для краткости записи удобно выделить интеграл в отдельную функцию

$$D(\theta) = \int_{-\infty}^{\infty} e^{-\frac{(x)^2}{2\sigma^2}} e^{-ikx \sin \theta_0} e^{iA \sin\left(\frac{2\pi x}{d}\right)} e^{-ikx \sin \theta} dx, \quad (2.18)$$

что позволяет выражение для амплитуды поля записать в следующем виде

$$E(r, \theta) = K * E_0 \frac{e^{-ikr}}{r} D(\theta). \quad (2.19)$$

Сложность для интегрирования в выражении (2.18) представляет модулированная экспонента $e^{iA \sin\left(\frac{2\pi x}{d}\right)}$, которая описывает фазовый сдвиг, создаваемый решеткой. Чтобы вычислить имеющийся интеграл, необходимо представить эту экспоненту в удобном для вычисления виде. Для этого можно использовать формулу Эйлера

$$e^{iA \sin\left(\frac{2\pi x}{d}\right)} = \cos\left(A \sin\left(\frac{2\pi x}{d}\right)\right) + i \sin\left(A \sin\left(\frac{2\pi x}{d}\right)\right), \quad (2.20)$$

и разложение по функциям Бесселя [105]

$$\cos\left(A \sin\left(\frac{2\pi x}{d}\right)\right) = J_0(A) + 2 \sum_{n=1}^{\infty} J_{2n}(A) \cos\left(2n \frac{2\pi x}{d}\right), \quad (2.21)$$

$$\sin\left(A \sin\left(\frac{2\pi x}{d}\right)\right) = 2 \sum_{n=0}^{\infty} J_{2n+1}(A) \sin\left((2n+1) \frac{2\pi x}{d}\right), \quad (2.22)$$

что позволит переписать (2.20) в следующем виде

$$e^{iA \sin\left(\frac{2\pi x}{d}\right)} = \sum_{n=0}^{\infty} B_{2n} \left(e^{i2n \frac{2\pi x}{d}} + e^{-i2n \frac{2\pi x}{d}} \right) + \sum_{n=0}^{\infty} B_{2n+1} \left(e^{i(2n+1) \frac{2\pi x}{d}} - e^{-i(2n+1) \frac{2\pi x}{d}} \right), \quad (2.23)$$

где для сокращения записи введено обозначение $B_n = J_n(A)$.

Если подставить разложение (2.23) в (2.18), получится распределение, состоящее из четырех громоздких сумм. Тогда можно записать распределение по углу следующим образом

$$D(\theta) = D_{2n}(\theta) + D_{-2n}(\theta) + D_{2n+1}(\theta) - D_{-(2n+1)}(\theta). \quad (2.24)$$

Все четыре члена в выражении (2.24) повторяют друг друга по форме. Решение для каждого из них будет аналогичным, поэтому достаточно провести вычисления для одной составляющей. Тогда вычисления будут проведены для компоненты

$$D_{-2n}(\theta) = \sum_{n=0}^{\infty} B_{2n} \int_{-\infty}^{\infty} e^{-\frac{(x)^2}{2\sigma^2}} e^{-ix(k \sin \theta_0 + k \sin \theta + 2n \frac{2\pi}{d})} dx. \quad (2.25)$$

Для вычисления интеграла (2.25) удобно ввести новое обозначение, которое имеет размерность волнового числа

$$\tau = k \left(\sin \theta_0 + \sin \theta + 2n \frac{\lambda}{d} \right). \quad (2.26)$$

Тогда (2.25) принимает достаточно простой вид

$$D_{-2n}(\tau) = \sum_{n=0}^{\infty} B_{2n} \int_{-\infty}^{\infty} e^{-\frac{(x)^2}{2\sigma^2}} e^{-ix\tau} dx. \quad (2.27)$$

Вид интеграла (2.27) является удобным для вычисления, так как представляет собой Фурье-преобразование, «создающее» в пространстве переменной τ образ гауссовой функции из пространства координаты x . Преобразование Фурье гауссовой функции является известным. Используя готовое решение и подставляя в него переменную (2.26), запишем

$$D_{-2n}(\theta) = \sum_{n=0}^{\infty} B_{2n} \sqrt{\pi 2\sigma^2} e^{-\frac{1}{2}\sigma^2 \left(k \sin \theta_0 + k \sin \theta + 2n \frac{2\pi}{d} \right)^2}. \quad (2.28)$$

Как уже было сказано выше, аналогичные вычисления можно провести и для остальных компонент (2.24). Тогда итоговое угловое распределение амплитуды поля

$$\begin{aligned} D(\theta) = & \sum_{n=0}^{\infty} B_{2n} \sqrt{\pi 2\sigma^2} e^{-\frac{1}{2}\sigma^2 \left(k \sin \theta_0 + k \sin \theta + 2n \frac{2\pi}{d} \right)^2} \\ & + \sum_{n=0}^{\infty} B_{2n} \sqrt{\pi 2\sigma^2} e^{-\frac{1}{2}\sigma^2 \left(k \sin \theta_0 + k \sin \theta - 2n \frac{2\pi}{d} \right)^2} \\ & + \sum_{n=0}^{\infty} B_{2n+1} \sqrt{\pi 2\sigma^2} e^{-\frac{1}{2}\sigma^2 \left(k \sin \theta_0 + k \sin \theta + (2n+1) \frac{2\pi}{d} \right)^2} \\ & - \sum_{n=0}^{\infty} B_{2n+1} \sqrt{\pi 2\sigma^2} e^{-\frac{1}{2}\sigma^2 \left(k \sin \theta_0 + k \sin \theta - (2n+1) \frac{2\pi}{d} \right)^2}. \end{aligned} \quad (2.29)$$

Выражение (2.29) можно записать короче, объединив все составляющие обратно под одну сумму

$$D(\theta) = \sum_m B_m e^{-\frac{2\pi^2}{\lambda^2} \sigma^2 \left(\sin \theta_0 + \sin \theta + m \frac{\lambda}{d} \right)^2}. \quad (2.30)$$

Важно, что в выражении (2.30) ведется суммирование в бесконечных пределах, а B_m — является амплитудным множителем, для которого трудно записать удобное выражение. Однако в данном рассмотрении запись амплитудного множителя не требуется, так как основной интерес представляет именно форма распределения, а не его амплитуда.

Очевидно, что каждый член суммы (2.30) достигает своего максимума, когда показатель экспоненты равен нулю. Тогда выражение (2.30) является набором пиков, положение которых вдоль оси θ удовлетворяет условию

$$\sin \theta_0 + \sin \theta + m \frac{\lambda}{d} = 0. \quad (2.31)$$

Это условие представляет собой известное уравнение дифракционной решетки, в котором индекс суммирования m имеет смысл порядка дифракции. А значит, каждое слагаемое в сумме (2.30) имеет физический смысл отдельной полосы, соответствующей порядку дифракции.

Как уже говорилось выше, в ОКТ стараются реализовать один порядок дифракции, поскольку в ОКТ и других спектрометрических приложениях целесообразно сосредотачивать большую часть мощности в одном порядке дифракции, что достижимо как за счёт подбора формы штриха дифракционной решётки, так и его периода, при определённой геометрии запрещающего все порядки дифракции, кроме нулевого и минус первого. Тогда интерес в рамках этой задачи представляет слагаемое с $m = -1$

$$D(\theta) = B e^{-\frac{2\pi^2}{\lambda^2} \sigma^2 \left(\sin \theta_0 + \sin \theta - \frac{\lambda}{d} \right)^2}. \quad (2.32)$$

Имея угловое распределение амплитуды поля (2.32), можно рассматривать задачу о спектральном разрешении дифракционной решетки при освещении её пучком света с гауссовым распределением амплитуды.

2.1.3. Критерий разрешения монохроматических компонент

Для вывода выражения, описывающего разрешающую способность решетки, сначала надо условиться, какие пучки можно считать разрешенными в рамках этой задачи. Существуют различные способы определения разрешающей способности. Наиболее популярным в настоящий момент является критерий Рэлея. Согласно ему, два одинаковых соседних максимума разрешимы, когда глубина темного пятна между ними составляет 20% по интенсивности от их высоты, как показано на Рисунке 2.3.

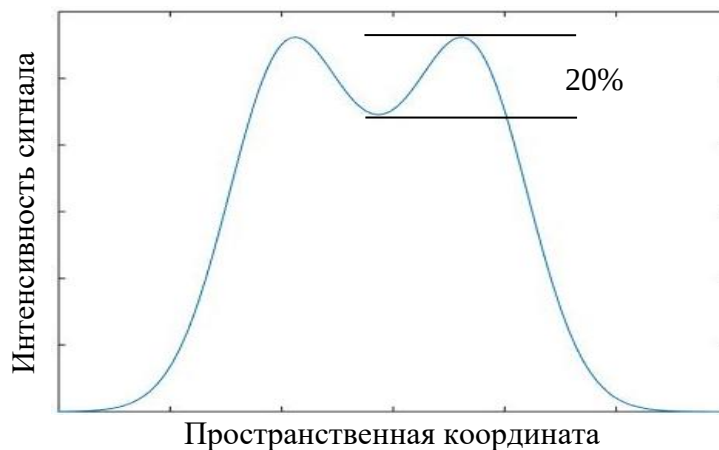


Рисунок 2.3 – Картина интенсивности двух разрешенных по Рэлею пучков

В случае падения на решетку прямоугольного пучка на выходе получается распределение, описываемое функцией $\frac{\sin x}{x}$. Тогда два соседних главных максимума разрешены, если один из них попадает в первый минимум другого [106]. При такой постановке задачи разрешающая способность дифракционной решетки прямо пропорциональна количеству освещенных штрихов решетки. Или в виде формулы (1.22).

В этой работе мы исходили из следующих соображений. Для ОКТ критическим является случай, когда глубина темного пятна между двумя одинаковыми соседними максимумами, которые необходимо разрешить, составляет 10% (по полю) от их высоты: в этом случае глубина изрезанности спектра десятикратно уменьшается по сравнению с максимально возможной. Это условие выполняется, когда одна кривая гауссовой формы смещена относительно другой так, что они пересекаются на уровне одной второй от максимальной высоты.

Можно описать этот критерий в безразмерных координатах. Пусть имеются гауссовы распределения

$$f(x) = e^{-x^2} \text{ и } f(x - \tau) = e^{-(x-\tau)^2}, \quad (2.33)$$

которые в точности повторяют друг друга, но одно смещено относительно другого на величину τ . Тогда по введенному выше критерию величина τ должна быть равна необходимому для разрешения смещению (проиллюстрировано на Рисунке 2.4)

$$\tau = 2,5 \ln 2. \quad (2.34)$$

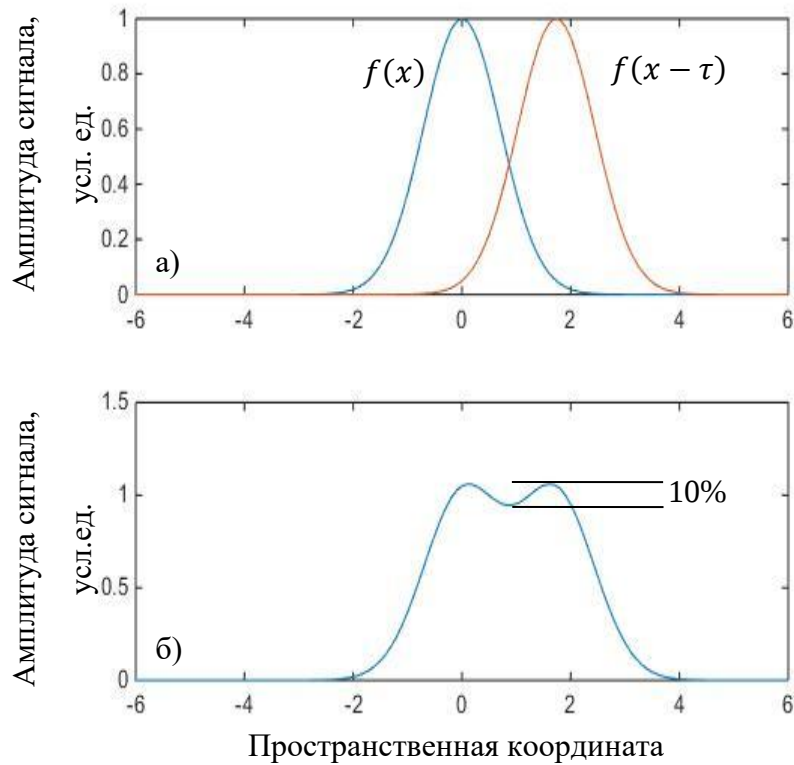


Рисунок 2.4 – Разрешение гауссовых функций: а) изображены графики двух разрешенных гауссовых функций (2.33); б) сумма функций (2.33), на которой видно, что глубина провала составляет 10%

Эту абстрактную интерпретацию можно использовать в качестве инструмента для решения имеющейся задачи. Для этого следует сравнить абстрактные функции (2.33) с экспоненциальным выражением в формуле (2.32)

$$e^{-x^2} = e^{-\frac{2\pi^2}{\lambda^2}\sigma^2\left(\sin\theta_0 + \sin\theta - \frac{\lambda}{d}\right)^2}. \quad (2.35)$$

Здесь в роли безразмерной координаты x выступает величина

$$x = \frac{\sqrt{2}\pi\sigma}{\lambda}\left(\sin\theta_0 + \sin\theta - \frac{\lambda}{d}\right). \quad (2.36)$$

Теперь можно ввести новую длину волны, которую необходимо разрешить со старой

$$\lambda_1 = \lambda + \delta\lambda, \quad (2.37)$$

где $\delta\lambda$ - малое приращение. При подстановке новой длины волны в (2.32) и сравнении экспоненциального выражения с (2.33) аналогично предыдущему случаю получается

$$x - \tau = \frac{\sqrt{2}\pi\sigma}{\lambda}\left(\sin\theta_0 + \sin\theta - \frac{\lambda + \delta\lambda}{d}\right). \quad (2.38)$$

Из этого выражения, очевидно, следует, что смещение по безразмерной координате равно следующей величине

$$\tau = \frac{\sqrt{2}\pi\sigma}{\lambda} \frac{\delta\lambda}{d}. \quad (2.39)$$

Выражение (2.34) является своеобразным условием разрешимости. Используя его, можно получить выражение для разрешающей способности

$$R = \frac{\lambda}{\delta\lambda} = \frac{\sqrt{2}\pi}{2,5 \ln(2)} \frac{\sigma}{d}. \quad (2.40)$$

Можно ввести новую величину

$$N = 2 \frac{\sigma}{d}, \quad (2.41)$$

которая представляет собой количество штрихов решетки, освещенных центральной частью пучка, ограниченной радиусом σ . Таким образом, разрешающая способность решетки прямо пропорциональна этому параметру

$$R = \frac{\sqrt{2}\pi}{5 \ln(2)} N \cong 1,3N. \quad (2.42)$$

Итак, было получено выражение для разрешающей способности дифракционной решетки в случае падения на неё пучка с гауссовым распределением амплитуды. Теперь следует сравнить полученные результаты с задачей о падении на решетку пучка с равномерным распределением амплитуды. Разрешение в случае равномерного распределения амплитуды описывается формулой (1.22). Как видно, общий вид формул совпадает. Однако есть и отличия.

Во-первых, коэффициент пропорциональности между разрешающей способностью и количеством освещенных штрихов имеет малое отличие. Во-вторых, само количество освещенных штрихов введено несколько иным образом: в (1.22) имеется в виду полное количество освещенных штрихов, а в исследуемой задаче количество штрихов, которые следует учитывать при расчете, ограничено центральной областью освещения.

Также следует отметить, что при возведении в квадрат суммы двух разрешенных максимумов (2.33) получится абстрактная картина интенсивности аналогичная той, которая изображена на Рисунке 2.3. Это значит, что используемый в работе признак определения разрешающей способности по сути своей эквивалентен критерию Рэлея.

2.1.4. Случай падения на дифракционную решетку пучка с двумерным гауссовым распределением

Необходимо доказать, что результаты, полученные выше, для пучка с одномерным распределением амплитуды являются справедливыми и для случая двумерного

распределения поля. Для этого запишем скалярную амплитуду поля в предположении, что пучок наклонен только относительно оси x и имеет равную ширину для обеих координат

$$E_{DG}(x, y) = E_0 e^{-\frac{x^2+y^2}{2\sigma^2}} e^{-ikx \sin \theta_0} e^{iA \sin(\frac{2\pi x}{d})}. \quad (2.43)$$

Дифракционная решетка создает фазовую задержку только по оси x , которая сонаправлена с периодической структурой решетки. Если смотреть сверху на распределение пучка амплитуды пучка по дифракционной решетке, визуально может показаться, что при изменении координаты y перпендикулярной направлению периодической структуры решетки изменяется ширина пучка в направлении координаты x . Если бы это было так, то разрешающая способность дифракционной решетки зависела бы от поперечной координаты. Однако на деле форма распределения амплитуды пучка по координате x является независимой от координаты y . Изменение поля при изменении координаты y можно описать через изменение амплитудного члена

$$E_{DG}(x, y) = E_y(y) e^{-\frac{x^2}{2\sigma^2}} e^{-ikx \sin \theta_0} e^{iA \sin(\frac{2\pi x}{d})}, \quad (2.44)$$

где

$$E_y(y) = E_0 e^{-\frac{y^2}{2\sigma^2}}. \quad (2.45)$$

В этом случае задача с двумерным распределением амплитуды поля полностью повторяет одномерную.

2.2. Влияние характеристики спектрального разрешения дифракционной решётки на ослабление полезного сигнала с увеличением разности хода в интерферометре

Основной целью этой главы является составление аналитической модели ослабления ОКТ-сигнала с глубиной в свободном пространстве из-за особенностей регистрации сигнала в спектрометре, которая учитывает влияние на ослабление полезного сигнала разрешающей способности дифракционной решетки. Для этого вслед за рассмотрением задачи о распределении поля по координате после прохождения гауссовым пучком дифракционной решетки, произведённым в разделе 2.1, необходимо соотнести полученные результаты с кривыми снижения величины полезного сигнала, обусловленными конечной шириной фотоприемного элемента и конечным размером пятна фокусировки исследуемого излучения в плоскости регистрации. А после этого составить аналитическую модель ослабления сигнала, учитывающую все представленные факторы.

2.2.1. Определение функции ослабления величины ОКТ-сигнала из-за особенностей регистрации сигнала в спектрометре

Метод оценки основан на поиске функций, описывающих факторы влияния в пространстве поперечной пространственной координаты. Распределение (2.32) является зависимостью от угловой координаты, однако в этом случае распределение по углу полностью аналогично распределению поля по поперечной координате. Имея описание факторов влияния по поперечной координате, следует перейти к спектральному описанию этих функций. Что позволяет описать функцию потерь в k -пространстве.

Образ функции спада величин полезного сигнала в k -пространстве можно получить путем проведения математической операции свертки функций, описывающих влияния отдельных факторов. Образ этой функции описывает пространственное распределение интенсивности отдельной монохроматической компоненты анализируемого излучения и может быть записан следующим образом

$$f(k) = PSF(k) \otimes SW(k) \otimes DG(k), \quad (2.46)$$

где $PSF(k)$ – функция, отвечающая за дифракцию пучка в свободном пространстве, $SW(k)$ – описывает конечность отдельного элемента фотоприемника, $DG(k)$ – функция,

отвечающая за вклад дифракционной решетки. Эти причины проиллюстрированы на Рисунке 2.5.

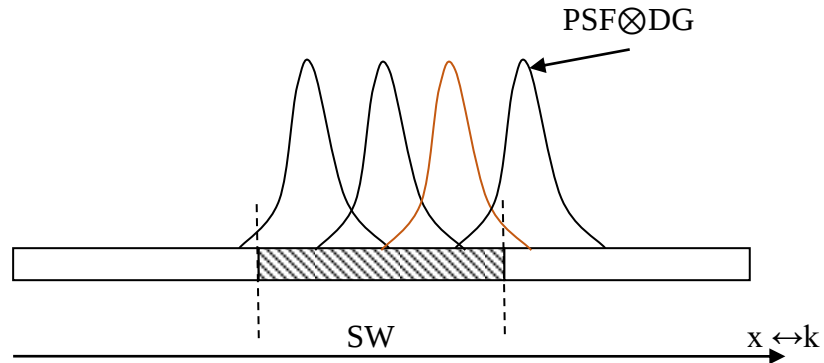


Рисунок 2.5 – Причины спада сигнала: SW – усреднение сигнала на единичном элементе фотоприемной линейки; $PSF \otimes DG$ – функции, описывающие форму отдельной регистрируемой компоненты

Как уже говорилось выше, в спектральной ОКТ регистрируется спектр сигнала $S(k)$. А затем путем проведения численного Фурье-преобразования оцифрованного сигнала получают профиль рассеяния среды по глубине

$$FA(z) = \mathcal{F}(S(k))(z). \quad (2.47)$$

Разумно провести схожие действия со спектральным образом функции ослабления, чтобы получить описание потерь в пространстве глубины z . Применяя преобразование Фурье к (2.46), следует воспользоваться теоремой о свертке. Согласно этой теореме преобразование Фурье от свертки функций $F_1(k)$ и $F_2(k)$ является произведением Фурье образов этих функций [107]. В математической записи

$$\mathcal{F}(F_1(k) \otimes F_2(k))(z) = \mathcal{F}(F_1(k))(z) \cdot \mathcal{F}(F_2(k))(z). \quad (2.48)$$

Тогда функцию, описывающую ослабление сигнала в пространстве глубины z , можно записать так

$$FO(z) = \mathcal{F}(f)(z) = \mathcal{F}(PSF)(z) \cdot \mathcal{F}(SW)(z) \cdot \mathcal{F}(DG)(z). \quad (2.49)$$

Как уже говорилось выше, в работах [72, 77] приводится выражение для огибающей функции (2.49) в явном виде. Для удобства изложения приведём его в этом разделе повторно

$$FO(z) = 10 \log_{10} \left\{ \frac{\sin(pRz)}{pRz} * \exp \left[-\frac{a^2 R^2 z^2}{4 \ln 2} \right] \right\}. \quad (2.50)$$

В дальнейшем для сравнения функции (2.50) с полученным в настоящей работе результатом удобно использовать характерные размеры

$$Z_W = \frac{1,6}{pR}, \quad (2.51)$$

$$Z_G^2 = \frac{2 \ln 2}{a^2 R^2}, \quad (2.52)$$

имеющие смысл глубины, на которой спадают в $\sqrt{e}$ раз компоненты огибающей (2.50). С введением параметров (2.51) и (2.52) можно записать (2.50) в новой форме

$$FO(z) = 10 \log_{10} \left\{ \frac{\sin(1.6 \cdot z/Z_W)}{1.6 \cdot z/Z_W} * \exp \left[-\frac{z^2}{2Z_G^2} \right] \right\}, \quad (2.53)$$

Дальнейший анализ ослабления полезного сигнала сводится к поиску составляющих функции (2.49), а также составлению окончательного вида самой функции.

2.2.2. Функция влияния дифракционной решетки

Основной задачей всей работы является внесение уточнений, касающихся именно дифракционной решетки. Для этого в соответствии с формулой (2.49) необходимо найти образ функции (2.19) в пространстве глубины. Для этого следует воспользоваться преобразованием Фурье, которое можно определить следующим образом [107]

$$\mathcal{F}(f)(z) = \int_{-\infty}^{\infty} f(k) e^{-ikz} dk. \quad (2.54)$$

В рамках рассматриваемой задачи интегрирование ведется по переменной k , чтобы исключить её и получить зависимость от глубины сигнала. А угловую переменную θ следует считать константой. Подставим в (2.54) выражение (2.19) с учетом (2.32), отбросив амплитудные коэффициенты

$$\mathcal{F}(DG)(z) = \int_{-\infty}^{\infty} e^{-\frac{2\pi^2}{\lambda^2} \sigma^2 \left(\sin \theta_0 + \sin \theta - \frac{\lambda}{a} \right)^2} e^{-ikr} e^{-ikz} dk. \quad (2.55)$$

Формулу (2.55) можно переписать в виде

$$\mathcal{F}(DG)(z) = \int_{-\infty}^{\infty} e^{-\frac{\sigma^2}{2} \left(k(\sin \theta_0 + \sin \theta) - \frac{2\pi}{a} \right)^2} e^{-ikr} e^{-ikz} dk, \quad (2.56)$$

или, продолжая простые преобразования,

$$\mathcal{F}(DG)(z) = \int_{-\infty}^{\infty} e^{-\frac{\delta^2}{2} (k - k_\theta)^2} e^{-ik(z+r)} dk, \quad (2.57)$$

где $k_\theta = \frac{2\pi}{a(\sin \theta_0 + \sin \theta)}$, а $\delta = \sigma(\sin \theta_0 + \sin \theta)$. Теперь подынтегральное выражение сведено к табличному виду, его решение известно

$$\mathcal{F}(DG)(z) = \frac{1}{\delta} e^{-\frac{1}{2\delta^2}(z+r)^2} e^{-ik_\theta(z+r)}. \quad (2.58)$$

Также можно считать, что на достаточно больших расстояниях $r = z$. В рассматриваемой задаче точка наблюдения находится в зоне Фраунгофера, поэтому такое приближение можно считать справедливым. Тогда

$$\mathcal{F}(DG)(z) = \frac{1}{\delta} e^{-\frac{4z^2}{2\delta^2}} e^{-i2k_\theta z}. \quad (2.59)$$

В выражении (2.59) содержится фазовый множитель $e^{-i2k_\theta z}$, который не имеет существенного значения, так как при переходе к описанию интенсивностей он просто сократится.

Тогда итоговую функцию влияния дифракционной решетки можно записать следующим образом

$$\mathcal{F}(DG)(z) = e^{-\frac{z^2}{2\delta_1^2}}, \quad (2.60)$$

где $\delta_1 = \frac{\delta}{2}$.

Таким образом, Фурье-образ функции влияния дифракционной решетки имеет гауссову форму с полушириной δ_1 . Эта величина зависит от полуширины падающего на решетку пучка σ , угла падения на решетку θ_0 , и угла наблюдения θ . Для работы с определенной составляющей следует выбрать угол наблюдения в направлении на максимум этой составляющей. Тогда в соответствии с (2.41) можно выразить δ_1 в более удобном виде

$$\delta_1 = \sigma \frac{\lambda}{2d} = \frac{\lambda}{2} N. \quad (2.61)$$

Формула (2.61) показывает, что ширина этой функции пропорциональна количеству штрихов решетки, освещенных центральной частью пучка. Однако в рамках этой задачи может быть более интересной другая запись

$$\delta_1 = \frac{\sigma_0}{\cos \theta_0} \frac{\lambda}{2d}. \quad (2.62)$$

Пусть рассматриваемая оптическая система имеет Брэгговскую конфигурацию. В этом случае угол направления на максимум интенсивности равен углу падения света на решетку. Тогда условие выбора угла падения

$$\sin \theta_0 = \frac{\lambda}{2d}. \quad (2.63)$$

Это соотношение называется условием Брэгга-Вульфа. При подстановке его в соотношение (2.62) получается

$$\delta_1 = \sigma_0 \frac{\sin \theta_0}{\cos \theta_0} = \sigma_0 \tan \theta_0. \quad (2.64)$$

2.2.3. Соотношение между поперечной координатой и волновым числом.

Коэффициент обратной дисперсии

Важной частью задачи о составлении огибающей функции ослабления является установление дисперсионной связи между пространством поперечных координат x и пространством волновых чисел k . В ОКТ эта связь обуславливается дифракционной решеткой, так как именно она осуществляет пространственное разложение спектральных компонент.

В общем случае зависимость $x(k)$, создаваемая дифракционной решеткой, является нелинейной. Она имеет следующий вид

$$x = F \tan[\theta(k) - \theta(k_0)], \quad (2.65)$$

где k_0 – волновое число центральной спектральной компоненты, а начало отсчёта по x смещено в точку положения изображения этой компоненты на плоскости фотоприёмников. При этом аргумент тангенса в (2.65) также является достаточно сложной функцией, определяемой уравнением дифракционной решётки, а её размах составляет порядка 10 градусов для типичных систем ОКТ (для центральной длины волны 1300 нм, ширины спектра около 100 нм, дифракционной решетки с $\frac{1}{d} = 1200$ линий/мм). Однако, в большинстве задач ОКТ в рабочем диапазоне волновых чисел справедлива линейная аппроксимация зависимости с малой погрешностью (около 3-5% при использовании только дифракционной решётки и на уровне сотых долей процента – при использовании дополнительных корректирующих элементов) [14,3,5]:

$$x = \alpha k. \quad (2.66)$$

Для поиска линейного приближения (2.66) необходимо составить линейную аппроксимацию реальной связи координаты x с волновым вектором k . Это можно сделать путем разложения функции (2.65) в ряд Тейлора вблизи центрального волнового числа k_0 , ограничившись линейным членом

$$x(k) = x(k_0) + \left. \frac{dx}{dk} \right|_{k=k_0} dk. \quad (2.67)$$

Таким образом, задача сводится к вычислению производной по k от функции (2.65)

$$dx = F \frac{d \tan[\theta(k) - \theta(k_0)]}{dk} dk. \quad (2.68)$$

После взятия производной получается

$$dx = F \frac{1}{\sqrt{1 - \sin^2 \theta_0}} * \frac{2\pi}{d} \frac{dk}{k_0^2}. \quad (2.69)$$

В этом выражении учитывается, что система находится в брэгговской конфигурации (для центральной спектральной компоненты выполняется условие $2\sin(\theta_0)=\lambda/d$) и начало отсчёта совпадает с положением центральной компоненты. Исключая период решетки, можно записать производную (2.69) следующим образом

$$dx = 2F \tan(\theta_0) \frac{dk}{k_0}. \quad (2.70)$$

Тогда искомый коэффициент пропорциональности

$$\varkappa = \frac{dx}{dk}(k_0) = 2F \tan(\theta_0) \frac{1}{k_0}. \quad (2.71)$$

Можно сравнить полученное выражение с приведенной в работах [72, 77] формулой для взаимной дисперсии (1.20). Определяемые этими выражениями коэффициенты соотносятся очевидным образом

$$\varkappa = \frac{1}{R}. \quad (2.72)$$

Из (2.72) следует, что введенный в работе коэффициент $\varkappa$ обратно пропорционален коэффициенту взаимной дисперсии R . Тогда можно назвать $\varkappa$ коэффициентом обратной дисперсии.

За опущением выбора обозначений описание дисперсии в этой работе совпадает с описанием в других работах. Однако следует внести еще одну важную поправку.

Как уже говорилось выше, в ОКТ-спектрометр может добавляться дополнительный элемент, обеспечивающий линейность дисперсионной характеристики системы. Обычно таким элементом является установленная после дифракционной решетки призма [21, 72, 77]. Однако призма также вносит изменения в дисперсионную характеристику пропорционально некоторому коэффициенту η [20], составляющему по порядку величины 0,3-0,7 в зависимости от конфигурации спектрометра. Нетрудно видеть, что выражение (1.20) составлено без учёта влияния корректора дисперсии. Выражение, используемое для дальнейшего расчета, должно, очевидно, этот коэффициент содержать

$$\varkappa = 2 * \eta * F * \tan(\theta_0) * \frac{1}{k_0}. \quad (2.73)$$

Внесение коэффициента коррекции является важным уточнением, так как величина коэффициента будет во многом определять изменения, вносимые дифракционной решеткой.

2.2.4. Дифракция пучка в свободном пространстве

После получения функции, описывающей влияние дифракционной решетки, разумно уточнить вид остальных функций влияния. Одна из таких функций, описывает дифракцию пучка в свободном пространстве (PSF). Этот фактор проиллюстрирован на Рисунке 2.6.

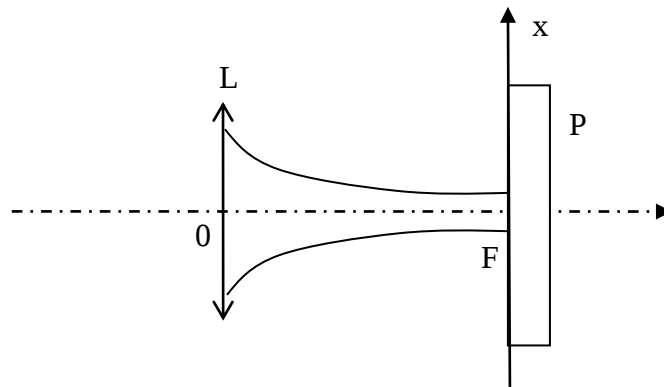


Рисунок 2.6 – Дифракционное изменение ширины гауссова пучка при его фокусировке в пятно конечных размеров: L –фокусирующая линза, F – фокусное расстояние, P – экран, x – координатная ось в плоскости экрана

Распределение поля в плоскости экрана является известным, его можно описать функцией Гаусса

$$E = e^{-\frac{x^2}{2\omega_0^2}}, \quad (2.74)$$

где ω_0 – полуширина пучка на фокусном расстоянии от линзы. Величина полуширины распределения поля на экране является известной

$$\omega_0 = \frac{\lambda_0}{\pi} \frac{1}{\tan \theta} = \frac{\lambda_0 F}{\pi r}, \quad (2.75)$$

где F – фокусное расстояние линзы, r – радиус линзы, λ_0 – центральная длина волны. Вообще говоря, следует иметь в виду, что полуширина зависит от длины волны излучения. Однако поскольку ширина спектра источника излучения составляет около 10% от несущей, то изменением ω_0 при изменении λ можно пренебречь.

Распределение по координате является также и распределением поля в пространстве волновых чисел, благодаря действию дифракционной решетки, как уже говорилось выше. Для перехода от координаты x к распределению по волновым числам можно воспользоваться выражением (2.66). Тогда

$$E = e^{-\frac{k^2}{2\left(\frac{\omega_0}{\varkappa}\right)^2}}. \quad (2.76)$$

Как видно из (2.76) в спектральном представлении распределение поля также имеет гауссову форму.

В соответствии с соотношением (2.49), для получения итоговой кривой необходимо найти Фурье-образ функции PSF

$$\mathcal{F}(PSF)(z) = \int_{-\infty}^{\infty} e^{-\frac{k^2}{2\left(\frac{\omega_0}{\varkappa}\right)^2}} e^{-ikz} dk. \quad (2.77)$$

Фурье-образ гауссовой функции, как уже упоминалось выше, также имеет гауссову форму

$$\mathcal{F}(PSF)(z) = \frac{1}{\gamma} e^{-\frac{z^2}{2\gamma^2}}, \quad (2.78)$$

где $\gamma = \frac{\varkappa}{\omega_0}$ – полуширина получившегося распределения. Теперь можно установить выражение для полуширины функции PSF. Она определяется следующим образом

$$\gamma = \frac{\varkappa}{\omega_0} = \frac{2 * \eta * F * \tan(\theta_0) * \frac{1}{k_0}}{2 \frac{F}{r} \frac{1}{k_0}} = \eta * r * \tan(\theta_0). \quad (2.79)$$

На первый взгляд, кажется, что ширина функции PSF повторяет ширину функции, отвечающей за влияние дифракционной решетки. Следует понимать, что при схожести написания эти функции описывают разные факторы. Так функция DG описывает влияние диспергирующей систем, а функция PSF отвечает за влияние фокусирующей системы.

2.2.5. Функция приемного окна

Следующим шагом необходимым для описания функции спада сигнала является построение функции SW. Эта функция описывает влияние принимающей сигнал системы, а именно влияние размеров элемента фотоприемника. Каждый элемент фотоприемника суммирует падающую на него мощность таким образом, что «не видит» неоднородности распределения поля по координате. То есть пиксель «видит»

равномерный сигнал с некоторой средней амплитудой. Вид принимаемого сигнала изображен на Рисунке 2.7.

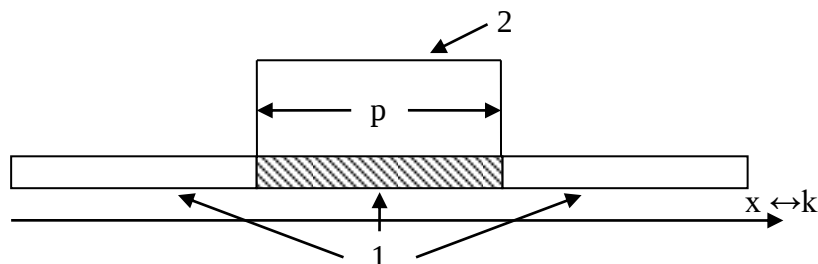


Рисунок 2.7 – Распределение поля на элементе фотоприемника: 1 – элементы фотоприемной линейки; 2 – усредненное распределение сигнала на единичном фотоприемном элементе; p – размер фотоприемного элемента

Такое усреднение может оказывать негативное воздействие. Так, размеры изображения спектральной компоненты в плоскости фотоприемников могут превышать размеры единичного фотоэлемента, как показано на Рисунке 2.8а. В этом случае часть сигнала регистрируется соседними фотоэлементами, что приводит к ухудшению контраста при регистрации оптического спектра. Особенно наглядно это иллюстрируется в случае, когда один фотоэлемент регистрирует несколько спектральных максимумов, как показано на Рисунке 2.8б. В этом случае спектральные компоненты не разрешаются между собой, что приводит к искажению спектральной картины.

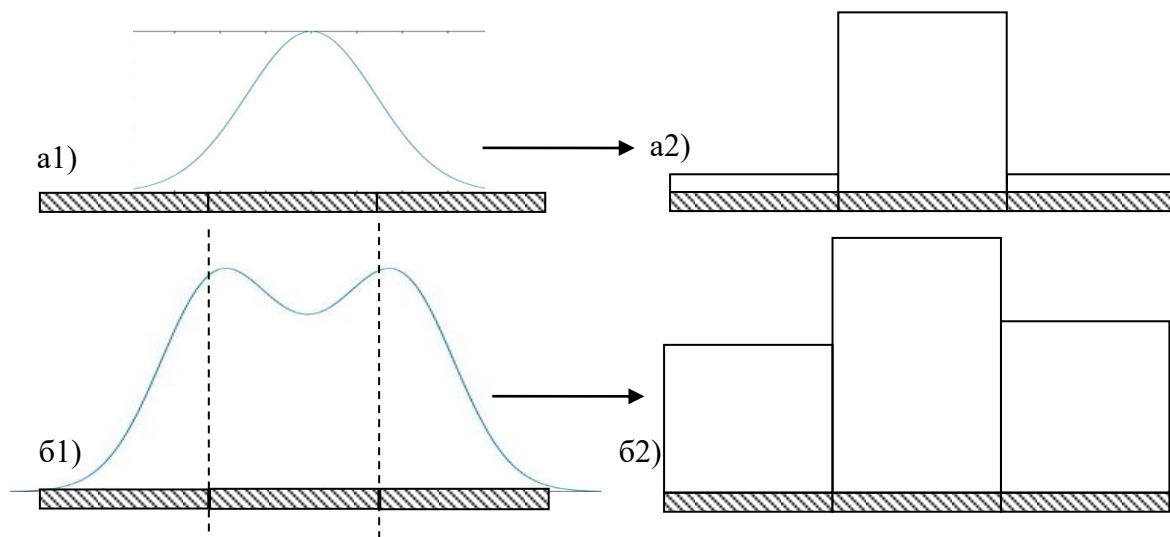


Рисунок 2.8 – Схематическая иллюстрация усреднения сигнала на нескольких фотоприемных элементах: a1,a2 – в случае, когда отдельная монохроматическая компонента регистрируется несколькими фотоприемными элементами; b1,b2 – в случае регистрации двух частично разрешенных спектральных компонент; a1,b1 – распределение поля; a2,b2 – усредненный сигнал, регистрируемый отдельными фотоприемными элементами

Функцию равномерного распределения можно записать следующим образом

$$E(x) = \begin{cases} 1, & x < \left\lfloor \frac{p}{2} \right\rfloor \\ 0, & x > \left\lfloor \frac{p}{2} \right\rfloor \end{cases} \quad (2.80)$$

При переходе от пространства координат к пространству волновых чисел запись распределения останется неизменной. Изменится лишь ширина распределения, однако на процесс взятия преобразования Фурье это влияния не окажет. Фурье-образ прямоугольного импульса известен. Он описывается кардинальным синусом, тогда очевидно, что эта функция аналогична кардинальному синусу в выражении (2.50)

$$\mathcal{F}(SW)(z) = \text{sinc}(zp_k), \quad (2.81)$$

где, однако, надо ввести поправку к определению ширины функции приема в пространстве волновых чисел p_k . Изменение этого параметра имеет большое значение для определения ширины итоговой функции (2.81). Для этого можно воспользоваться выражением (2.73). Если выбрать отрезок на координатной оси, соответствующий ширине приемника

$$\Delta x = p, \quad (2.82)$$

аналогичным отрезком в пространстве волновых векторов будет искомая величина

$$p_k = \Delta k = \frac{p}{\varpi} = \frac{D * k_0}{2 * \eta * F \tan \theta_0}. \quad (2.83)$$

Имея выражение для ширины пикселя, можно начать рассуждение о ширине функции (2.81). В качестве ширины функции можно взять координату первого нуля получившейся функции. Нули кардинального синуса определяются (за исключением нулевой координаты) нулями синусоиды. То есть искомую величину можно выразить из следующего выражения

$$\beta * p_k = \pi. \quad (2.84)$$

Если выбрать такое описание, то ширина функции приема определяется следующим образом

$$\beta = \frac{\pi}{p_k} = \frac{2\pi * \eta * F * \tan \theta_0}{p * k_0} = \eta * F * \tan \theta_0 * \frac{\lambda_0}{p}. \quad (2.85)$$

Тем не менее, для этой задачи удобно другое определение ширины функции. Следует выбрать ширину функции аналогично введенной для гауссовых функций, то есть взять за ширину расстояние, на котором функция спадает в $\sqrt{e}$. Тогда ширину функции (2.81) можно записать так

$$z_W = \frac{1,6 * \varpi}{p}. \quad (2.86)$$

2.2.6. Сравнение факторов, обуславливающих ослабление сигнала

Можно сравнить функции, полученные в расчетах выше. Каждая из них представляет собой описание отдельной части спектрометра: диспергирующая, фокусирующая и регистрирующая системы. Для сравнения их вклада удобно нарисовать графики функций (2.60), (2.78) и (2.81). Эти графики представлены на Рисунке 2.9.

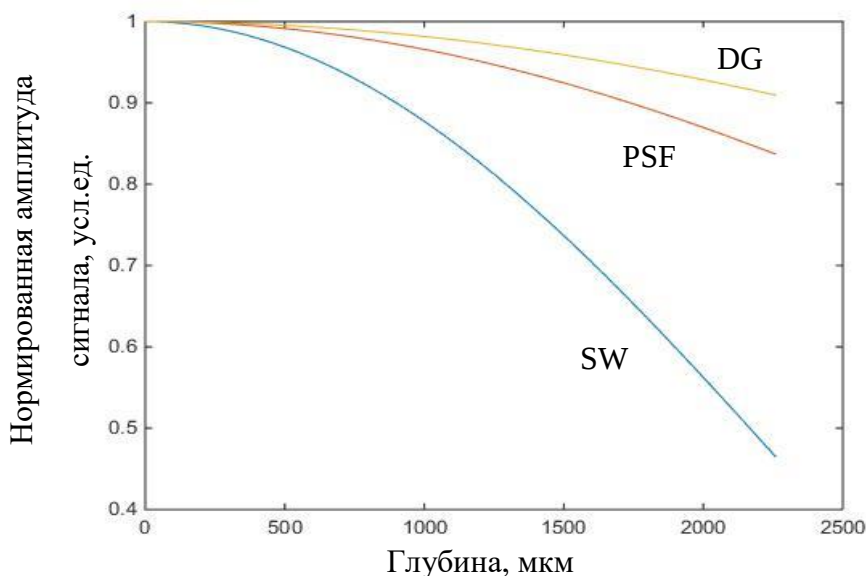


Рисунок 2.9 – Влияние отдельных факторов на ослабление сигнала: SW – усреднение сигнала на единичном элементе фотоприемной линейки; PSF – фокусировка пучка в спектрометре; DG – влияние разрешающей способности дифракционной решетки

Как видно из Рисунка 2.9, наибольший вклад в ослабление сигнала вносит функция приема. Функции, отвечающие за влияние дифракционной решетки и фокусирующей системы, вносят меньший вклад. Они различаются между собой не так сильно, ведь различие ширины этих функций определяется одним коэффициентом коррекции η .

Стоит, однако, отметить, что возможны и другие конфигурации спектрометра, при которых функции образующие пучок будут иметь большее влияние, чем функция приема.

Итоговая функция является произведением этих функций, поэтому не так важно, каков вклад этих функций по отдельности. Большее значение имеет их совместное влияние.

2.2.7. Составление функции ослабления сигнала с учетом влияния дифракционной решетки

В предыдущих пунктах были найдены все необходимые для рассматриваемой задачи вспомогательные функции. Следующим шагом следует получить итоговую функцию ослабления сигнала. Для этого в исходное определение этой функции (2.49) следует подставить описания факторов спада (2.60), (2.78) и (2.81). В логарифмической шкале ослабления сигнала по амплитуде можно выразить следующим образом

$$FO(z) = 10 \log_{10} \left\{ \text{sinc} \left(\frac{z * p}{\varpi} \right) * e^{-\frac{z^2}{2 * \delta_1^2}} * e^{-\frac{z^2}{2 * \gamma^2}} \right\}. \quad (2.87)$$

Следующим шагом следует провести подстановку выражений для характерных размеров (2.64) и (2.79)

$$FO(z) = 10 \log_{10} \left\{ \text{sinc} \left(\frac{z * p}{\varpi} \right) * e^{-\frac{z^2}{2 * (\sigma_0 * \tan \theta_0)^2}} * e^{-\frac{z^2}{2 * (\eta * \sigma_0 * \tan \theta_0)^2}} \right\}. \quad (2.88)$$

Для составления удобной формы следует выполнить перемножение экспонент

$$FO(z) = 10 \log_{10} \left\{ \text{sinc} \left(\frac{z * p}{\varpi} \right) * e^{-\frac{z^2}{2 * \frac{\eta^2}{1 + \eta^2} * (\sigma_0 * \tan \theta_0)^2}} \right\}. \quad (2.89)$$

Сравнение с выражением, представленным в работах [с69,с71], удобно проводить, если записать (2.89) в виде аналогичном (2.53)

$$FO(z) = 10 \log_{10} \left\{ \frac{\sin(1.6 * z / z_W)}{1.6 * z / z_W} * \exp \left[-\frac{z^2}{2 z_G^2} \right] \right\}, \quad (2.90)$$

где аналогично выражениям (2.51) и (2.52) введены параметры ширины

$$z_W = \eta * \frac{1,6}{pR}, \quad (2.91)$$

$$z_G^2 = \frac{\eta^2}{1 + \eta^2} * \frac{1}{w_0^2 R^2}. \quad (2.92)$$

2.2.8. Анализ характерных масштабов функции ослабления сигнала

Важно провести сравнение характерных масштабов (2.91) и (2.92) функции ослабления (2.90), в которой учтено влияние дифракционной решетки, с выражениями

(2.51) и (2.52), характеризующими масштабы используемой в данный момент функции (2.53).

Видно, что (2.91) совпадает с (2.51) с точностью до коэффициента коррекции η , характеризующего изменение дисперсии спектрометра из-за использования корректирующей призмы,

$$z_W = \eta \cdot Z_W. \quad (2.93)$$

При характерном для ОКТ $\eta < 1$ это приводит к усилению эффекта спадания полезного сигнала с ростом абсолютной глубины.

Выражение (2.92) имеет более существенные отличия от (2.52)

$$z_G^2 = \frac{\eta^2}{1 + \eta^2} \frac{a^2}{2 \ln 2 \cdot w_0^2} Z_G^2. \quad (2.94)$$

При выводе (2.53) предполагалось, что анализируемый пучок имеет равномерное распределение амплитуды в пределах своей апертуры. В настоящем расчёте предполагается, что размеры апертуры используемых оптических элементов существенно превышают диаметр гауссова пучка. С этим связано возникновение коэффициента $\frac{a^2}{2 \ln 2 \cdot w_0^2}$.

Более важным является непропорциональное изменение величины z_G при изменении дисперсии спектрометра. Это приводит к невозможности компенсировать изменение величины ослабления полезного сигнала относительно старой модели путем изменения дисперсии спектрометра.

2.3. Сравнение теоретического предсказания уточненной модели спектрометра с экспериментальными данными

Полученная модель ослабления сигнала с глубиной требует экспериментальной проверки. Этот раздел посвящен сравнению нового теоретического предсказания с экспериментальными данными. Сначала приведено сравнение с опубликованными экспериментальными результатами других авторов. Затем будут приведены результаты собственного эксперимента.

2.3.1. Сравнение результатов исследования с данными других работ

Полученную функцию ослабления сигнала (fall-off) (2.89) следует сравнить с результатами, приведенными в других работах. Для сравнения была выбрана характерная работа, в которой теоретическое описание не сходится с результатами эксперимента. Теоретический график, полученный в работе [72], представлен на Рисунке 2.10.

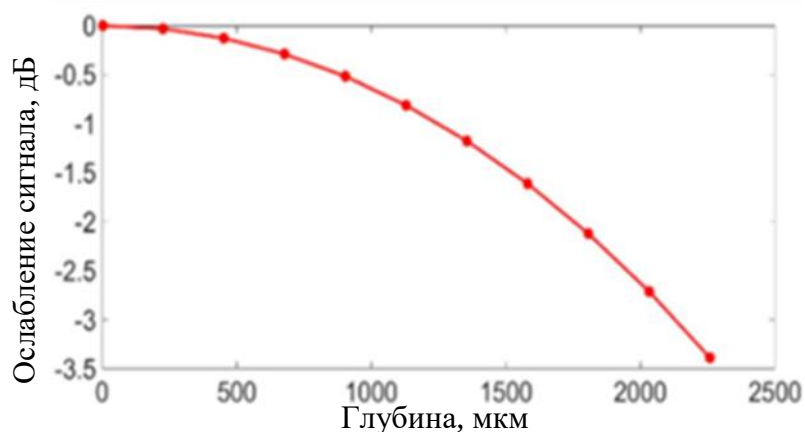


Рисунок 2.10 – Зависимость ослабления сигнала, приведенная в работе [72]

Как видно из Рисунка 2.10, ослабление полезного сигнала на максимальной глубине должно составлять около 3,5 дБ. Однако в этой же работе отмечается, что ослабление, полученное на практике, оказывается значительно выше. Путем подбора корректирующей призмы авторам удалось достичь ослабления сигнала в свободном пространстве менее 6 дБ, но отличие с теоретическим значением все равно достаточно большое.

В [72] приводятся численные значения для формулы (2.50), что позволяет произвести сравнение результатов [72] и предельных возможностей оптической системы в соответствии с построенной в работе моделью. Однако в работе [72] не учтено отклонение дисперсионной характеристики, связанное с влиянием корректирующей призмы, поэтому значение коэффициента коррекции η было рассчитано на основании данных об угле

призмы и о её повороте относительно плоскости дифракционной решётки, приведённым в работе. Счётная величина составила $\eta = 0,74$. На Рисунке 2.11 изображен: график функции ослабления с учетом влияния разрешающей способности дифракционной решетки и коррекционной призмы (2); график функции ослабления согласно старой модели (2.50) (1); экспериментальный график из работы [72] (3).

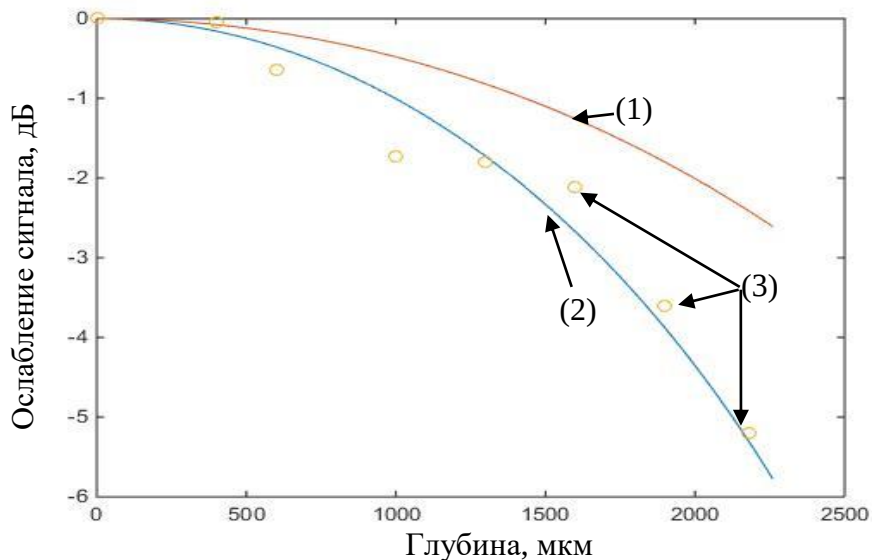


Рисунок 2.11 – Функция fall-off, оцениваемая разными способами:

- (1) – теоретическая зависимость по [72] (2.50); (2) – построенная в настоящей работе модель;
 (3) – экспериментальная зависимость по [72]

Как видно, модель, учитывающая влияние разрешающей способности спектрометра на ослабление сигнала, дает предсказание, которое значительно лучше совпадает с экспериментальными данными. Однако требуется проведение собственной экспериментальной проверки.

2.3.2. Измерение ослабления сигнала для собственной системы ОКТ

Для проведения эксперимента была использована система ОКТ с источником, имеющим центральную длину волны $\lambda_0 = 1055$ нм. Спектрометр устройства основан на дифракционной решетке с частотой штрихов $1/d = 1500$ 1/мм и корректирующем элементе ($\eta = 0,74$). Полуширина σ_0 пучка, которым освещалась решетка, по уровню $\frac{1}{\sqrt{e}}$ составляет 1,6 мм. Фокусное расстояние объектива спектрометра составляет 86 мм, поперечный размер элемента фотоприемного массива $p = 25$ мкм. Ширина полосы приема 81 нм. В

качестве мишени была использована зеркальная поверхность с коэффициентом отражения 4%.

В ходе эксперимента зонд системы ОКТ был закреплен на одном месте. Мишень была установлена перпендикулярно направлению сканирования с возможностью осуществлять ее перемещение вдоль координаты соответствующей глубине. Система ОКТ регистрировала трехмерный набор данных, в котором съемка по быстрой координате и глубине представляет собой стандартный В-скан. На этом В-скане показано изображение мишени в определенный момент времени. Третью координату (медленную) можно считать аналогом временной координаты. За время регистрации трехмерного изображения происходило смещение зеркальной поверхности от начальной до конечной глубины на изображении. После усреднения по быстрой координате было получено двумерное изображение ОКТ, на котором представлено смещение мишени во времени Рисунок 2.12.

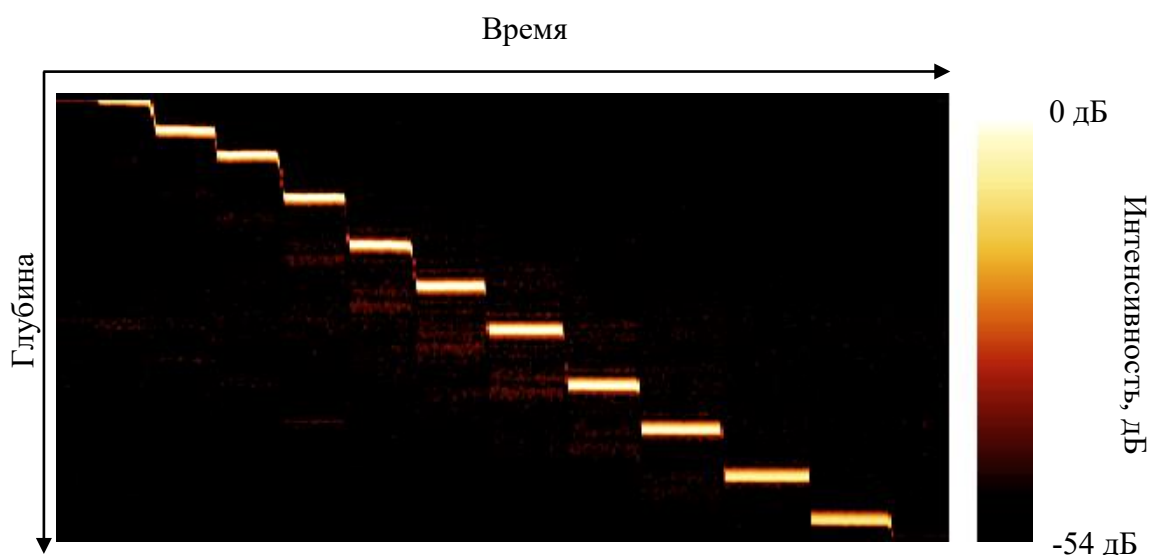


Рисунок 2.12 – Изображение ОКТ, иллюстрирующее экспериментальные данные

После несложной численной обработки, которая сводится к сортировке значений интенсивности сигнала и выбору максимального значения сигнала для каждого момента времени, был получен график ослабления сигнала с глубиной в свободном пространстве. Он представлен на Рисунке 2.13. Здесь изображены экспериментальные данные (синяя линия) и теоретическое предсказание согласно новой модели (оранжевая линия).

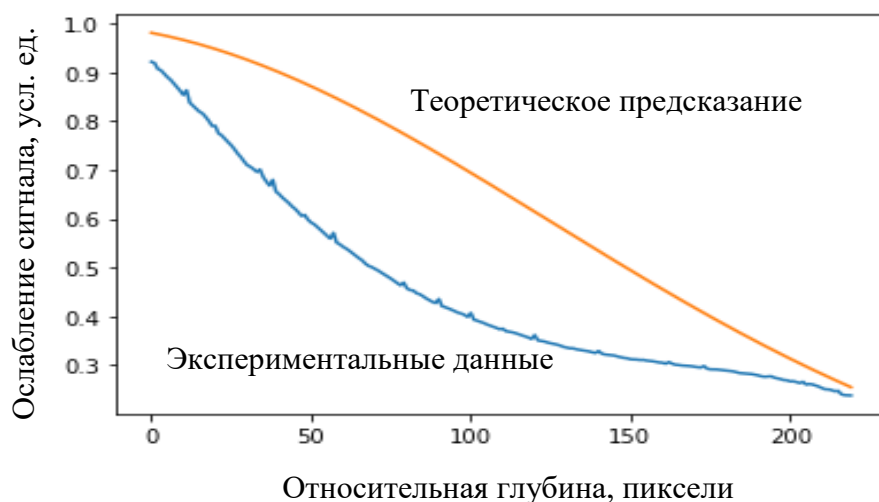


Рисунок 2.13 – Теоретически предсказанная и экспериментально полученная величина отклика

Как видно, зарегистрированная кривая чувствительности спектрометра значительно отличалась от теоретического предсказания в центральной части, но для крайних значений было видно хорошее совпадение данных.

2.3.3. Устранение влияния радиотехнического фактора на расчет

Отношение экспериментально зафиксированных значений к теоретическим имеет форму, симметричную относительно центра изображения (Рисунок 2.14). Что говорит о систематической природе несоответствия. Можно выдвинуть гипотезу, что обнаруженное расхождение является следствием явлений радиотехнической природы

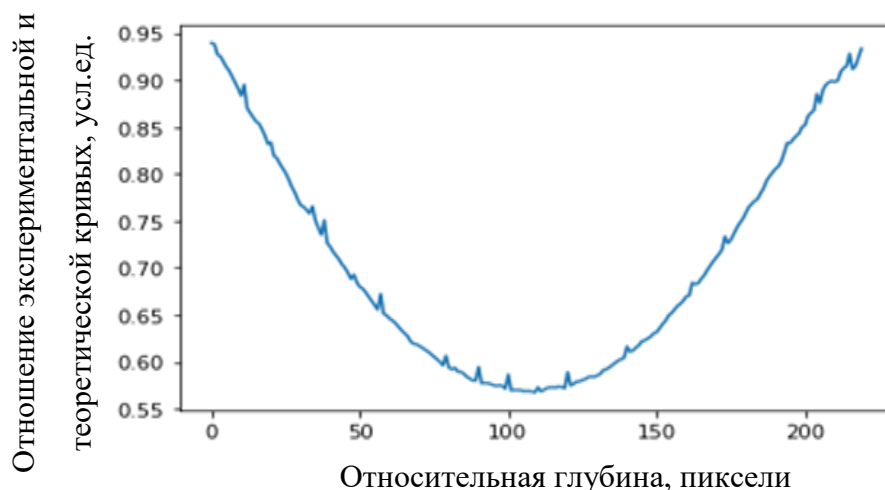


Рисунок 2.14 – Отношение экспериментальной и теоретической кривых

Ввиду особенностей формирования сигнала на выходе фотоприёмного элемента, заключающихся в независимом выводе чётных и нечётных отсчётов в два физически отдельных канала [108], центр изображения соответствует максимальной радиотехнической частоте. Зарегистрированные различия можно объяснить влиянием

эффективного НЧ-фильтра, формируемого радиотехническими элементами каждого канала.

Чтобы проверить эту гипотезу, проведен эксперимент аналогичный предыдущему. Но в этом эксперименте необходимо изменить тактовую частоту работы устройства таким образом, чтобы уменьшить влияние радиотехнической составляющей. В исходной конфигурации быстродействие системы составляла 20000 а-сканов/с (тактовая частота примерно 5 МГц). Далее был проведен повторный эксперимент при пониженной в четыре раза тактовой частоте. Серия откликов сигнала при различных положениях зеркала в повторном эксперименте показана на Рисунке 2.15.

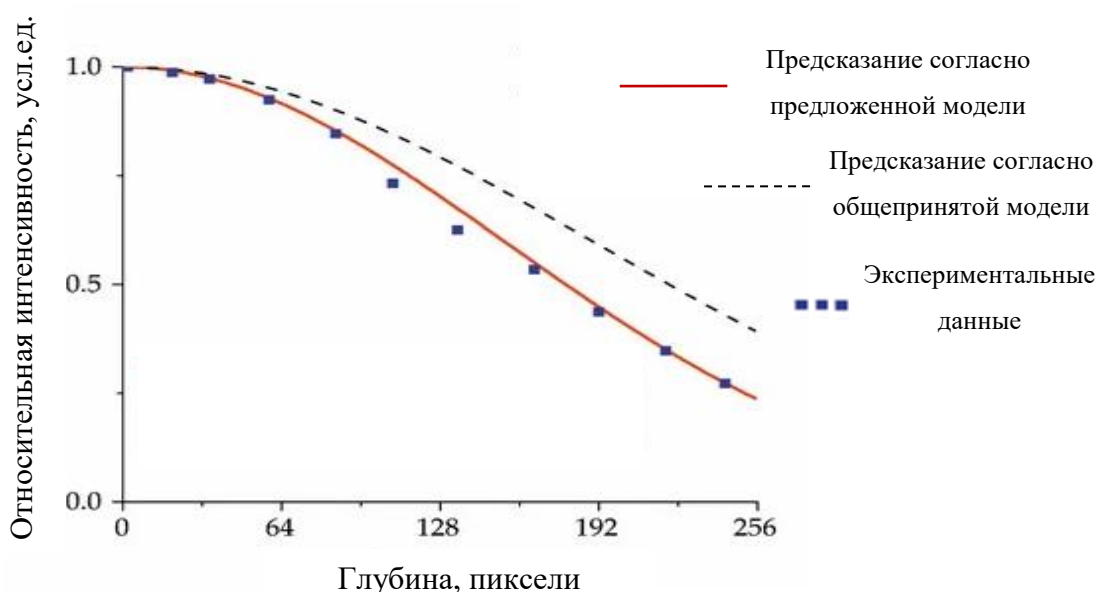


Рисунок 2.15 – Результаты эксперимента при пониженной тактовой частоте

Результаты эксперимента при пониженном влиянии радиотехнической передаточной характеристики камеры хорошо совпадают с теоретическим предсказанием, что говорит справедливости полученной модели ослабления сигнала при увеличении глубины сканирования. При этом в центральной части изображения по-прежнему присутствует небольшое отклонение от предсказания, которое говорит о том, что влияние радиотехнической составляющей снижено, но не подавлено полностью. При этом видно, что введение уточненной модели ослабления сигнала позволяет устранить недооценку величины аппаратно-обусловленного ослабления сигнала в оптической когерентной томографии в 1,65 раз для максимальной регистрируемой задержки

Заключение Главы 2

Глава 2 посвящена учету вклада разрешающей способности дифракционной решетки как основного диспергирующего элемента в ОКТ-спектрометрах в ослабление полезного сигнала.

В ходе работы была рассмотрена задача о падении на одномерную бесконечную диэлектрическую дифракционную решетку пучка с гауссовым распределением амплитуды. В ходе рассмотрения этой задачи было найдено угловое распределение поля, на основе которого была уточнена формула для оценки разрешающей способности спектрометра в ОКТ.

Также было уточнено выражение для дисперсионной связи между пространством поперечных координат и пространством волновых чисел. Введенная поправка служит для учета влияния корректирующей призмы. Наличие этой поправки вносит изменения в ширину функций, описывающих влияние на ослабление полезного сигнала фокусирующей и принимающей систем. Вид этих функций был также уточнен.

На основе рассмотренных задач была составлена функция fall-off, описывающая ослабление полезного сигнала с глубиной с учетом влияния разрешающей способности дифракционной решетки и корректирующей призмы. Теоретическое предсказание согласно полученной модели показало хорошее соответствие с собственными и опубликованными ранее данными.

Результаты работы по этой главе опубликованы в [A1,A6-A8].

ГЛАВА 3. МЕТОД РЕКОНСТРУКЦИИ РАСПРЕДЕЛЕНИЯ КОЭФФИЦИЕНТА ОСЛАБЛЕНИЯ

Настоящая глава посвящена рассмотрению и решению ряда проблем метода оценки распределения коэффициента ослабления. Впервые метод был предложен в статье [1]. Он основан на модели однократного рассеяния, которая более подробно описана в Главе 1. Существует ряд ограничений, которые могут существенным образом влиять на расчет. В частности, метод чувствителен к наличию шума на изображении и не предполагает наличие аппаратного изменения сигнала по глубине. Помимо этих ограничений метод основан на двух предположениях. Во-первых, метод предполагает однородную по глубине диаграмму направленности рассеяния. Во-вторых, для корректности расчета необходимо, чтобы интеграл интенсивности в области, превышающей предельную глубину ОКТ-визуализации, был пренебрежимо мал. Последнее условие легко проконтролировать, но оно редко не выполняется при малом ослаблении сигнала. Глава состоит из трех частей. Первая часть посвящена рассмотрению влияния шума на оценку коэффициента ослабления и созданию метода коррекции расчета при наличии шумовых эффектов. Во второй части рассматривается влияние на расчет аппаратного изменения сигнала и предлагается модификация метода коррекции для случая существенного влияния аппаратной функции. Третья часть содержит модификацию метода расчета коэффициента ослабления для случая, когда количество фотонов, рассеянных с глубины, превышающей предельную глубину ОКТ-визуализации, не является пренебрежимо малым.

3.1. Метод оценки коэффициента ослабления устойчивый к шумовым эффектам

3.1.1. Моделирование сигнала

Сигнал ОКТ был численно сгенерирован в соответствии с моделью однократного рассеяния, на которой основан метод. Согласно выражению (1.12)

$$I(z) \propto \mu(z) \cdot I_0 \cdot \exp \left[-2 \int_0^z \mu(u) du \right]. \quad (3.1)$$

Для анализа влияния шума на расчет вводится аддитивная добавка к сигналу N . В этом исследовании будет использовано предположение, что ОКТ-изображение содержит в себе дробовой и избыточные шумы. Эти шумы определяются в основном мощностью опорного излучения и фактически не зависят от принятой рассеянной компоненты, поэтому их можно рассматривать как аддитивную добавку к сигналу, а распределение их амплитуды по глубине можно считать равномерным. В ходе численного моделирования шумовая добавка N генерируется встроенными методами создания случайных чисел языка Python. Максимальное значение амплитуды N привязано к максимальному значению $I(z)$ (10^{-3} от его величины). Величина и распределение значений шума, используемые при моделировании являются характерными для типичных систем ОКТ. Использование конкретных характеристик шума не ограничивает общность рассмотрения. Таким образом, регистрируемый сигнал с шумом $I_{ns}(z)$ можно записать в виде

$$I_{ns}(z) = I(z) + N(z). \quad (3.2)$$

Далее при записи выражений вместо координаты глубины z будет использоваться дискретная координата i , такая что $z = \Delta \cdot i$. Эта координата представляет собой номер отсчета (пикселя) на изображении, а Δ – размер пикселя. При этом в текущей модели оценивается влияние только аддитивного шума, влияние аппаратного изменения сигнала отсутствует.

В модели среды закладывались три различных слоя, которым соответствовали три различных коэффициента ослабления: 1 мм^{-1} , $4,6 \text{ мм}^{-1}$, 6 мм^{-1} .

Оценка коэффициента ослабления оценивалась с помощью выражения (1.14)

$$\mu[i] \approx \frac{I_{ns}[i]}{2\Delta \sum_{i+1}^{i_{max}} I_{ns}[j]}. \quad (3.3)$$

Результат оценки распределения ослабления представлен на Рисунке 3.1. Здесь синяя линия показывает заложенный коэффициент ослабления, оранжевая линия иллюстрирует

результат расчета коэффициента ослабления по формуле (3.3). Расчетное значение коэффициента ослабления занижается при уменьшении интегральной интенсивности сигнала. Если подставить в выражение (3.3) интенсивность сигнала без аддитивной добавки (3.1), расчет показывает результат, который хорошо совпадает с модельными значениями, поэтому сравнение расчета коэффициента ослабления для «зашумленного» изображения сравнивается с модельными значениями.

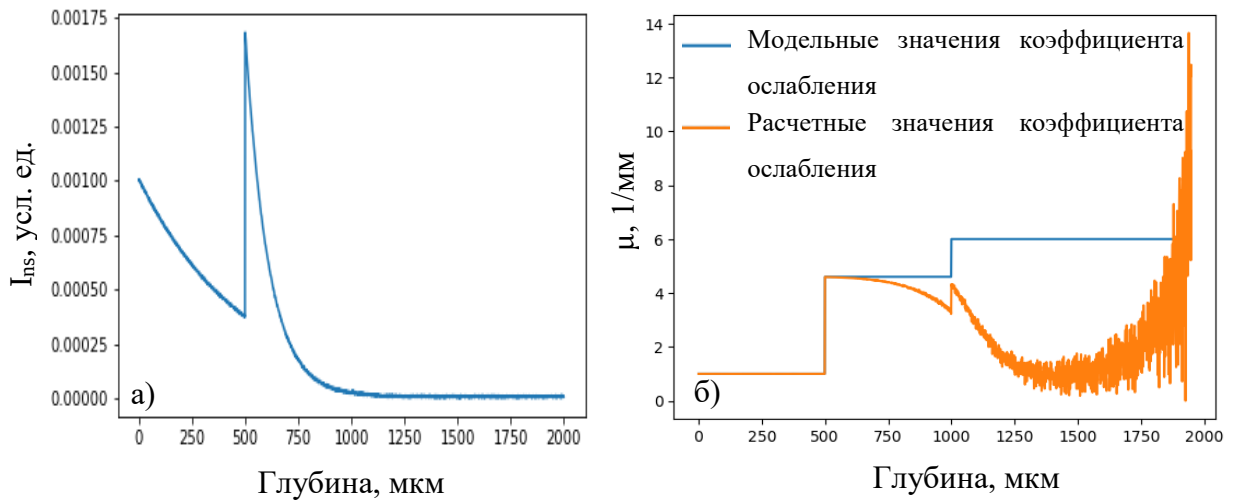


Рисунок 3.1 – Оценка коэффициента ослабления в соответствии с (3.3). а) – сгенерированный ОКТ-сигнал. б) – сравнение модельного коэффициента ослабления, на основе которого сгенерирован сигнал, и коэффициента ослабления, рассчитанного в соответствии с (3.3)

3.1.2. Восстановление зашумленного сигнала

Известным методом обработки изображений, содержащих шум, является винеровская фильтрация. Пусть сигнал

$$S[i] = A[i] \cdot S_{true}[i] + n[i], \quad (3.4)$$

где $S[i]$ – регистрируемая величина, $S_{true}[i]$ – искомая величина, которую необходимо восстановить, $n[i]$ – аддитивный шум, $A[i]$ – некоторая функция, искажающая сигнал. Тогда оптимальный фильтр Винера, восстанавливающий значение искомой величины $S_{true}[i]$ [109]

$$H[i] = \frac{1}{A[i]} \left\{ \frac{|A[i]|^2}{|A[i]|^2 + \frac{1}{SNR[i]}} \right\}, \quad (3.5)$$

где $SNR[i]$ отношение сигнал-шум.

В рамках настоящей задачи речь идет не о сигнале, а о характеристике среды. Тем не менее, если исследуемая величина представима в виде аналогичном выражению (3.4), преобразование (3.5) должно восстанавливать искомую величину из исходной оценки.

3.1.2. Представление оценочного коэффициента ослабления в виде линейной функции от искомого значения коэффициента ослабления

Для дальнейшего рассмотрения будем считать искомым значение, полученное в соответствии с выражением (1.14),

$$\mu_{true}[i] \approx \frac{I[i]}{2 \cdot \Delta \cdot \sum_{j=i+1}^{\infty} I[j]}. \quad (3.6)$$

При наличии аддитивного шума, искажающего расчет, эта формула в соответствии с (3.2) и (3.3) принимает следующий вид

$$\mu_{est}[i] \approx \frac{I[i] + N[i]}{2 \cdot \Delta \cdot \sum_{j=i+1}^{\infty} (I[j] + N[j])}. \quad (3.7)$$

Введем функцию, описывающую шумовую ошибку $\mu_{noise}[i]$. Удобно ввести её таким образом, чтобы в сумме с $\mu_{true}[i]$ она давала $\mu_{est}[i]$:

$$\mu_{est}[i] = \mu_{true}[i] + \mu_{noise}[i], \quad (3.8)$$

или в другом виде

$$\mu_{noise}[i] = \mu_{est}[i] - \mu_{true}[i]. \quad (3.9)$$

Подставляя (3.6) и (3.7) в (3.9), можно получить

$$\mu_{noise}[i] = \frac{I[i] + N[i]}{2 \cdot \Delta \cdot \sum_{j=i+1}^{\infty} (I[j] + N[j])} - \frac{I[i]}{2 \cdot \Delta \cdot \sum_{j=i+1}^{\infty} I[j]}. \quad (3.10)$$

Или приводя к одному знаменателю

$$\begin{aligned} \mu_{noise}[i] &= \frac{I[i] \cdot \sum_{j=i+1}^{\infty} I[j] + N[i] \cdot \sum_{j=i+1}^{\infty} I[j] - I[i] \cdot \sum_{j=i+1}^{\infty} I[j] - I[i] \cdot \sum_{j=i+1}^{\infty} N[j]}{2 \cdot \Delta \cdot \sum_{j=i+1}^{\infty} I[j] \cdot \sum_{j=i+1}^{\infty} (I[j] + N[j])} \\ &= \frac{N[i] \cdot \sum_{j=i+1}^{\infty} I[j] - I[i] \cdot \sum_{j=i+1}^{\infty} N[j]}{2 \cdot \Delta \cdot \sum_{j=i+1}^{\infty} I[j] \cdot \sum_{j=i+1}^{\infty} (I[j] + N[j])}. \end{aligned} \quad (3.11)$$

Выражение (3.11) описывает искажение коэффициента ослабления в виде аддитивной добавки. Однако часть величин, через которые выражено $\mu_{noise}[i]$, являются неизвестными. Из данных ОКТ, на которых не присутствует никакого объекта, можно оценить значение шума $N[i]$, а следовательно, и любую сумму шума $\sum_{j=i+1}^{\infty} N[j]$. Очевидным образом значение сигнала на изображении является суммой интенсивности и аддитивного шума $I[i] + N[i]$, что также позволяет определить величину $\sum_{j=i+1}^{\infty} (I[j] + N[j])$. Таким образом, выражение (3.11) содержит две величины, которые затруднительно оценить из данных ОКТ. Это истинная интенсивность сигнала $I[i]$ и сумма истинных интенсивностей $\sum_{j=i+1}^{\infty} I[j]$.

Представим выражение (3.11) в виде разности

$$\mu_{noise}[i] = \frac{N[i] \cdot \sum_{j=i+1}^{\infty} I[j]}{2 \cdot \Delta \cdot \sum_{j=i+1}^{\infty} I[j] \cdot \sum_{j=i+1}^{\infty} (I[j] + N[j])} - \frac{I[i] \cdot \sum_{j=i+1}^{\infty} N[j]}{2 \cdot \Delta \cdot \sum_{j=i+1}^{\infty} I[j] \cdot \sum_{j=i+1}^{\infty} (I[j] + N[j])}. \quad (3.12)$$

В первом члене (3.12) можно сократить сумму истинных интенсивностей $\sum_{j=i+1}^{\infty} I[j]$, а во втором выделим искомое значение коэффициента ослабления в соответствии (3.6)

$$\mu_{noise}[i] = \frac{N[i]}{2 \cdot \Delta \cdot \sum_{j=i+1}^{\infty} (I[j] + N[j])} - \mu_{true}[i] \cdot \frac{\sum_{j=i+1}^{\infty} N[j]}{\sum_{j=i+1}^{\infty} (I[j] + N[j])}. \quad (3.13)$$

Можно подставить (3.13) в (3.8), тогда

$$\mu_{est}[i] = \mu_{true}[i] - \mu_{true}[i] \cdot \frac{\sum_{j=i+1}^{\infty} N[j]}{\sum_{j=i+1}^{\infty} (I[j] + N[j])} + \frac{N[i]}{2 \cdot \Delta \cdot \sum_{j=i+1}^{\infty} (I[j] + N[j])}. \quad (3.14)$$

Можно ввести следующие обозначения

$$A[i] = 1 - \frac{\sum_{j=i+1}^{\infty} N[j]}{\sum_{j=i+1}^{\infty} (I[j] + N[j])}, \quad (3.15)$$

$$\mu_N[i] = \frac{N[i]}{2 \cdot \Delta \cdot \sum_{j=i+1}^{\infty} (I[j] + N[j])}. \quad (3.16)$$

Подстановка (3.15) и (3.16) в (3.14) позволяет получить линейную связь между коэффициентом ослабления, рассчитанным в соответствии с (3.7), и искомым коэффициентом ослабления

$$\mu_{est}[i] = A[i] \cdot \mu_{true}[i] + \mu_N[i]. \quad (3.17)$$

Выражение (3.17) соответствует виду (3.4), а значит применение оптимального фильтра Винера (3.5) для коррекции шумовых эффектов является возможным.

3.1.3. Оценка влияния на расчет мультипликативной и аддитивной компоненты

Имеет смысл оценить влияние (3.15) и (3.16) на искажение коэффициента ослабления. На Рисунке 3.2 показан рост аддитивной шумовой добавки (3.16) с увеличением глубины. Этот эффект связан с уменьшением значения интенсивности сигнала (3.1), что ведет к уменьшению значения сигнал-шум на больших глубинах.

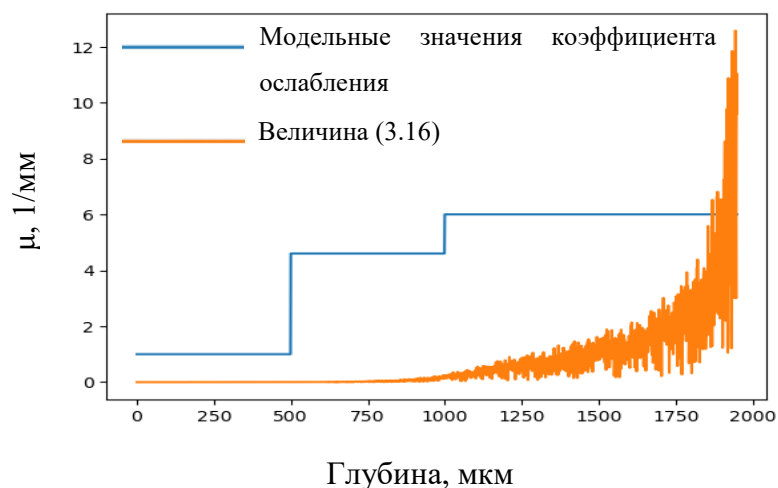


Рисунок 3.2 – Сравнение (3.16) с искомым значением коэффициента ослабления

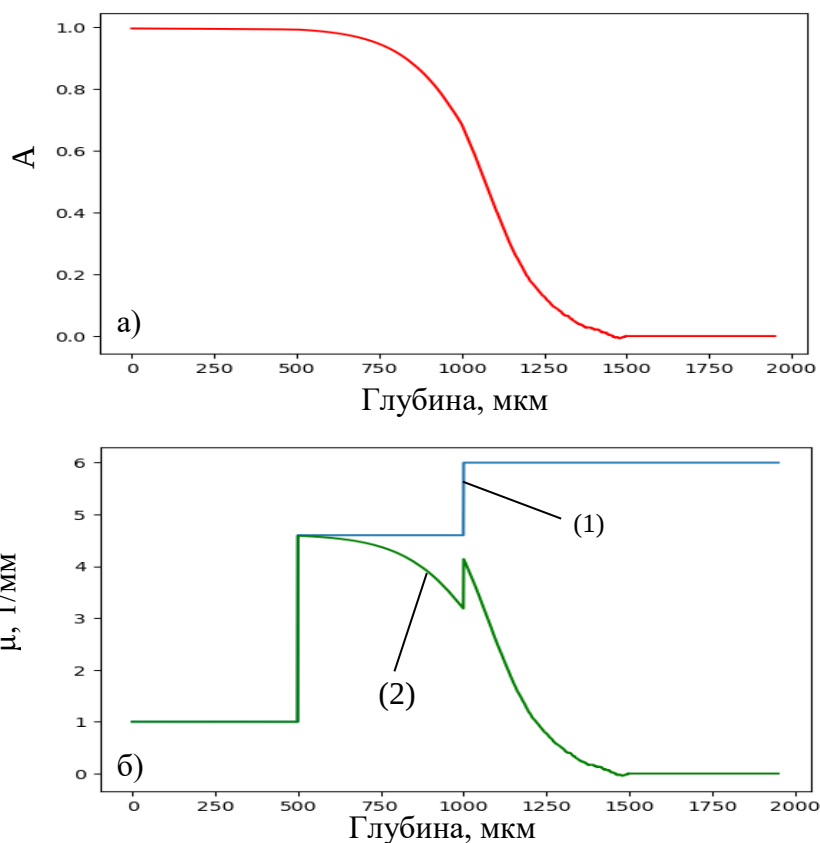


Рисунок 3.3 – Влияние мультипликативной компоненты A (3.15) на расчет коэффициента ослабления. (а) – зависимость мультипликативной компоненты A (3.15) от глубины. (б) – влияние мультипликативной компоненты A на оценку коэффициента ослабления: (1) – заложенное при моделировании значение коэффициента ослабления, мм^{-1} ; (2) – произведение заложенного в модели коэффициента ослабления и мультипликативной компоненты, посчитанной на основе смоделированного сигнала, мм^{-1}

На Рисунке 3.3 показано влияние на расчет коэффициента ослабления величины (3.15). Функция $A[i]$ занижает значение коэффициента ослабления при увеличении глубины.

3.1.4. Применение коррекции влияния шума на расчет коэффициента ослабления

Оценка коэффициента ослабления с коррекцией шумовых эффектов может быть проведена в соответствии с выражением

$$\mu_{true}[i] = H[i] \cdot \mu_{est}[i], \quad (3.18)$$

где $\mu_{true}[i]$ – оценка коэффициента ослабления, которая соответствует искомому значению. $\mu_{est}[i]$ – оценка коэффициента ослабления в соответствии с (3.7). $H[i]$ – преобразование, соответствующее по форме выражению (3.5). $A[i]$ в выражении (3.5) соответствует (3.15). $SNR[i]$ может быть оценено по формуле

$$SNR[i] = \frac{\mu_{est}^2[i] - \mu_N^2[i]}{\mu_N^2[i]}, \quad (3.19)$$

где $\mu_N[i]$ определяется в соответствии с выражением (3.16).

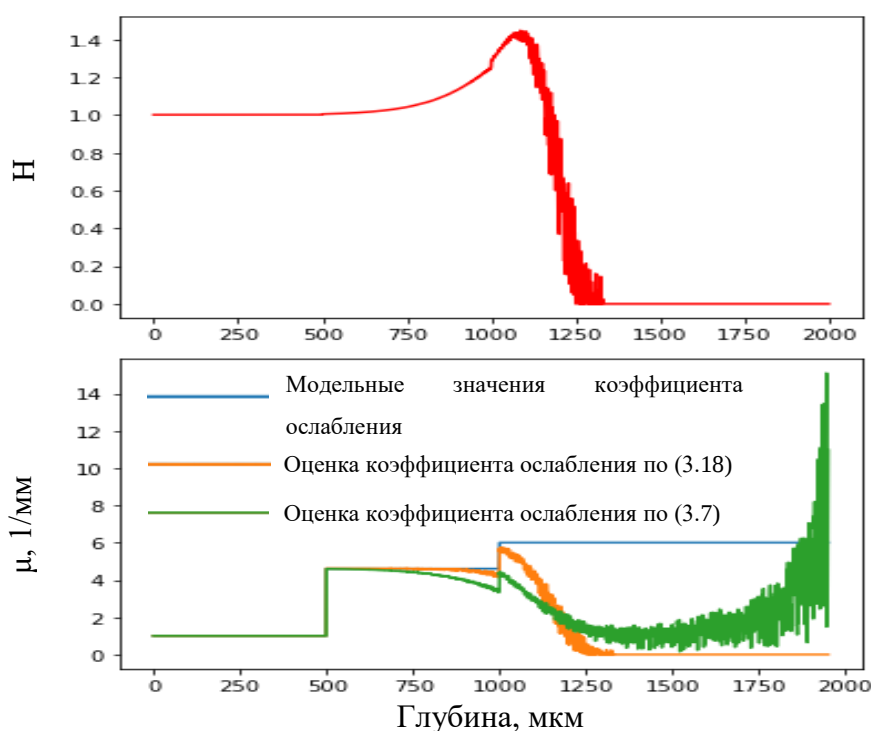


Рисунок 3.4 – Демонстрация коррекции расчета коэффициента ослабления

Проверка метода коррекции была проведена с использованием численного моделирования. Интенсивность сигнала была смоделирована в соответствии с (3.2). После чего была проведена оценка коэффициента ослабления по методу (3.7), который не учитывает влияние шумовых эффектов. После чего была проведена коррекция расчета (3.18). В качестве суммы $I[i] + N[i]$ было использовано непосредственно значение

интенсивности сигнала (3.2). Для оценки шума $N[i]$ была сгенерирована последовательность значений шума тем же образом, каким она генерировалась при моделировании интенсивности сигнала. При вычислении (3.15) и (3.16) использовалось среднее значение этой шумовой последовательности. Результат коррекции представлен на Рисунке 3.4.

Как видно из Рисунка 3.4, в скорректированной оценке коэффициента ослабления (3.18) частично компенсируется занижение оценки из-за шумовых эффектов (3.15), а также удаляется растущая с глубиной аддитивная добавка (3.16). Занижение оценки в конце изображения превышает 10 % от величины заложенного значения при условии, что уровень ОКТ-сигнала превышает уровень шума менее чем в e раз. Это позволяет сформулировать ограничение: оценку коэффициента ослабления согласно предложенному методу можно считать корректной при условии, что уровень ОКТ-сигнала превышает уровень шума хотя бы в e раз. Когда уровень ОКТ-сигнала опускается ниже уровня шума, оценка коэффициента ослабления становится равной 0.

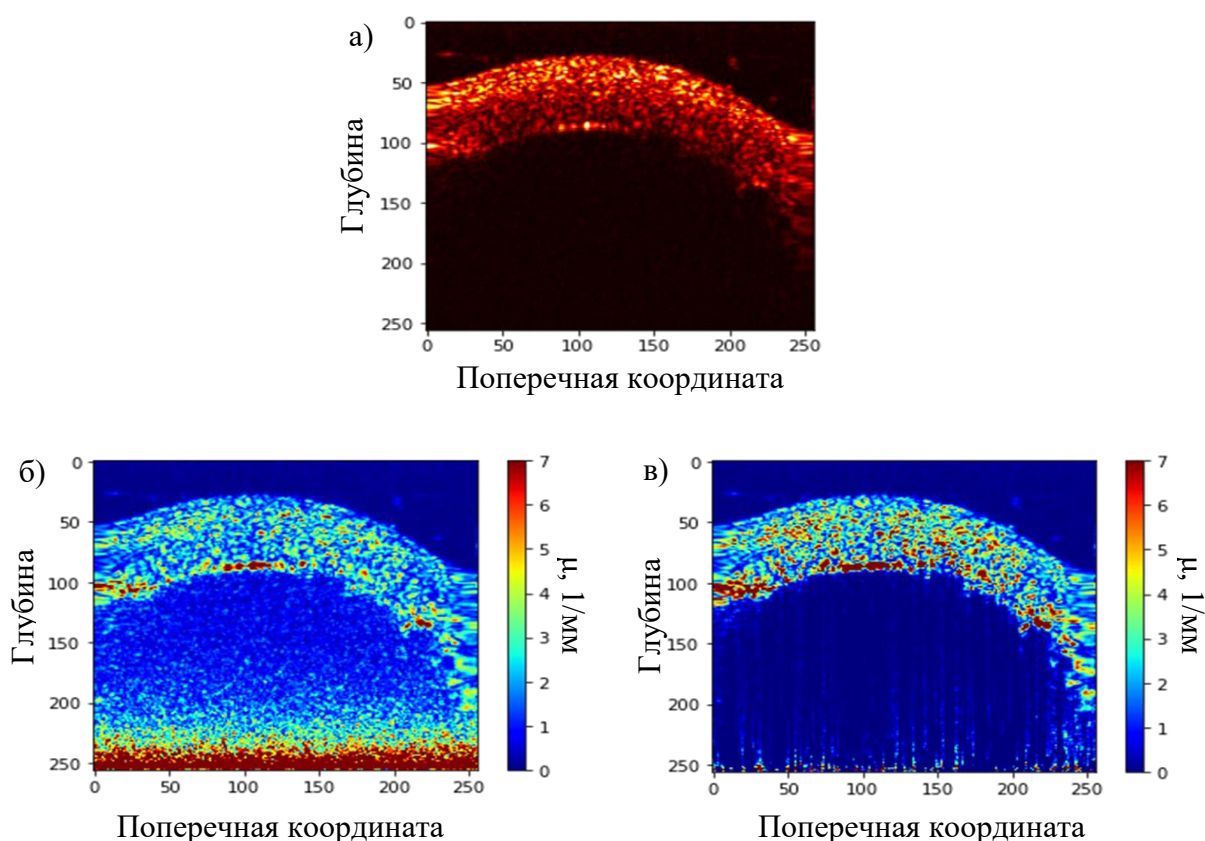


Рисунок 3.5 – Применение коррекции шумовых эффектов при расчете коэффициента ослабления по данным ОКТ: а) изображение ОКТ, б) распределение коэффициента ослабления без коррекции шумовых эффектов, в) распределение коэффициента ослабления после коррекции шумовых эффектов

На Рисунке 3.5 приведен пример того, как работает коррекция шумовых эффектов на примере данных ОКТ. На Рисунке 3.5а показано ОКТ изображение пластикового объекта. При этом видно, что под пластиковым объектом находится пустое пространство. При этом на распределении коэффициента ослабления без коррекции шумовых эффектов (Рисунок 3.5б) присутствует сильное зашумление в этом пустом пространстве. После коррекции шумовых эффектов (Рисунок 3.5в) зашумление исчезает. При этом увеличивается и оценочное значение коэффициента ослабления.

3.1.5. Сравнение оценки распределения коэффициента ослабления с оценкой, исходящей из модели однократного рассеяния

Необходимо верифицировать оценку распределения коэффициента ослабления, полученную в соответствии с предложенным методом. Для этого было выбрано сравнение полученной оценки с оценкой коэффициента ослабления согласно модели однократного рассеяния. Как было подробно описано в Разделе (1.2), модель однократного рассеяния предполагает экспоненциальное ослабление сигнала с глубиной

$$I(z) \propto \exp[-2 \cdot \mu \cdot z]. \quad (3.20)$$

Таким образом, для оценки коэффициента ослабления однородного материала достаточно осуществить подгонку экспоненциальной кривой (3.20). При переходе к логарифмическому представлению интенсивности можно использовать подгонку линейной функции к сигналу

$$\ln(I(z)) \propto -2 \cdot \mu \cdot z. \quad (3.21)$$

На Рисунке 3.6 показано зависимость логарифма сигнала от глубины для пластикового фантома, зарегистрированная с помощью ОКТ. Для регистрации данных была использована ОКТ система со слабым аппаратно-обусловленным изменением сигнала с глубиной, что позволяет считать его влияние на оценку пренебрежимо малым. Область аппроксимации выбиралась так, чтобы исключить высокий скачок интенсивности на границе воздух-объект. Верхняя граница области аппроксимации была выбрана так, чтобы не попасть в область, где значения сигнала близки к значению шума.

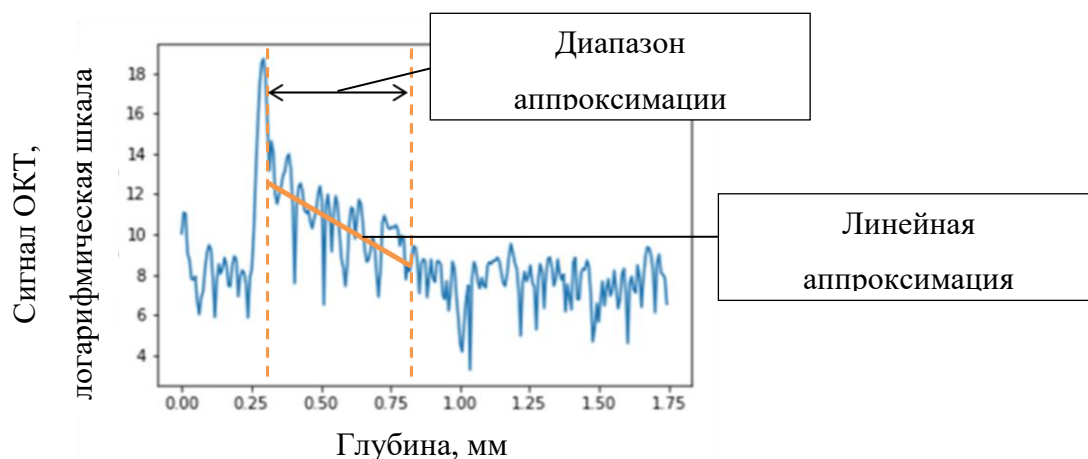


Рисунок 3.6 – Сигнал ОКТ в логарифмическом масштабе для пластикового фантома

На Рисунке 3.7 показано сравнение значения коэффициента ослабления, полученного в соответствии с линейной аппроксимацией, и распределения коэффициента ослабления в соответствии с (3.18). Значение коэффициента ослабления в соответствии с аппроксимацией дает одно единственное значение, уровень которого обозначен на графике оранжевой прямой. Как видно, оценка распределения коэффициента ослабления имеет пик на границе воздух-образец, что соответствует френелевскому отражению на границе двух сред. На глубинах, где значение сигнала схоже со значением шума, наблюдается падение коэффициента ослабления. За исключением этих граничных областей оценки коэффициента ослабления хорошо совпадают между собой.

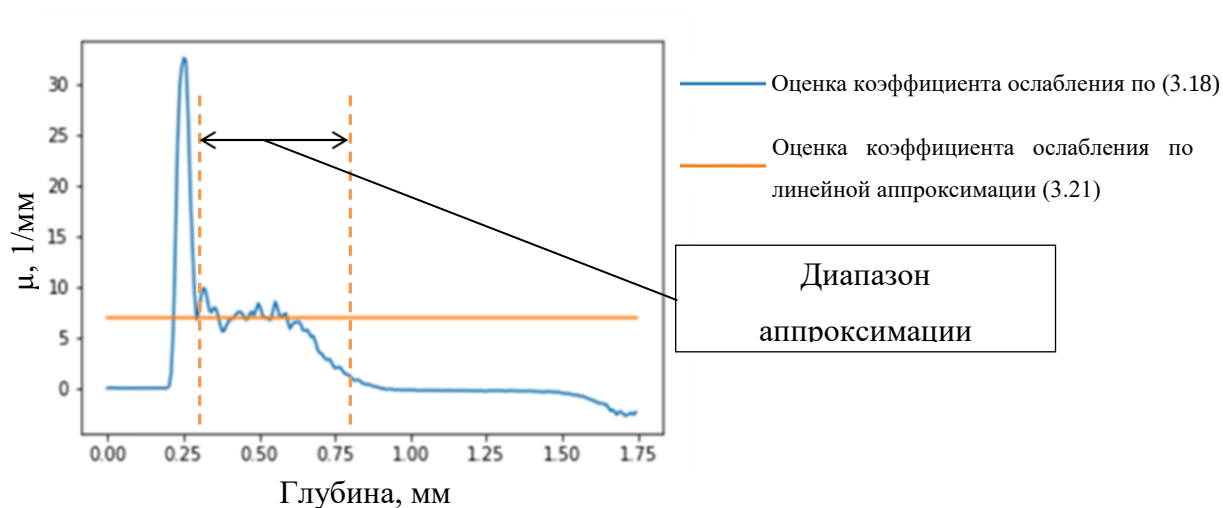


Рисунок 3.7 – Сравнение оценки коэффициента ослабления (3.18) с моделью однократного рассеяния

3.2. Коррекция влияния аппаратного изменения сигнала на оценку распределения коэффициента ослабления

Ослабление сигнала при распространении в среде обусловлено двумя фундаментальными явлениями, рассеянием и поглощением. Однако, когда речь идет о данных ОКТ, следует иметь в виду, что ослабление сигнала с глубиной происходит также из-за аппаратных факторов. Двумя основными причинами, из-за которых происходит ослабление излучения, независимое от среды распространения, являются особенности регистрации сигнала в спектрометре (в случае спектральной ОКТ) и фокусировка зондирующего излучения на объекте.

Модель ослабления сигнала из-за особенностей регистрации сигнала в спектрометре, которая учитывает влияние конечной разрешающей способности дифракционной решетки, корректора неэквидистантности, конечных размеров регистрирующего фотоэлемента и конечных размеров сфокусированного пятна, подробно рассмотрена в Главе 2 текущей работы.

Также при фокусировке излучения, зондирующего объект, в пятно малых размеров могут наблюдаться существенное изменение сигнала при удалении от глубины, на которой сфокусировано пятно. Изменение сигнала, вызванное фокусировкой зондирующего излучения, описываются выражением (1.6).

3.2.1. Оценка характерных параметров систем ОКТ

Для дальнейшего моделирования влияния аппаратного изменения сигнала на оценку величины коэффициента ослабления необходимо знать характерную величину этих потерь. Для этого были зарегистрированы ОКТ-изображения специализированной мишени APL-OP01 OCT Phantom (Arden Photonics Ltd, Великобритания), которая предназначена для оценки характеристик системы. Была проведена оценка fall-off для двух систем ОКТ со слабой зависимостью ширины зондирующего пучка от глубины, а также была проведена экспериментальная оценка ширины фокусного пятна для системы «острой» фокусировкой.

Зависимость сигнала от глубины в свободном пространстве оценивалась по значению сигнала, рассеянного от элемента мишени. Затем зависимость сигнала от глубины была аппроксимирована функцией вида

$$FO(z) = \text{sinc}(\beta \cdot z) * \exp[-\gamma \cdot z^2], \quad (3.22)$$

где β и γ – коэффициенты, которые определяются при подгонке кривой к экспериментальным данным. На Рисунке 3.8 показаны полученные аппроксимационные кривые.

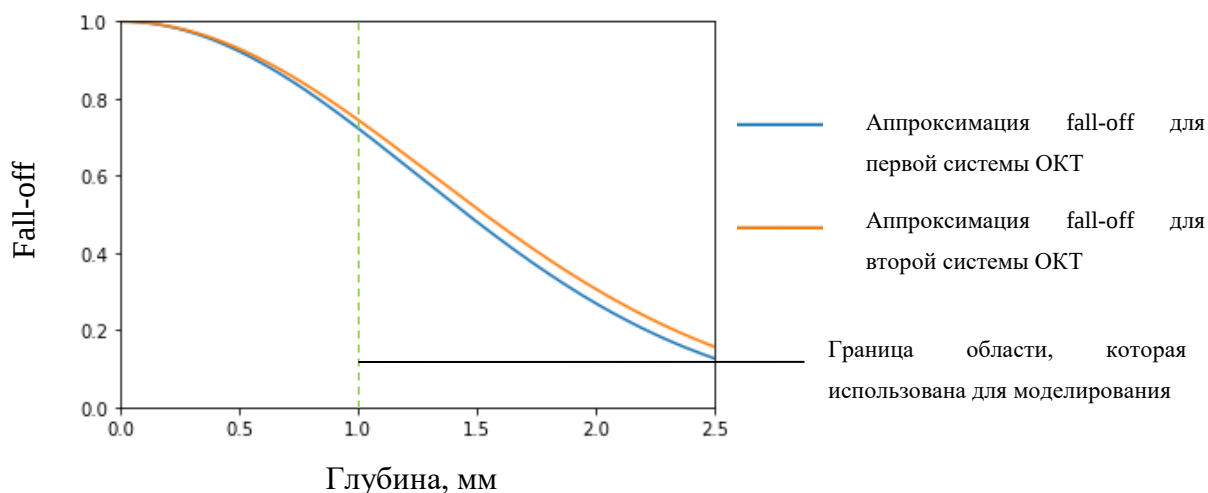


Рисунок 3.8 – Характерные кривые fall-off

Для дальнейшего моделирования было введено предположение, что область интереса при вычислении коэффициента ослабления ограничена глубиной $z = 1$ мм (Рисунок 3.8). Это приближение соответствует среде с достаточно высоким ослаблением сигнала, чтобы сигнал в конце области сравнялся с уровнем шума. Так как кривые на Рисунке 3.8 схожи далее будет использована только одна из них.

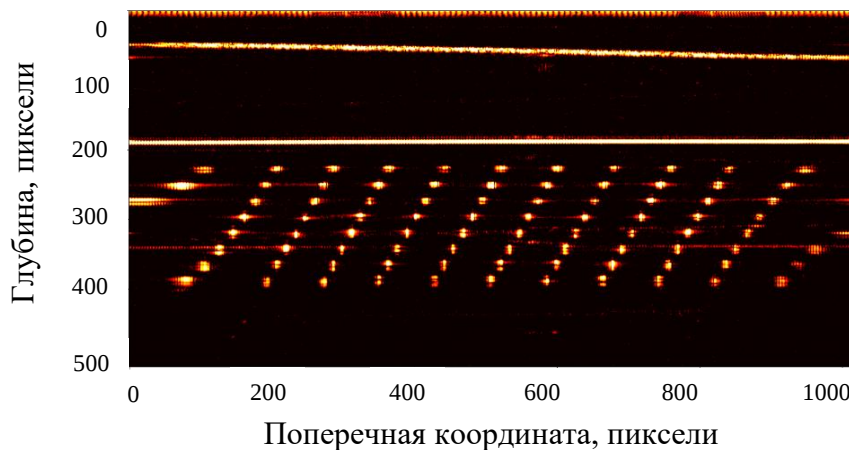


Рисунок 3.9 – Изображение мишени для оценки ширины зондирующего пучка

Для оценки ширины пучка зондирующего излучения в фокусе использовалась составляющая мишени APL-OP01 OCT Phantom (Arden Photonics Ltd, Великобритания), предназначенная для этих целей. ОКТ-изображение мишени представлено на Рисунке 3.9.

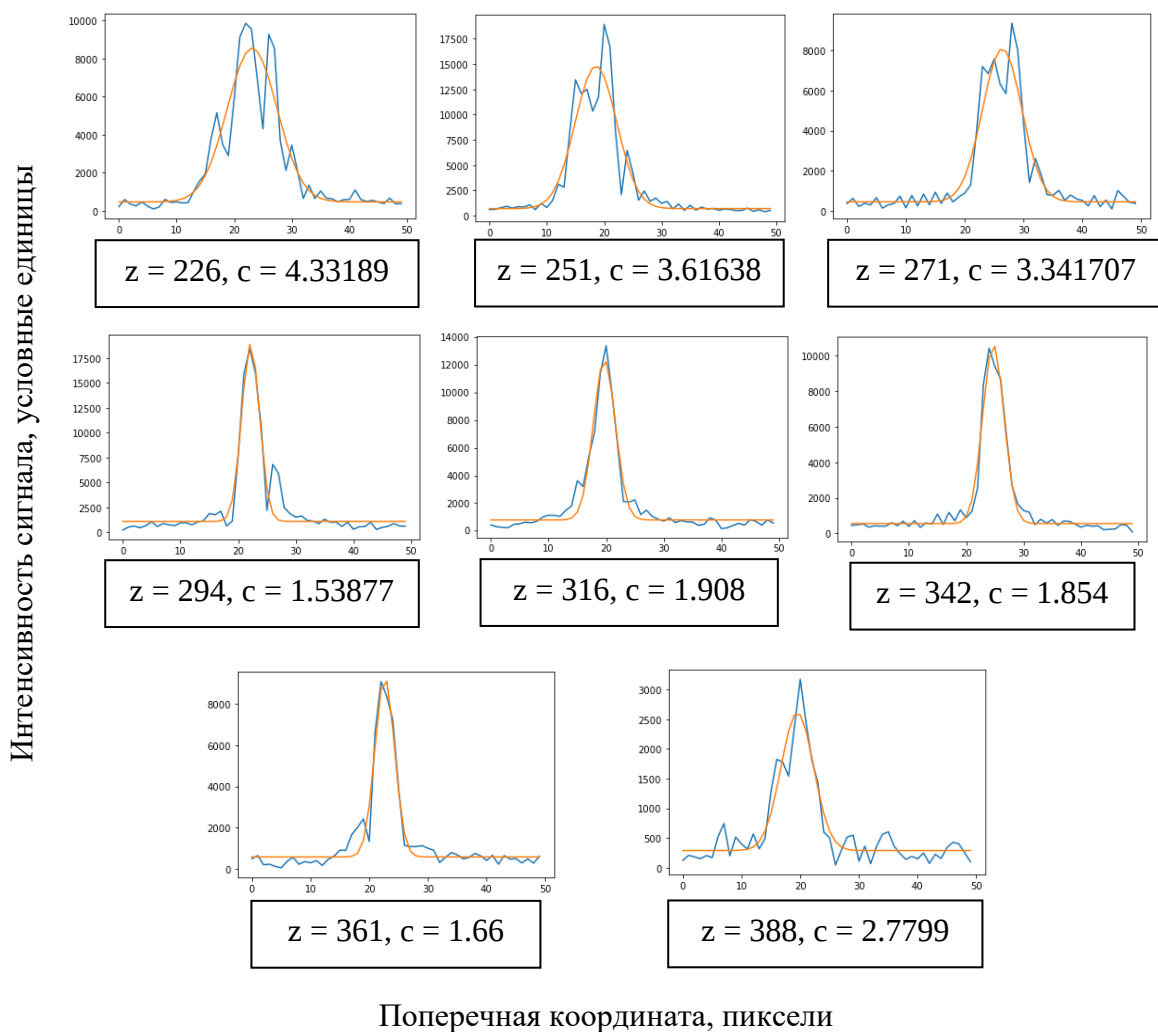


Рисунок 3.10 – Аппроксимация формы изображения элемента мишени на разных глубинах

Мишень представляет собой набор условно точечных рассеивателей на разных глубинах. Один столбец состоит из 8 точек. Для определения ширины пятна на каждой «точке» выбиралась координата глубины, соответствующая максимальному значению интенсивности. Форма каждого пятна была аппроксимирована функцией вида

$$y = y_0 + b * \exp \left[-\frac{(x - d)^2}{2 * c^2} \right], \quad (3.23)$$

где y_0 , b , d , c – коэффициенты, подбираемые по методу наименьших квадратов. x – поперечная координата на изображении. В рамках рассматриваемой задачи интерес представляет коэффициент c , который характеризует ширину функции. На Рисунке 3.10 представлены изображения пятен и функций, которыми они аппроксимированы, а также значения координат глубины и ширины для каждого пятна. Размерность ширины пятна и глубины измеряются представлена в количестве безразмерных точек на изображении (пикселей).

Для определения размера соответствия между шкалой отсчетов (пикселей) и метрической шкалой было зарегистрировано изображение линейки с известными масштабами. Калибровочный эксперимент показал, что размер пикселя по обеим поперечным координатам составляет приблизительно 1.7 мкм. Размер пикселя по глубине определялся из характерных масштабов мишени APL-OP01 OCT Phantom (Arden Photonics Ltd, Великобритания). Размер пикселя в пространстве глубины составляет примерно 2,5 мкм.

Зависимость ширины изображения элемента мишени w от глубины была аппроксимирована функцией вида

$$w = w_{target} + \frac{w_0}{\sqrt{2}} \sqrt{1 + \left(\frac{\lambda * z}{\pi * w_0^2} \right)^2}, \quad (3.24)$$

где w_0 – ширина пучка в перетяжке, λ – длина волны зондирующего прибора (1.3 мкм), w_{target} – поправка, которая была введена, чтобы учесть отличие наблюдаемой ширины изображения от ширины пучка. Второе слагаемое функции (3.24) описывает изменение гауссова пучка при удалении от перетяжки [104].

Результат аппроксимации представлен на Рисунке 3.11. Ширина пучка в перетяжке составила приблизительно 8.5 мкм.

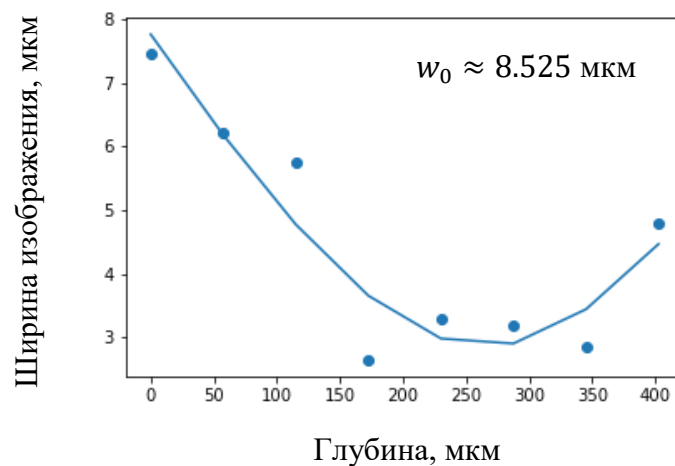


Рисунок 3.11 – Аппроксимация зависимости ширины изображения элемента мишени от глубины по (3.24): прямая линия – аппроксимация, точки – экспериментальные значения

Проведенная оценка не обладает высокой точностью, однако для понимания характерной величины потерь, которые следует использовать при моделировании, полученные результаты являются достаточными.

3.2.2. Влияние аппаратного ослабления сигнала на расчет коэффициента ослабления

Для исследования влияния аппаратного влияния на расчет коэффициента ослабления было проведено моделирование зависимости интенсивности сигнала от глубины, которая соответствует выражению

$$I_{sensitivity}(z) = F(z) \cdot I(z) + N(z), \quad (3.25)$$

где $I(z)$ – интенсивность сигнала в соответствии с (3.1), $N(z)$ – сгенерированная последовательность значений шума, $F(z)$ – функция, характеризующая аппаратное ослабление сигнала. Функция $F(z)$ определяется как

$$F(z) = FO(z) \cdot h(z), \quad (3.26)$$

где $FO(z)$ – характеризует ослабление сигнала с глубиной из-за особенностей регистрации сигнала в спектрометре. В настоящем моделировании использована кривая fall-off, полученная в Разделе 3.2.1. $h(z)$ – функция, характеризующая влияние фокусировки зондирующего излучения. Она определяется следующим образом [53]

$$h(z) = \frac{1}{\sqrt{\left(\frac{z-z_f}{2 \cdot n \cdot z_R}\right)^2 + 1}}, \quad (3.27)$$

где z_f – глубина, на которой сфокусировано зондирующее излучение. n – показатель преломления среды, z_R – длина Рэлея для пучка с гауссовым распределением амплитуды [104]

$$z_R = \frac{\pi \cdot w_0^2}{\lambda}, \quad (3.28)$$

где w_0 – полуширина перетяжки зондирующего излучения, λ – длина волны излучения. В качестве длины волны использовалось одно из стандартных значений длины волны для ОКТ – 1.3 мкм. Было выполнено моделирование для трех различных значений перетяжки зондирующего излучения: 5, 8 и 15 мкм. Также моделирование было проведено для двух разных положений плоскости фокусировки зондирующего излучения $z_f = 200$ мкм и $z_f = 400$.

Результаты моделирования показаны на Рисунке 3.12. Оценка коэффициента ослабления была проведена двумя способами. На Рисунке 3.12а,б показана оценка коэффициента ослабления без коррекции шумовых эффектов (3.6). На Рисунке 3.12в,г представлен расчет с коррекцией шумовых эффектов (3.18).

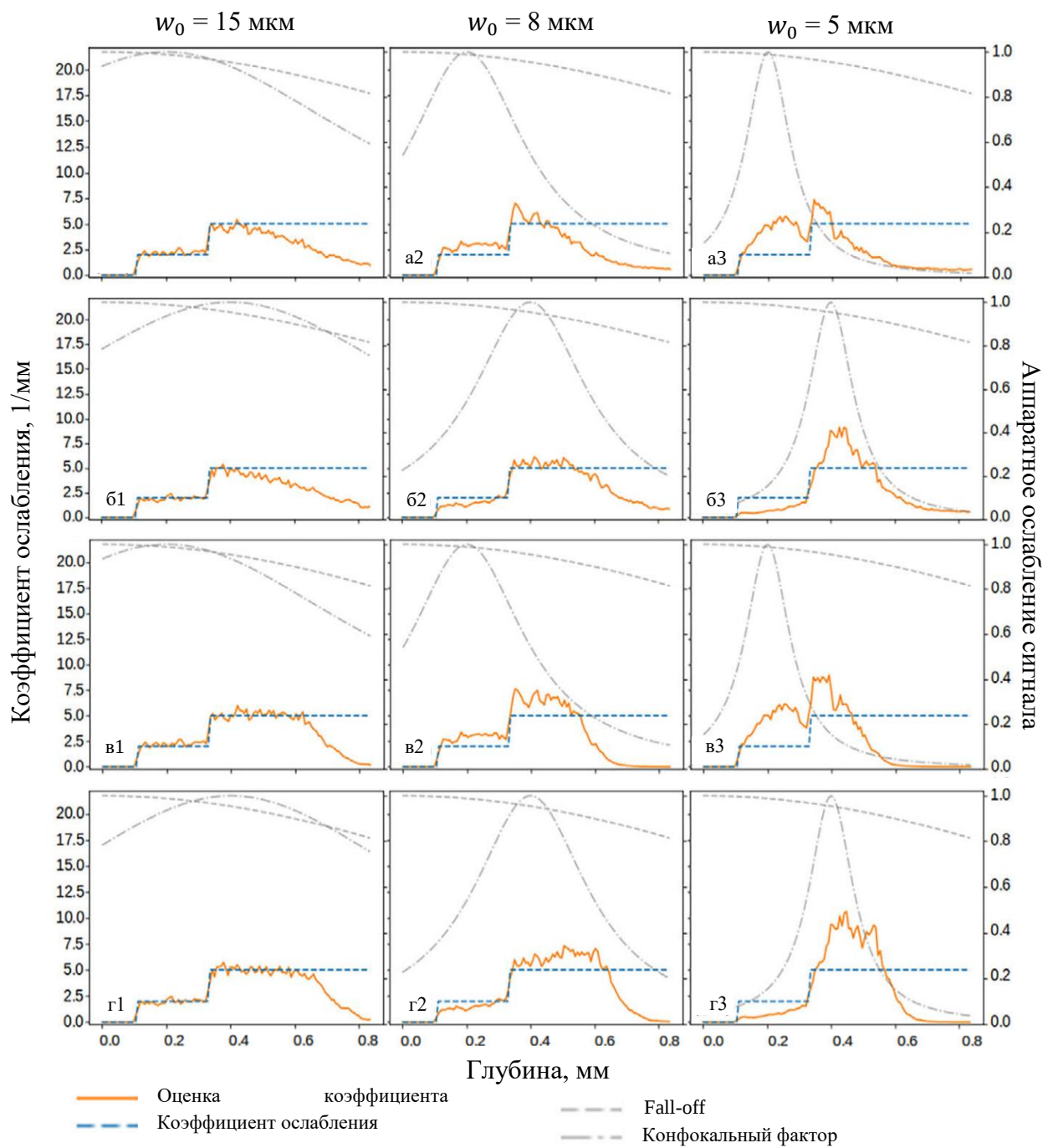


Рисунок 3.12 – Моделирование влияния аппаратного ослабления сигнала на расчет коэффициента ослабления: а,б – оценка коэффициента ослабления без коррекции шумовых эффектов (3.6); в,г – оценка коэффициента ослабления с коррекцией шумовых эффектов (3.18); (а-г)1 – $w_0 = 15 \text{ мкм}$; (а-г)2 – $w_0 = 8 \text{ мкм}$; (а-г)3 – $w_0 = 5 \text{ мкм}$; а,в – положение фокуса 200 мкм, б,г – положение фокуса 400 мкм

Результаты моделирования показывают, что при фокусировке зондирующего излучения в пятно с полушириной перетяжки менее 8 мкм отклонение полученных значений коэффициента ослабления от заложенных моделью превышало величину дисперсии для сред с коэффициентами ослабления 2.5 мм^{-1} и 5 мм^{-1} . Конфигурация системы ОКТ с таким размером фокусного пятна является возможной, что показано в

Разделе 3.2.1. Таким образом, необходимо найти решение, позволяющее компенсировать искажения расчета коэффициента ослабления, возникающие из-за аппаратного ослабления сигнала.

3.2.3. Представление оценочного коэффициента ослабления в виде линейной функции искомого значения

Для применения преобразования (3.5) необходимо представить оценку коэффициента ослабления в виде аналогичном выражению (3.4). Пусть искомое значение коэффициента ослабления вычисляется в соответствии с выражением (3.6)

$$\mu_{true}[i] \approx \frac{I[i]}{2 \cdot \Delta \cdot \sum_{j=i+1}^{\infty} I[j]}. \quad (3.29)$$

Оценка коэффициента ослабления в соответствии моделью сигнала (3.25), учитывающей влияние и аппаратного ослабления сигнала и наличие шума на изображении ОКТ описывается выражением

$$\mu_f[i] \approx \frac{F[i] \cdot I[i] + N[i]}{2 \cdot \Delta \cdot \sum_{j=i+1}^{\infty} (F[j] \cdot I[j] + N[j])}. \quad (3.30)$$

Пусть оценку коэффициента ослабления $\mu_{fo}[i]$ можно представить в виде следующей суммы

$$\mu_f[i] = \mu_{true}[i] + \mu_{noise}[i], \quad (3.31)$$

тогда

$$\mu_{noise}[i] = \mu_f[i] - \mu_{true}[i]. \quad (3.32)$$

После подстановки (3.29) и (3.30) в (3.32)

$$\mu_{noise}[i] = \frac{F[i] \cdot I[i] + N[i]}{2 \cdot \Delta \cdot \sum_{j=i+1}^{\infty} (F[j] \cdot I[j] + N[j])} - \frac{I[i]}{2 \cdot \Delta \cdot \sum_{j=i+1}^{\infty} I[j]}. \quad (3.33)$$

После очевидных математических преобразований можно получить выражение

$$\mu_{noise}[i] = \mu_{true}[i] \cdot \left(\frac{F[i] \cdot \sum_{j=i+1}^{\infty} I[j]}{\sum_{j=i+1}^{\infty} (F[j] \cdot I[j] + N[j])} - 1 \right) + \frac{N[i]}{2 \cdot \Delta \cdot \sum_{j=i+1}^{\infty} (F[j] \cdot I[j] + N[j])}. \quad (3.34)$$

Удобно ввести обозначения

$$A[i] = \frac{F[i] \cdot \sum_{j=i+1}^{\infty} I[j]}{\sum_{j=i+1}^{\infty} (F[j] \cdot I[j] + N[j])}, \quad (3.35)$$

$$\mu_N[i] = \frac{N[i]}{2 \cdot \Delta \cdot \sum_{j=i+1}^{\infty} (F[j] \cdot I[j] + N[j])}. \quad (3.36)$$

Тогда можно подставить (3.35) и (3.36) в (3.34), а затем подставить (3.34) в (3.32). В результате получается выражение

$$\mu_f[i] - \mu_{true}[i] = A[i] \cdot \mu_{true}[i] - \mu_{true}[i] + \mu_N[i], \quad (3.37)$$

или

$$\mu_f[i] = A[i] \cdot \mu_{true}[i] + \mu_N[i]. \quad (3.38)$$

Выражение (3.38) соответствует виду (3.4), что позволяет применить для коррекции преобразование (3.5). Однако для применения необходимо быть способными вычислить величины (3.35) и (3.36). Это требует знания ряда параметров. $F[i]$ можно измерить экспериментально, в качестве $N[i]$ можно использовать среднее значение шума на изображении ОКТ, не содержащем объекты. Значение $F[i] \cdot I[i] + N[i]$ представляет собой непосредственно сигнал на изображении ОКТ в соответствие с моделью сигнала (3.25). Параметр $\sum_{j=i+1}^{\infty} I[j]$, который представляет собой сумму «истинных» интенсивностей во всех последующих точках, нельзя оценить напрямую из экспериментальных данных.

Можно ввести величину

$$C_i = \sum_{j=i+1}^{i_{max}} I[j], \quad (3.39)$$

которая будет являться оценкой, искомого члена. Для поиска (3.39) можно составить уравнение

$$F[i] \cdot (C_{i-1} - C_i) = I_{sensitivity}[i] - N[i], \quad (3.40)$$

где $I_{sensitivity}$ – зарегистрированная интенсивность сигнала (3.25), $N[i]$ – среднее значение шума. Это уравнение можно дополнить условием, что сумма интенсивностей сигнала во всех последующих точках после i равна нулю после момента, когда сигнал на изображении сравнивается с уровнем шума, то есть

$$C_i = 0, i > i_{complete}, \quad (3.41)$$

где $i_{complete}$ – координата, соответствующая совпадению ОКТ-сигнала с уровнем шума.

Таким образом, (3.40) и (3.41) составляют систему линейных уравнений для оценки (3.39)

$$\begin{cases} F[i] \cdot (C_{i-1} - C_i) = I_{sensitivity}[i] - N[i] \\ C_i = 0, i > i_{complete} \end{cases}. \quad (3.42)$$

Условие (3.41) позволяет избежать искажения значений C_i из-за шумовых значений интенсивности в области, где полезный сигнал ниже уровня шума.

3.2.4. Применение коррекции влияния аппаратного ослабления сигнала на оценку коэффициента ослабления в численном эксперименте

Оценка коэффициента ослабления сигнала с коррекцией влияния аппаратного изменения сигнала проводится в соответствии с системой выражений

$$\begin{aligned}\mu_{true}[i] &= H_f[i] \cdot \mu_f[i], \\ H_f[i] &= \frac{1}{A[i]} \left\{ \frac{|A[i]|^2}{|A[i]|^2 + \frac{1}{SNR[i]}} \right\}, \\ A[i] &= \frac{F[i] \cdot C_i}{\sum_{j=i+1}^{\infty} (F[j] \cdot I[j] + N[j])}, \\ SNR[i] &= \frac{\mu_f[i] - \mu_N[i]}{\mu_N[i]}.\end{aligned}\tag{3.43}$$

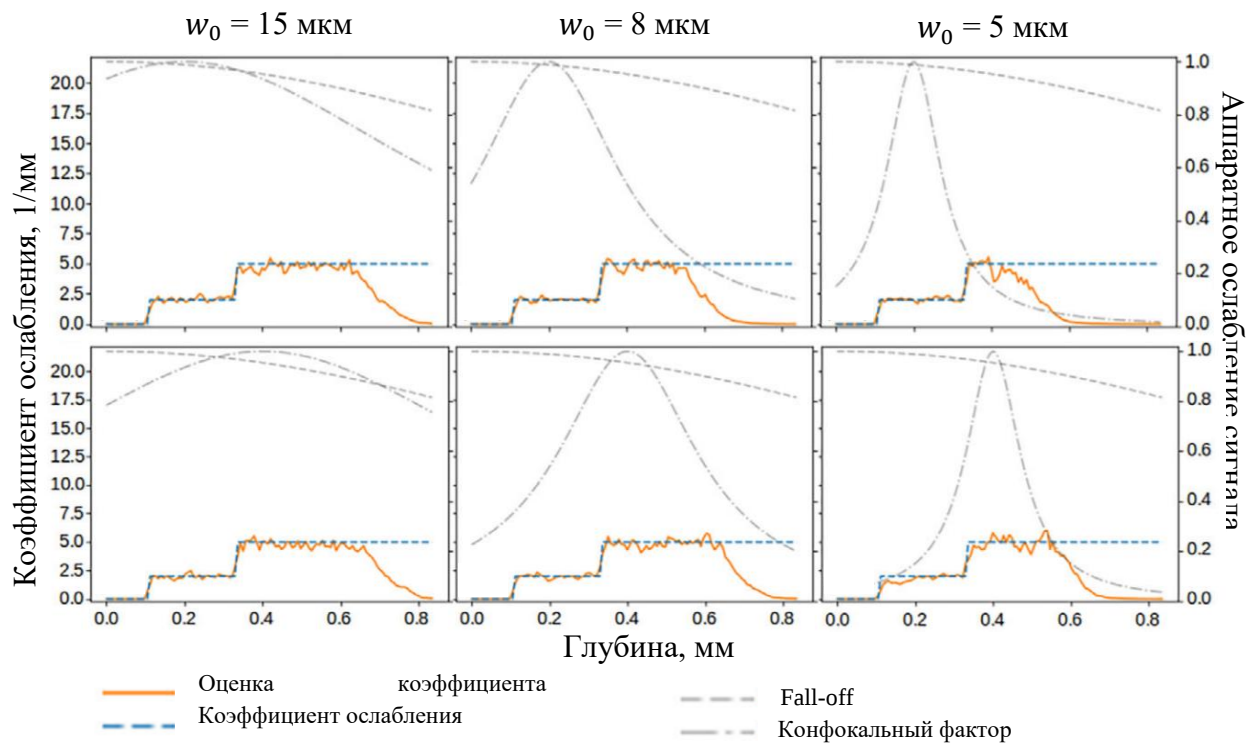


Рисунок 3.13 – Результаты оценки коэффициента ослабления с коррекцией влияния аппаратного изменения сигнала (3.43): (а,б)1 – $w_0 = 15$ мкм; (а,б)2 – $w_0 = 8$ мкм; (а,б)3 – $w_0 = 5$ мкм; а – положение фокуса 200 мкм, б – положение фокуса 400 мкм

На Рисунке 3.13 показаны результаты вычисления коэффициента ослабления с коррекцией влияния аппаратного ослабления сигнала на расчет. Приведены графики для трех различных размеров фокусного пятна зондирующего излучения (15, 8 и 5 мкм). Также расчет выполнен для двух положений плоскости фокусировки зондирующего излучения (200 и 400 мкм). Результат оценки хорошо совпадает с заложенными в численном эксперименте значениями.

3.2.5. Сравнение различных методов коррекции влияния аппаратного ослабления сигнала на оценку коэффициента ослабления

Имеет смысл сравнить полученный способ коррекции расчета с другими методами, предназначенными для этой цели. Как было сказано в Главе 1, ранее в работе [70] был предложен способ коррекции, предполагающий применение к интенсивности сигнала восстанавливающего преобразования

$$H_{int}[i] = \frac{1}{h[i] \cdot FO[i]} \frac{|I_{meas}[i]|^2}{|I_{meas}[i]|^2 + |\overline{c[i]}|^2}, \quad (3.44)$$

где $h[i] \cdot FO[i]$ – функция, описывающая аппаратное ослабление сигнала. I_{meas} – измеренная интенсивность сигнала, $\overline{c[i]}$ – среднее значение аддитивного шума. Фактически преобразование (3.44) совпадает с выражением для оптимального винеровского фильтра (3.5). Разница между подходом, предложенным в настоящей работе, и подходом в [54] заключается в том, что авторы [54] применяют преобразование непосредственно к сигналу

$$I_{true}[i] = H_{int}[i] \cdot I_{meas}[i]. \quad (3.45)$$

А затем производится вычисление коэффициента ослабления с использованием исходной формулы (3.6), где вместо интенсивности измеренного сигнала используется интенсивность восстановленного сигнала (3.45). В настоящей работе восстановление применяется к значению самой величины коэффициента ослабления.

На Рисунке 3.14 представлено сравнение трех способов оценки коэффициента ослабления: прямого вычисления коэффициента ослабления (3.6) (Рисунок 3.14а,б), расчета по методу коррекции из литературы (3.45) (Рисунок 3.14в,г), Оценки согласно подходу, предложенному в настоящей работе (3.43) (Рисунок 3.14д,е). Численный эксперимент проведен для трех различных размеров фокусного пятна зондирующего излучения (15, 8 и 5 мкм), а также для двух различных положений плоскости фокусировки зондирующего излучения (200 и 400 мкм). Предложенный в настоящей работе метод коррекции влияния аппаратного ослабления сигнала дает значения более приближенные к заложенным в модель среды, чем опубликованный ранее подход, который дает удовлетворительную оценку только в области слабого аппаратного ослабления сигнала.

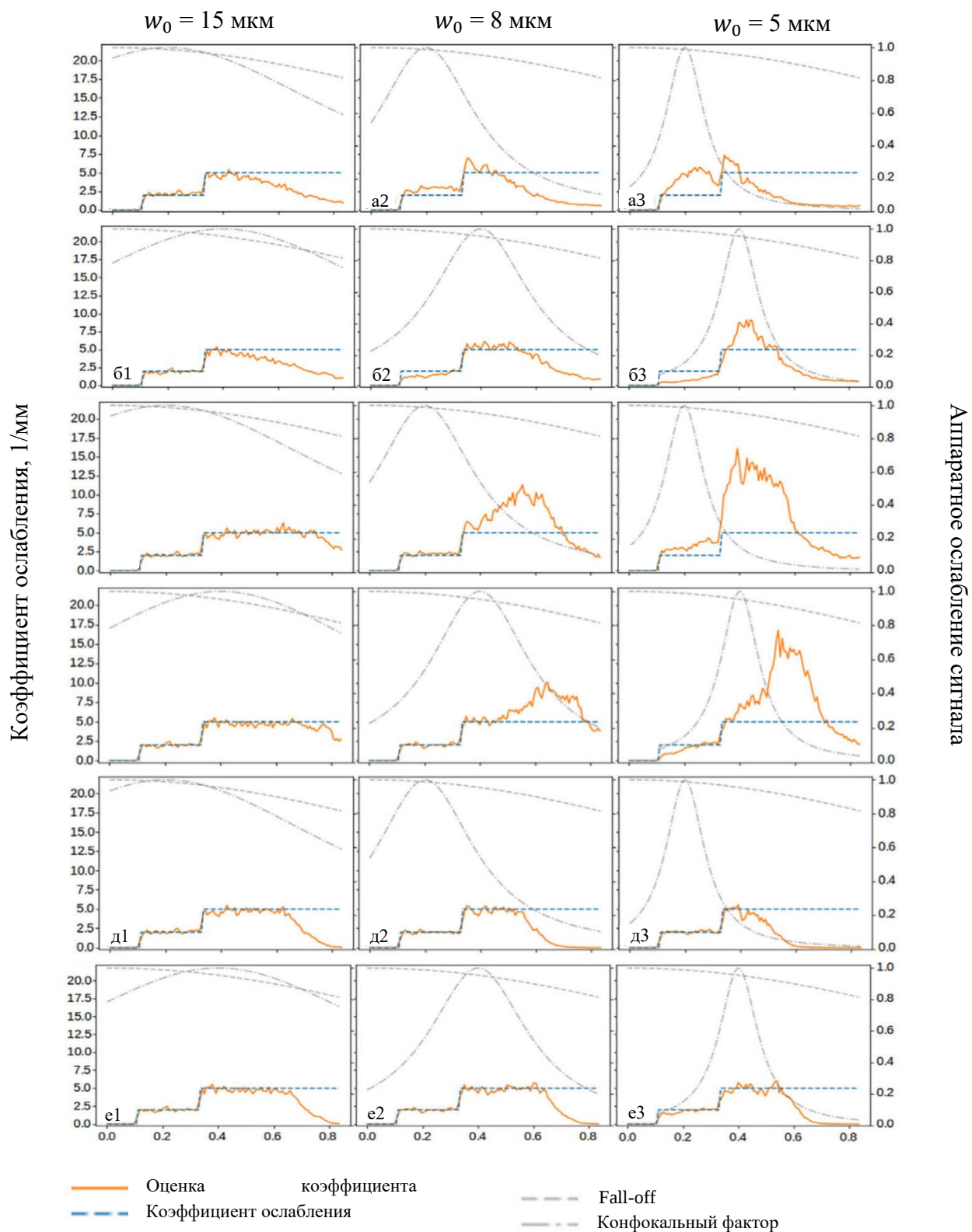


Рисунок 3.14 – Моделирование влияния аппаратного ослабления сигнала на расчет коэффициента ослабления: а,б – Прямая оценка коэффициента ослабления без коррекций (3.6); в,г – оценка коэффициента ослабления в соответствии со способом коррекции из литературы (3.45); д,е – оценка коэффициента ослабления в соответствии со способом, предложенным в настоящей работе (3.43); (а-е)1 – $w_0 = 15 \text{ мкм}$; (а-е)2 – $w_0 = 8 \text{ мкм}$; (а-е)3 – $w_0 = 5 \text{ мкм}$; а,в,д – положение фокуса 200 мкм, б,г,е – положение фокуса 400 мкм

3.2.6. Применение метода оценки коэффициента ослабления к экспериментальным данным

Для дальнейшей демонстрации необходимо провести проверку того, как работает подход на примере экспериментальных данных, а не численной модели. Экспериментальные данные были получены с использованием системы ОКТ, параметры фокусирующей системы зонда которой были оценены в Разделе 3.2.1 настоящей главы. Полуширина пучка зондирующего излучения в плоскости фокусировки для этой системы составляет примерно 8,5 мкм. Численное моделирование показало, что при таких размерах фокусного пятна искажения расчета, связанные с аппаратным ослаблением сигнала должны быть видимыми.

На Рисунке 3.15 показаны двумерные распределения коэффициента ослабления для слоистой среды (скотча). Расчет распределения коэффициента ослабления выполнен четырьмя способами: прямой способ вычисления коэффициента ослабления (3.6) (Рисунок 3.15а); расчет коэффициента ослабления с коррекцией шумовых эффектов (3.18) (Рисунок 3.15б); расчет по методу коррекции из литературы (3.45) (Рисунок 3.15в); оценка согласно подходу, предложенному в настоящей работе (3.43) (Рисунок 3.15г).

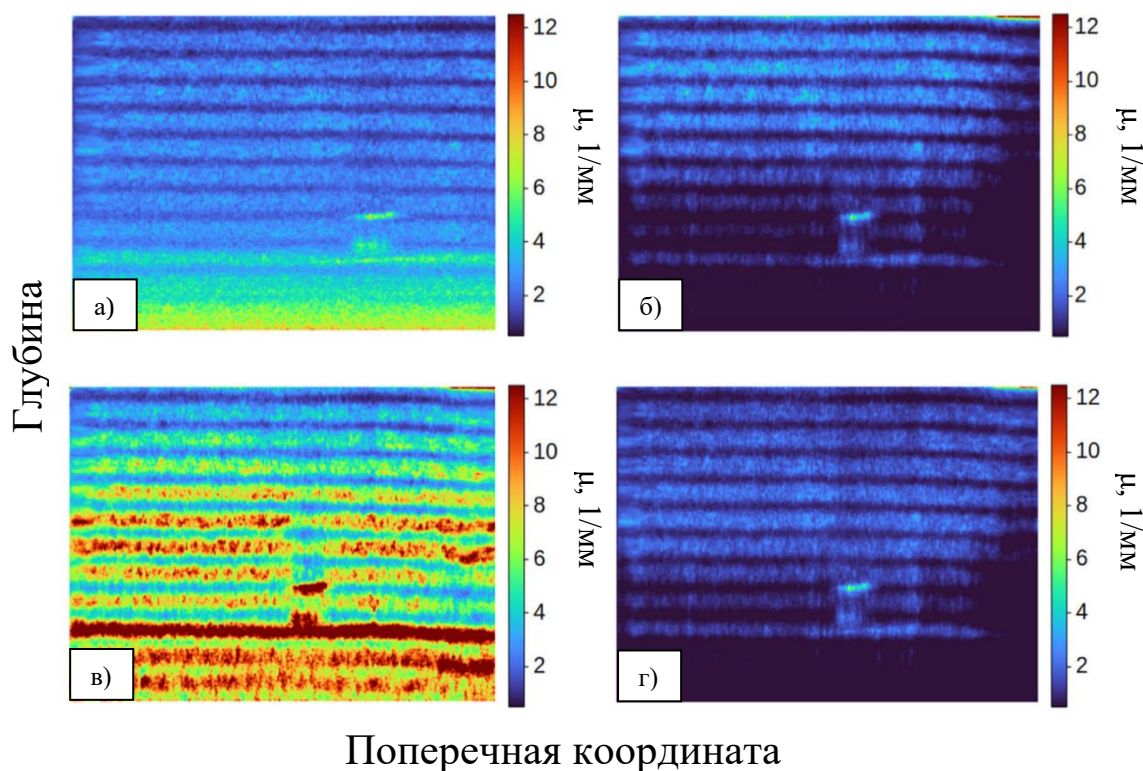


Рисунок 3.15 – Двумерное распределение коэффициента ослабления: (а) – расчет без коррекции (3.6); (б) – расчет с коррекцией шумовых эффектов (3.18); (в) – расчет по методу коррекции из литературы (3.45); (г) – расчет по методу, предложенному в настоящей работе (3.43)

Для более наглядного представления результатов имеет смысл составить графики зависимостей коэффициента ослабления от глубины. Эти графики представлены на Рисунке 3.16. Зависимости представляют собой усреднение 15 соседних а-сканов, из одной и той же области для каждого способа расчета.

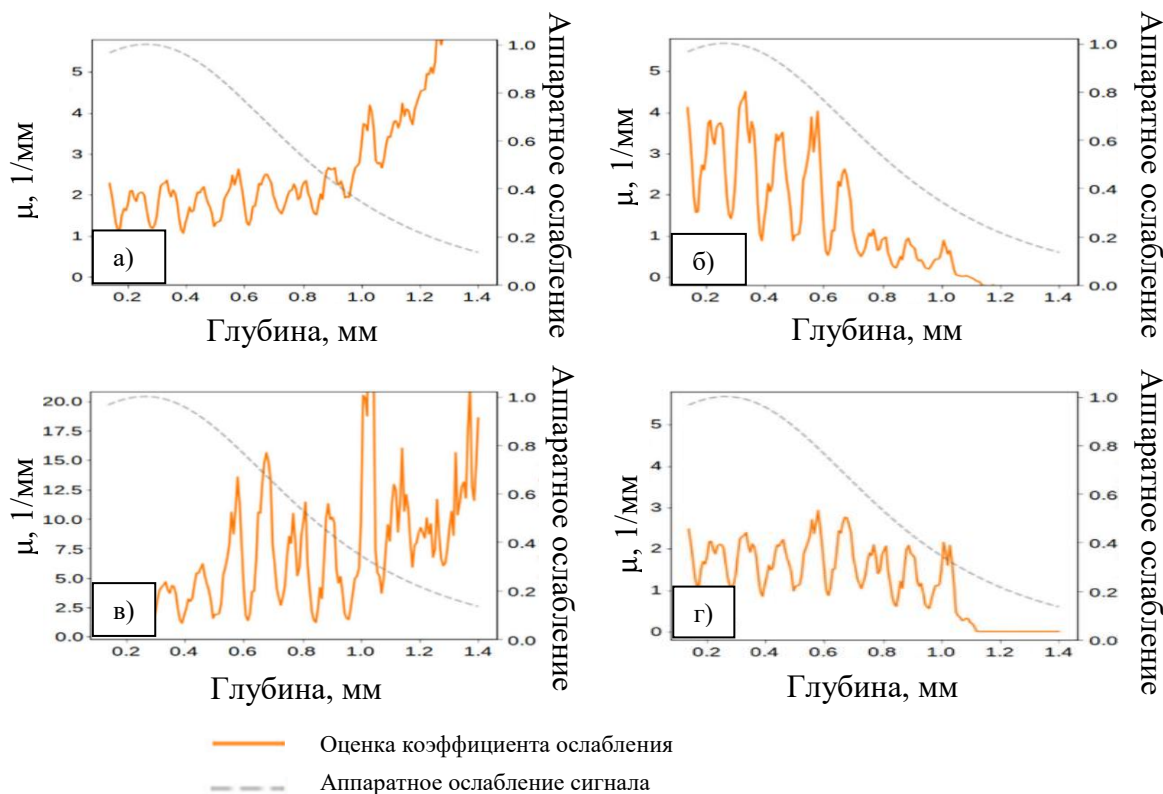


Рисунок 3.16 – Зависимость коэффициента ослабления от глубины, усредненная по 15 соседним а-сканам: (а) – расчет без коррекции (3.6); (б) – расчет с коррекцией шумовых эффектов (3.18); (в) – расчет по методу коррекции из литературы (3.45); (г) – расчет по методу, предложенному в настоящей работе (3.43)

Проведение оценки коэффициента ослабления на экспериментальных данных показало результаты схожие с полученными при численном моделировании. Метод оценки коэффициента ослабления с коррекцией влияния аппаратного ослабления сигнала показывает наилучшее восстановление значения. Однако следует добавить, что в имеющемся случае речь идет о схожих значениях коэффициента ослабления в областях с одинаковым материалом. При этом текущая экспериментальная проверка не говорит о том, что восстановленная величина является истинным коэффициентом ослабления среды.

3.3. Оценка распределения коэффициента ослабления в случае, когда сигнал не спадает до уровня шума на изображении ОКТ

Одним из фундаментальных ограничений метода оценки коэффициента ослабления является требование к ослаблению сигнала до уровня шума в пределах изображения ОКТ. Метод предложенный [1] предполагает вычисление коэффициента ослабления по выражению

$$\mu[i] = \frac{I[i]}{2\Delta \cdot \sum_{i+1}^{\infty} I[j]}, \quad (3.46)$$

Пусть для простоты рассмотрения на изображении ОКТ отсутствуют шум и аппаратное ослабление сигнала. При работе с реальными данными существует ограничение по вычислению интеграла интенсивности $\sum_{i+1}^{\infty} I[j]$, так как изображение имеет конечные размеры и фактически интеграл интенсивностей оценивается в пределах изображения до i_{max} . В общем случае интеграл интенсивностей равен сумме интегралов в пределах изображения и вне изображения

$$\sum_{i+1}^{\infty} I[j] = \sum_{i+1}^{i_{max}} I[j] + \sum_{i_{max}}^{\infty} I[j]. \quad (3.47)$$

В случае, когда сигнал ослабевает до уровня шума в пределах изображения, второе слагаемое равняется нулю. Однако в случае, когда сигнал не ослабевает до уровня шума возникает ошибка, увеличивающаяся с глубиной. На Рисунке 3.17 показан пример искажения расчета при неполном ослаблении сигнала.

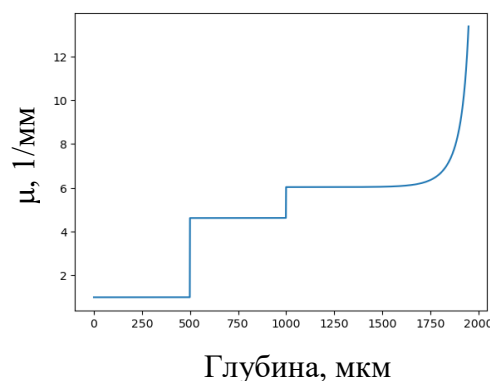


Рисунок 3.17 – Пример расчета при неполном ослаблении сигнала на изображении

Таким образом, метод оценки коэффициента ослабления применим только для сред с достаточно высоким ослаблением, чтобы свет за пределами изображения отсутствовал.

Это сильно ограничивает применимость метода, поэтому представляет интерес разработка метода обхода этого ограничения.

3.3.1. Оценка интеграла сигнала за пределами изображения

Очевидно, что для разрешения проблемы необходимо оценить величину интеграла сигнала за пределами изображения. Пусть интенсивность сигнала изменяется экспоненциально с глубиной в соответствии с моделью однократного рассеяния

$$I(z) = I_0 \cdot \exp(-\mu \cdot z). \quad (3.48)$$

Тогда интеграл интенсивности от точки z до бесконечности

$$\int_z^\infty I(u) du = \int_z^\infty I_0 \exp(-\mu \cdot u) du = I_0 \frac{\exp(-\mu \cdot z)}{\mu}. \quad (3.49)$$

Используя (3.47), можно записать

$$\int_z^{z_{max}} I(u) du = \int_z^\infty I(u) du - \int_{z_{max}}^\infty I(u) du = I_0 \frac{\exp(-\mu \cdot z)}{\mu} - \int_{z_{max}}^\infty I(u) du. \quad (3.50)$$

Можно представить (3.50) в следующем виде

$$y(z) = a + b \cdot \exp(c \cdot z), \quad (3.51)$$

где a, b, c – коэффициенты, которые необходимо найти. В общем случае, для поиска коэффициентов необходимо использовать нелинейные преобразования, однако в работе [110] предложен метод оценки коэффициентов функции (3.51) с использованием линейных операций.

Он содержит несколько последовательных шагов. Первое действие

$$\begin{cases} S_k = S_{k-1} + \frac{1}{2}(y_k - y_{k-1}) \cdot (z_k - z_{k-1}), \\ S_0 = 0 \end{cases} \quad (3.52)$$

где

$$S_k = \int_{z_0}^{z_k} y(u) du. \quad (3.53)$$

Следующее действие это вычисление параметров A и B

$$\begin{pmatrix} A \\ B \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \sum (z_k - z_0)^2 & \sum (z_k - z_0) \cdot S_k \\ \sum (z_k - z_0) \cdot S_k & \sum S_k^2 \end{pmatrix}^{-1} \times \begin{pmatrix} \sum (y_k - y_0) \cdot (z_k - z_0) \\ \sum (y_k - y_0) \cdot S_k \end{pmatrix}. \quad (3.54)$$

Один из искоемых коэффициентов $c = B$. Затем идет непосредственно оценка коэффициентов a и b из системы уравнений

$$\begin{pmatrix} a \\ b \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} n & \sum \theta_k \\ \sum \theta_k & \sum \theta_k^2 \end{pmatrix}^{-1} \times \begin{pmatrix} \sum y_k \\ \sum y_k \cdot \theta_k \end{pmatrix}, \quad (3.55)$$

где $\theta_k = \exp(c \cdot z_k)$, $c = B$, n – количество измерений.

В соответствии с (3.50) и (3.51), параметр a дает оценку интеграла интенсивностей за пределами изображения ОКТ.

3.3.2. Численный эксперимент с оценкой коэффициента ослабления при неполном ослаблении сигнала в пределах изображения ОКТ

Для проведения численного эксперимента зависимость интенсивности сигнала от глубины была смоделирована в соответствии с моделью (3.2), которая предполагает экспоненциальное ослабление сигнала и наличие аддитивной шумовой добавки. Так как численные эксперименты показали, что аппаратное ослабление сигнала не вносит значительного вклада в оценку коэффициента ослабления при малом влиянии на ослабление сигнала фокусировки зондирующего излучения, этой составляющей можно пренебречь при численном моделировании в настоящей задаче. При этом для одной и той же реализации зависимости интенсивности от глубины были установлены три различные границы изображения.

Для оценки коэффициента ослабления было использовано выражение

$$\mu[i] = \frac{I[i]}{2\Delta \cdot (\sum_{j=1}^{i_{max}} I[j] + \sum_{j=i_{max}+1}^{\infty} I[j])}, \quad (3.56)$$

где интеграл $\sum_{j=1}^{\infty} I[j]$ оценивался в соответствии с (3.52-3.55). А после применялось преобразование (3.18) для коррекции шумовых эффектов. Для оценки коэффициентов в выражении (3.52) для всех трех положений границы выделялась область в конце изображения, размер которой составлял 30 точек (по глубине).

На Рисунке 3.18 показаны результаты численного эксперимента. Для трех разных границ изображения (Рисунок 3.18а) показаны значения интеграла интенсивностей во всех последующих точках после наблюдаемой (Рисунок 3.18б) в случае оценки без учета интенсивности вне изображения (оранжевая линия), с определением «остатка» интенсивности вне изображения (синяя линия), и заложенный интеграл интенсивностей. Также представлена оценка коэффициента ослабления сигнала (Рисунок 3.18в) для соответствующих подходов.

Как видно из Рисунка 3.18 подход к оценке интеграла интенсивностей с помощью (3.53-3.55) устраняет растущую с глубиной ошибку расчета. Однако метод уязвим к наличию резкой границы двух сред в конце изображения, что явно показано на Рисунке 3.18а3,б3,в3.

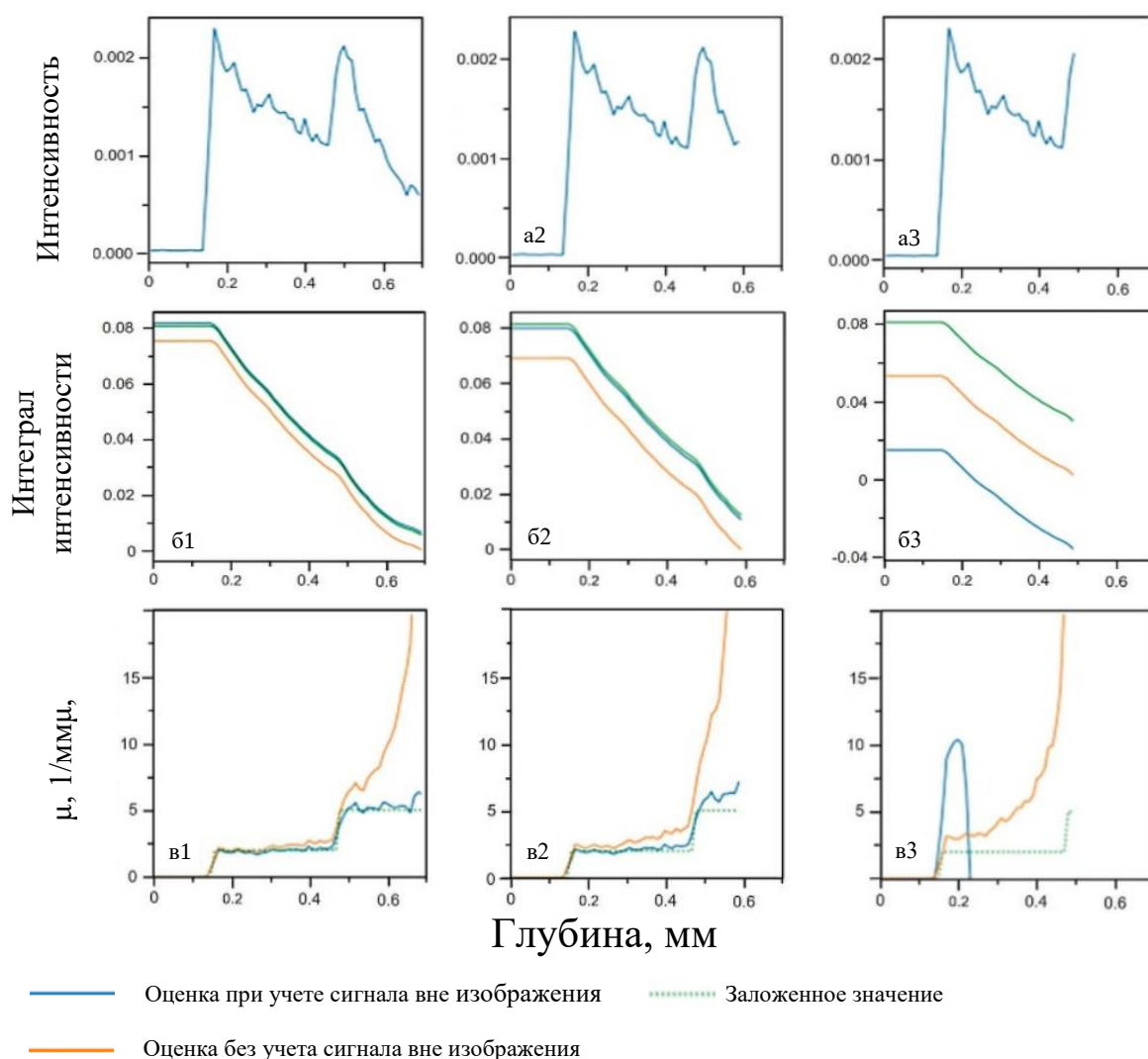


Рисунок 3.18 – Численный эксперимент по оценке коэффициента ослабления в случае неполного ослабления сигнала на изображении: а) зависимость интенсивности сигнала от глубины, б) интеграл интенсивностей, в) оценка коэффициента ослабления, 1) граница изображения 0.7 мм, 2) граница изображения 0.6 мм, 3) граница изображения 0.5 мм

3.3.3. Оценка коэффициента ослабления в случае, когда сигнал не опускается ниже уровня шума в пределах ОКТ-изображения

Представляет интерес проверка работы метода при работе с данными ОКТ. Для этого было зарегистрировано изображение ОКТ однородно рассеивающего пластикового фантома. Для данных ОКТ была проведена оценка коэффициента ослабления с коррекцией шумовых эффектов с учетом сигнала за пределами изображения и без учета. Сравнение оценок коэффициента ослабления этими двумя способами представлено на Рисунке 3.19.

Результат расчета в соответствии с предложенным в настоящей работе подходом показывает коэффициент ослабления характерный для условно однородного объекта без растущего значения в конце изображения.

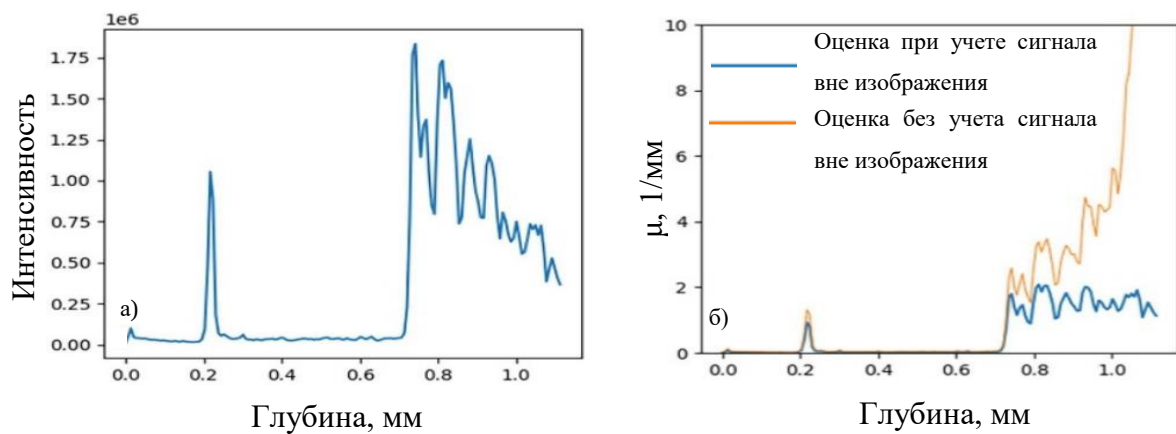


Рисунок 3.19 – Оценка коэффициента ослабления однородно рассеивающего фантома в случае неполного затухания сигнала: а) зависимость интенсивности сигнала от глубины, б) оценка коэффициента ослабления

3.4 Визуализация однородно рассеивающей среды

Представляет интерес проверка возможности улучшения ОКТ-визуализации однородно рассеивающих сред с помощью разработанного метода оценки. На Рисунке 3.20 представлены изображения однородно рассеивающего фантома в случае отсутствия каких-либо препятствий и наличия двух разных препятствий, которые заслоняют объект на части изображения. Часть изображений представляет собой стандартные ОКТ-изображения, а другая часть – распределения коэффициента ослабления. Как видно, в случае наличия препятствия однородно рассеивающая среда на ОКТ-изображениях визуально выглядит по-разному, однако на распределениях коэффициента ослабления различие значений средних значений коэффициента ослабления в областях с препятствиями и без значительно ниже дисперсии значений.

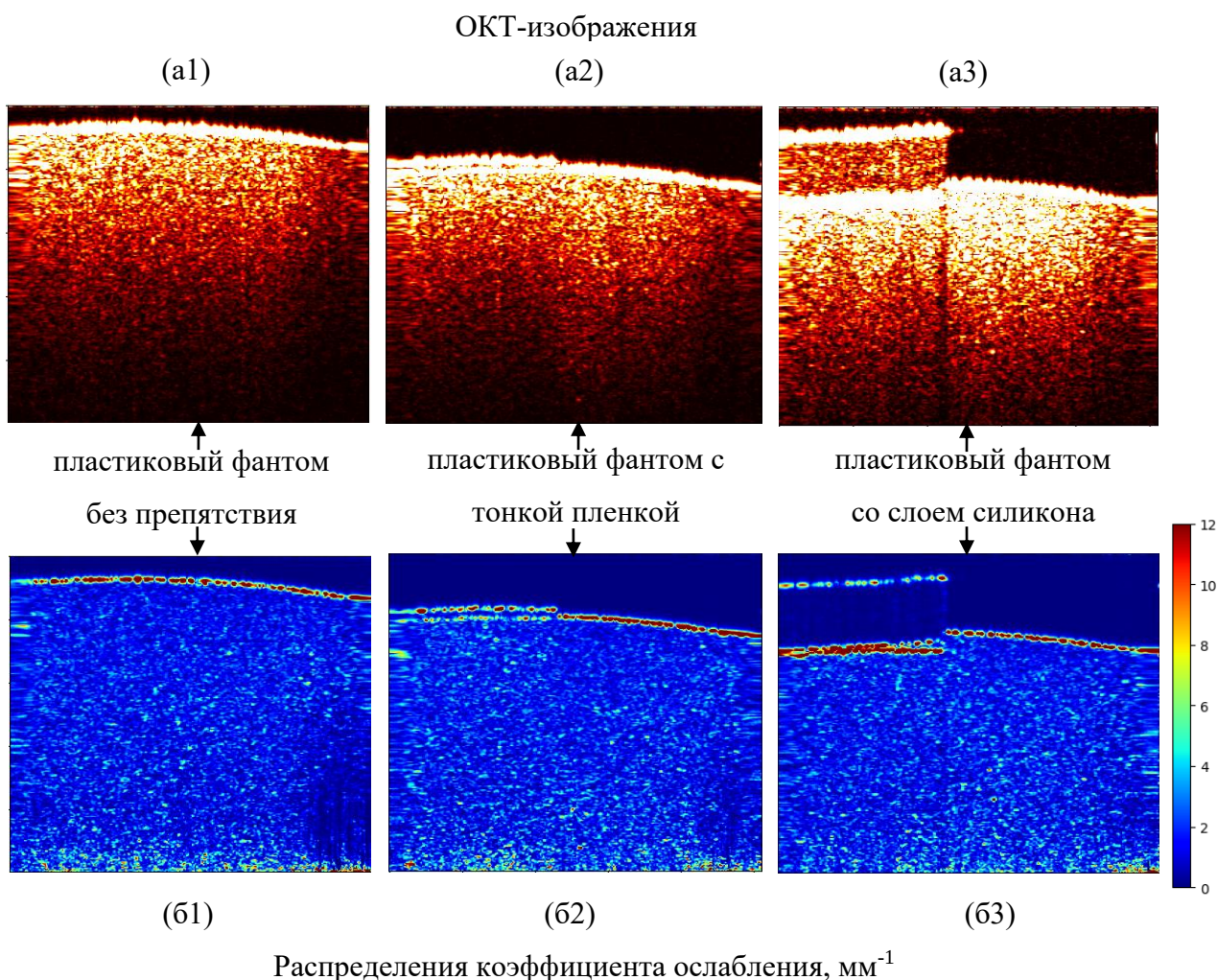


Рисунок 3.20 – Визуализация однородно рассеивающей среды: в случае отсутствия препятствия (a1,б1); в случае наличия тонкой пленки над частью среды (a2,б2); в случае наличия над частью среды слоя слабо рассеивающего силикона. Визуализация представлена в виде ОКТ-изображений (a1,a2,a3) и распределений коэффициента ослабления (б1,б2,б3)

Заключение Главы 3

Настоящая глава посвящена задаче развития метода оценки коэффициента ослабления по данным оптической когерентной томографии.

В настоящей главе подробно рассмотрено влияние шума на оценку коэффициента ослабления. Показан подход для коррекции шумовых эффектов, искажающих расчет.

Проведено сравнение оценки распределения коэффициента ослабления при использовании коррекции шумовых эффектов с оценкой коэффициента ослабления согласно модели однократного рассеяния на примере изображения ОКТ однородно рассеивающего пластикового фантома. Сравнение показало хорошее совпадение двух оценок.

Также было рассмотрено влияние аппаратного ослабления сигнала. Показано, что влияние аппаратного ослабления сигнала вносит незначительную поправку в результат расчета в случае, когда влияние фокусировки зондирующего излучения на ослабление сигнала является незначительным. Однако в случае, когда полуширина перетяжки зондирующего излучения является малой (менее 8 мкм для рассматриваемых в работе значений ослабления), влияние фокусировки зондирующего излучения является значительным, что создает необходимость в корректировке расчета.

Предложен метод коррекции влияния аппаратного ослабления сигнала на расчет коэффициента ослабления среды. Предложенный подход был проверен на численном эксперименте, а также продемонстрировано действие предложенного подхода на экспериментальных данных. В обоих случаях действие предложенного подхода сравнивалось с применением ранее предложенного другими авторами подхода. Метод восстановления значений коэффициента ослабления, предложенный в настоящей работе, показал себя значительно лучше, чем известный из литературы.

Также был рассмотрен случай, когда нарушается одно из фундаментальных условий применимости метода оценки распределения коэффициента ослабления: требование полного ослабления сигнала в пределах изображения ОКТ. Был предложен метод оценки величины интеграла интенсивности за пределами изображения ОКТ. Численное моделирование показало, что оценка коэффициента ослабления с учетом сигнала вне изображения является адекватной. Однако предложенный подход чувствителен к наличию резкой границы двух сред в конце изображения.

Результаты Главы 3 опубликованы в работах [A2-A4].

ГЛАВА 4. МЕТОД РАЗЛИЧЕНИЯ ТКАНЕЙ С РАЗЛИЧНЫМИ УПРУГИМИ СВОЙСТВАМИ НА ОСНОВЕ АНАЛИЗА ИЗМЕНЕНИЯ КОЭФФИЦИЕНТА ОСЛАБЛЕНИЯ СИГНАЛА ПО ДАННЫМ ОКТ

Исследование возможности различения биологических тканей с различными упругими свойствами тканей на основе изменения коэффициента ослабления при компрессии является важной задачей для расширения потенциала применения эластографических измерений на основе ОКТ. Настоящая глава посвящена экспериментальному исследованию изменения коэффициента ослабления сигнала, оцененному по методу, описанному в Главе 3 настоящей диссертации, при компрессии для набора модельных сред.

Эксперимент состоит из двух частей: с внешним контролем давления и контролем давления по данным ОКТ. Затем следует объединенный анализ результатов этих двух частей.

Исследование проводилось с использованием спектрального ОКТ, разработанного в Институте прикладной физики РАН (Нижний Новгород, Россия). Устройство имеет скорость сканирования 20 000 А-сканов/с и выполняет двухмерное поперечное сканирование в диапазоне $1,5 \times 1,5 \text{ мм}^2$ для получения трехмерного распределения обратно рассеянного света в поляризации параллельной и ортогональной поляризации зондирующего луча. Прибор работает на центральной длине волны 1 мкм и имеет поперечное разрешение 15 мкм.

4.1. Эксперимент с внешним контролем давления

4.1.1 Описание эксперимента с внешним контролем давления

Принципиальная схема эксперимента с внешним контролем давления представлена на Рисунке 4.1. Зонд 2 ОКТ-системы 1 закреплен на устойчивой конструкции таким образом, что сканирующая поверхность зонда расположена параллельно поверхности исследуемого образца 3а. В основании конструкции, на которой закреплен зонд, расположен трансляционный стол 5, который позволяет перемещать конструкцию с зондом в вертикальном направлении. Перемещение поверхности трансляционного стола и

закрепленного на нем зонда осуществляется с помощью микрометрического винта. Образец располагается на весах PV-30 (MASSA-K, Санкт-Петербург, Россия) 4. Между весами и образцом находится дополнительный слой сильно рассеивающего силикона 3б, который нужен, чтобы обеспечить ослабление сигнала до уровня шума в пределах изображения ОКТ.

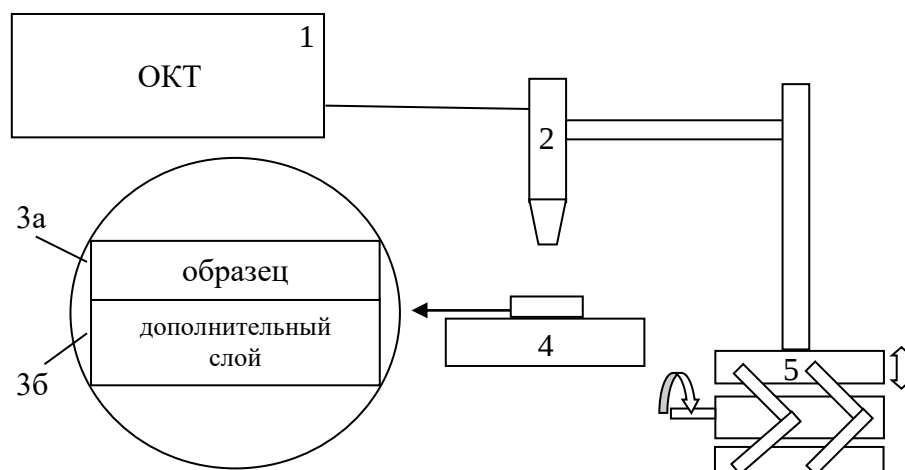


Рисунок 4.1 – Схема эксперимента с внешним контролем давления: 1 – ОКТ прибор, 2 – зонд ОКТ прибора, 3а – исследуемый образец, 3б – дополнительный слой сильно рассеивающего материала, 4 – весы, 5 – трансляционный стол

В ходе эксперимента производилось сжатие исследуемого образца за счет приложения к объекту давления со стороны зонда в вертикальном направлении. Увеличение давления осуществлялось, за счет перемещения вниз зонда.

После каждого изменения величины прикладываемого давления регистрировалось значение на весах и ОКТ-изображение исследуемого материала. При предположении, что зонд давит на исследуемый объект равномерно, для оценки давления оказываемого на образец достаточно знать значение на весах и площадь соприкосновения зонда ОКТ с образцом. Размеры исследуемого образца больше давящей поверхности зонда, поэтому площадь соприкосновения определяется площадью поверхности зонда, которая является известной.

В качестве исследуемых образцов использовались два двухкомпонентных силикона марки «Ероху master» с различными жесткостными характеристиками. Силиконы представляют собой две компоненты: непосредственно жидкий силикон и катализатор на основе платины. Эти компоненты требуют смешения в соотношении 1:1, после смешения время застывания силикона при температуре 25°C составляет 25-30 минут. За время жизни необходимо обеспечить равномерное смешение компонент и залить жидкость в

форму. Полимеризация силикона происходит в течение 4 часов. Заявленная твердость по Шору силиконов составляла 10 и 30 по шкале А.

4.1.2. Обработка данных в эксперименте с внешним контролем давления

Деформация исследуемого объекта оценивалась по изменению его размера на изображении ОКТ в соответствии с выражением

$$S = \frac{d_0 - d}{d_0}, \quad (4.1)$$

где S – относительная деформация объекта, d_0 – начальная толщина исследуемого объекта, d – толщина объекта после деформации.

Для оценки распределения коэффициента ослабления был использован метод, разработанный в Главе 3 настоящей работы. При этом ослабление сигнала до уровня шума в пределах изображения было обеспечено за счет использования дополнительного рассеивающего слоя. Для используемой в настоящих экспериментах ОКТ-системы аппаратно-обусловленное изменение сигнала с глубиной не оказывает существенного влияния на оценку коэффициента ослабления. В соответствии с выражениями (3.5), (3.7), (3.15), (3.16), (3.18), (3.19) оценка коэффициента ослабления μ_{true}

$$\mu_{true}[i] = H[i] \cdot \mu_{est}[i], \quad (4.2)$$

где

$$\mu_{est}[i] \approx \frac{I[i] + N[i]}{2 \cdot \Delta \cdot \sum_{j=i+1}^{\infty} (I[j] + N[j])}. \quad (4.3)$$

$$H[i] = \frac{1}{A[i]} \left\{ \frac{|A[i]|^2}{|A[i]|^2 + \frac{1}{SNR[i]}} \right\}, \quad (4.4)$$

$$SNR[i] = \frac{\mu_{est}[i] - \mu_N[i]}{\mu_N[i]}, \quad (4.5)$$

$$A[i] = 1 - \frac{\sum_{j=i+1}^{\infty} N[j]}{\sum_{j=i+1}^{\infty} (I[j] + N[j])}, \quad (4.6)$$

$$\mu_N[i] = \frac{N[i]}{2 \cdot \Delta \cdot \sum_{j=i+1}^{\infty} (I[j] + N[j])}. \quad (4.7)$$

В системе выражений (4.2-4.7) $\mu_{est}[i]$ – первичная оценка коэффициента ослабления в соответствие с [1]; $H[i]$ – математическая функция, реализующая винеровскую фильтрацию; $A[i]$ и $\mu_N[i]$ – мультипликативная и аддитивная составляющие линейной комбинации, связывающей первичную оценку коэффициента ослабления $\mu_{est}[i]$ с итоговой оценкой μ_{true} ; $SNR[i]$ – соотношение сигнал-шум в пространстве оценки

коэффициента ослабления; $I[i]$ – интенсивность сигнала на изображении без учета шума; $N[i]$ – шум на изображении. При этом сумма $I[i] + N[i]$ представляет собой непосредственно зарегистрированный сигнал, в качестве значения $N[i]$ стоящего независимо от суммы используется среднее значение шума.

Для дальнейшего анализа использовано среднее значение оценки коэффициента ослабления в пределах границ исследуемого объекта на изображении ОКТ. Таким образом, каждому зарегистрированному изображению ОКТ соответствовало значение давления оказываемого на объект P , значение деформации S исследуемого объекта относительно его начальной толщины, а также среднее значение оценки коэффициента ослабления в исследуемой ткани μ_{mean} .

Для изготовления образцов силикона была использована специальная цилиндрическая форма с диаметром полости 8 мм и глубиной 0,3 мм. Эти параметры характеризуют фактические размеры образцов (диаметр и толщину). Выбор диаметра обусловлен размерами давящей поверхности зонда, а малая толщина выбрана для того, чтобы исследуемый образец с большим запасом помещался на изображении ОКТ.

Для оценки зависимости коэффициента ослабления сигнала от приложенного давления была использована линейная функция

$$y_{\mu} = -\alpha \cdot P + \mu_0, \quad (4.8)$$

где y_{μ} – значение коэффициента ослабления, μ_0 – смещение линейной регрессионной модели, представляющее значение коэффициента ослабления при отсутствии напряжения, α – линейный коэффициент, характеризующий скорость изменения коэффициента ослабления сигнала в ткани при изменении приложенного давления, P – величина, приложенного давления. Для поиска коэффициентов α и μ_0 использована функция `numpy.polyfit` языка Python. Эта функция основана на методе наименьших квадратов.

Доверительные интервалы для коэффициента регрессии можно рассчитать следующим образом

$$\Delta\alpha = t_{a/2, n-2} \cdot \sqrt{\frac{\frac{1}{n} \cdot \sum (\mu - y_{\mu})^2}{\sum (P - \bar{P})}}, \quad (4.9)$$

где $\Delta\alpha$ – доверительный интервал для коэффициента α , $t_{a/2, n-2}$ – критическое значение, зависящее от a и n , n – количество точек экспериментальных данных, a – параметр,

определяющий ширину доверительного интервала. В настоящей работе $(1 - \alpha) \cdot 100\% = 95\%$. Суммирование в (4.9) производится по всем точкам данных.

Также была проведена оценка модуля Юнга E для исследуемых материалов. Для этого из данных эксперимента была построена зависимость давления, прикладываемого к объекту, от деформации. Модуль Юнга был оценен как линейный коэффициент аппроксимации

$$P = E \cdot S + p_0, \quad (4.10)$$

где P – давление, оказываемое на объект; S – деформация, оцененная по выражению (4.1); p_0 – поправочный коэффициент.

4.1.3 Результаты эксперимента с внешним контролем давления

На Рисунке 4.2 продемонстрированы примеры зарегистрированных ОКТ-изображений для силиконовых образцов с выделением области усреднения значений.

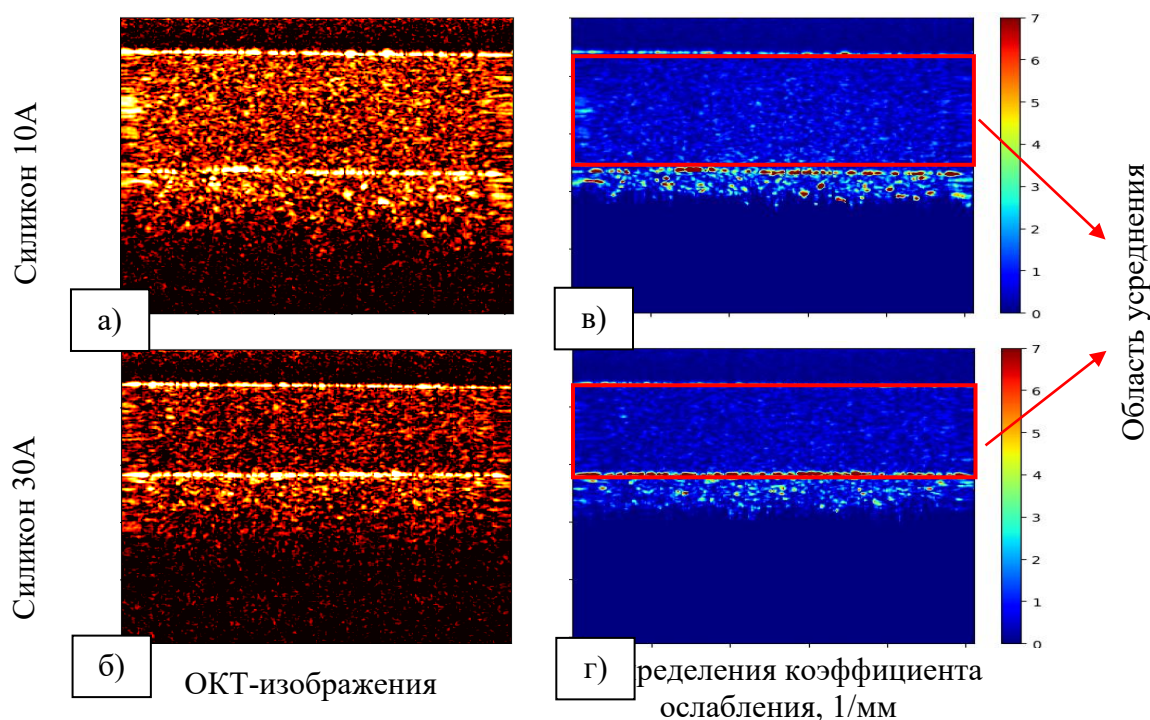


Рисунок 4.2 – Пример изображений исследуемых образцов под малым давлением: а,б – ОКТ-изображения силиконов 10А и 30А, в,г – распределения оценки коэффициентов ослабления для силиконов 10А и 30А

Графики зависимостей коэффициента ослабления от приложенного давления показаны на Рисунке 4.3б для силикона 10А и на Рисунке 4.4б для силикона 30А. Зависимости для обоих исследуемых силиконов имеют линейный характер. Значение параметра α составляет $2.1 \cdot 10^{-3} \pm 0.28 \cdot 10^{-3}$ [1/(мм*кПа)] для силикона 10А и

$1.7 \cdot 10^{-3} \pm 0.16 \cdot 10^{-3} [1/(\text{мм} \cdot \text{кПа})]$ для силикона 30 А. Коэффициенты α для силиконов отличаются на величину большую, чем доверительные интервалы $\Delta\alpha$.

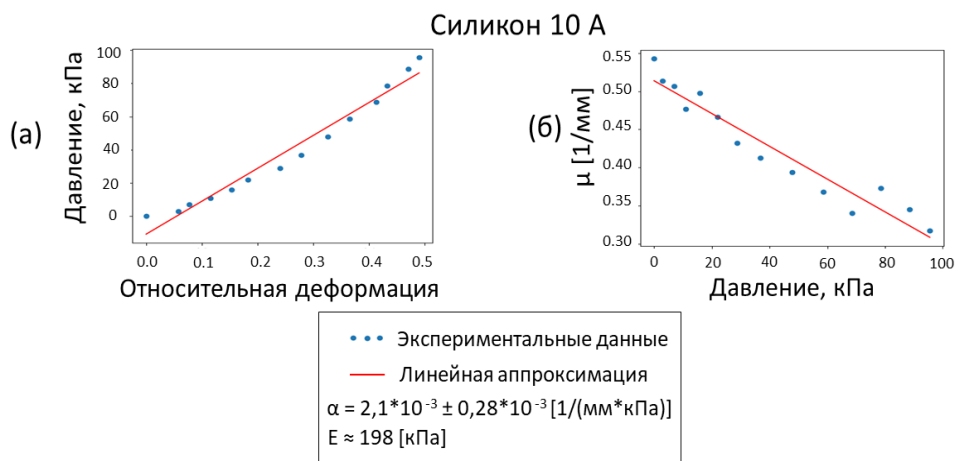


Рисунок 4.3 – Графическое представление результатов модельного эксперимента для силикона 10А: (а) – зависимость давления от относительной деформации; (б) – график зависимости коэффициента ослабления от давления

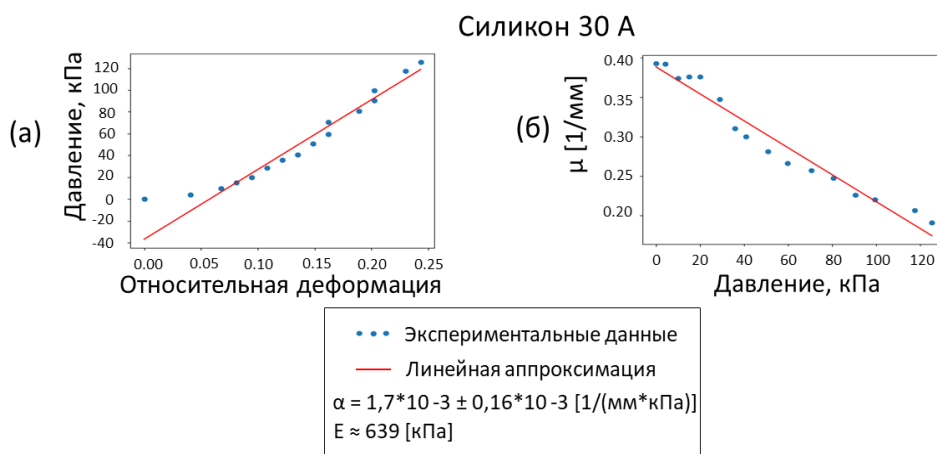


Рисунок 4.4 – Графическое представление результатов модельного эксперимента для силикона 30А: (а) – зависимость давления от относительной деформации; (б) – график зависимости коэффициента ослабления от давления

На Рисунках 4.3а и 4.4а показаны зависимости относительной деформации S от давления P , прикладываемого к объекту. Указанные зависимости имеют нелинейные особенности, проявляющиеся при малых давлениях, что может быть связано с процессами выравнивания на начальном этапе деформации. Оценка модуля Юнга E составила ≈ 198 кПа для силикона 10А и ≈ 639 кПа для силикона 30А.

Вообще говоря, зависимость давления от деформации противоречит физическому смыслу, так как меняет местами причину и следствие. Однако для оценки модуля Юнга в соответствии с (4.10) такая зависимость является более удобной. Часто такая зависимость

служит для оценки калибровочных силиконов, по деформации которых определяется давление, оказываемое на объект.

Модули Юнга для двух силиконов отличаются примерно в 3 раза, что совпадает с соотношением значений твердости по Шору по шкале А, заявленных производителем силиконов. При этом параметры α , хотя и отличаются друг от друга на величину, превышающую доверительные интервалы, не имеют кратного различия.

4.2. Эксперимент с контролем давления по данным ОКТ

4.2.1. Описание эксперимента с контролем давления по данным ОКТ

На Рисунке 4.5 представлена схема второй части эксперимента. Зонд 2 ОКТ-системы 1 устойчиво закреплен таким образом, что сканирующая поверхность зонда расположена параллельно поверхности исследуемого образца 3б. Образец 3б располагается на трансляционном столе 4. Между зондом 2 и образцом 3б располагается дополнительный силиконовый слой 3а. Трансляционный стол 4 позволяет перемещать исследуемый образец в вертикальном направлении.

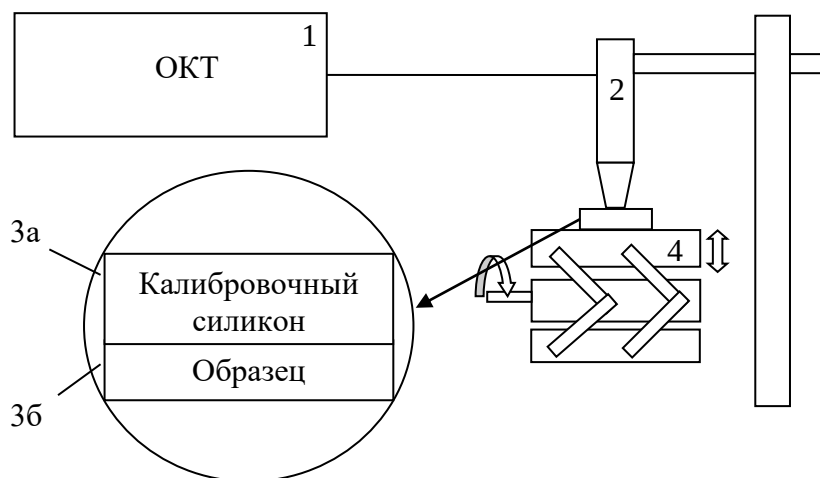


Рисунок 4.5 – Схема эксперимента с контролем давления по данным ОКТ: 1 – ОКТ прибор, 2 – зонд ОКТ прибора, 3а – калибровочный силикон, 3б – исследуемый образец, 4 – трансляционный стол

В ходе эксперимента производилось сжатие исследуемого образца за счет смещения вверх поверхности трансляционного стола. При этом зонд, давящий на объект сверху закреплен и остается неподвижным. Принципиальная схема эксперимента на Рисунке 4.5 очень похожа на схему эксперимента с внешним контролем давления. Главные различия в экспериментах заключаются в способе записи данных ОКТ, способе оценки прикладываемого давления и способе обработки данных.

В настоящем эксперименте увеличение давления осуществляется непрерывно, в это же время происходит запись массива данных ОКТ. В то время как в модельном эксперименте после каждого изменения давления регистрировался отдельный массив данных.

4.2.2. Калибровочный эксперимент

Для оценки прикладываемого к объекту давления был использован дополнительный слой калибровочного силикона, расположенный между зондом ОКТ-прибора и объектом. В каждый момент времени оценивалась толщина калибровочного слоя, что позволяло определять деформацию слоя, используя выражение (4.1). Деформация калибровочного слоя позволяет определять величину давления. Для этого необходимо предварительно измерить калибровочную характеристику силикона, которая представляется в виде зависимости давления от деформации аналогичной характеристикам, представленным на Рисунках 4.3а и 4.4а. Зависимость давления от деформации для калибровочного слоя представлена на Рисунке 4.6. Представленная характеристика является нелинейной. Для дальнейшего использования была проведена аппроксимация экспериментальных данных с помощью полиномиальной функции второго порядка. Эта функция была выбрана, так как точный вид зависимости не известен, а полином второго порядка обладает наименьшей степенью, которой достаточно для аппроксимации экспериментальных данных с малым отклонением от экспериментальных данных.

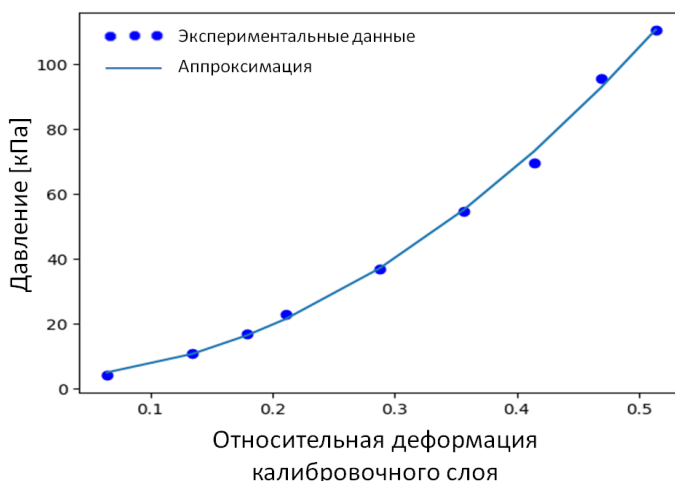


Рисунок 4.6 – Зависимость давления от деформации для калибровочного слоя

Для определения толщины калибровочного слоя по изображению ОКТ используется механизм выделения границы силикон-образец, основанный на

предположении, что калибровочный слой обладает значительно более слабым рассеянием, чем исследуемый образец. При этом верхняя граница силикона на изображении является постоянной. Значение толщины калибровочного слоя и его относительная деформация оценивается для каждого а-скана из массива данных. То есть в этой части эксперимента давление оценивается локально, тогда как в эксперименте с внешним контролем давления оценивалось среднее значение оценки коэффициента ослабления для полного изображения образца на б-скане (Рисунок 4.2).

4.2.3. Усреднение данных в эксперименте с контролем давления по данным ОКТ

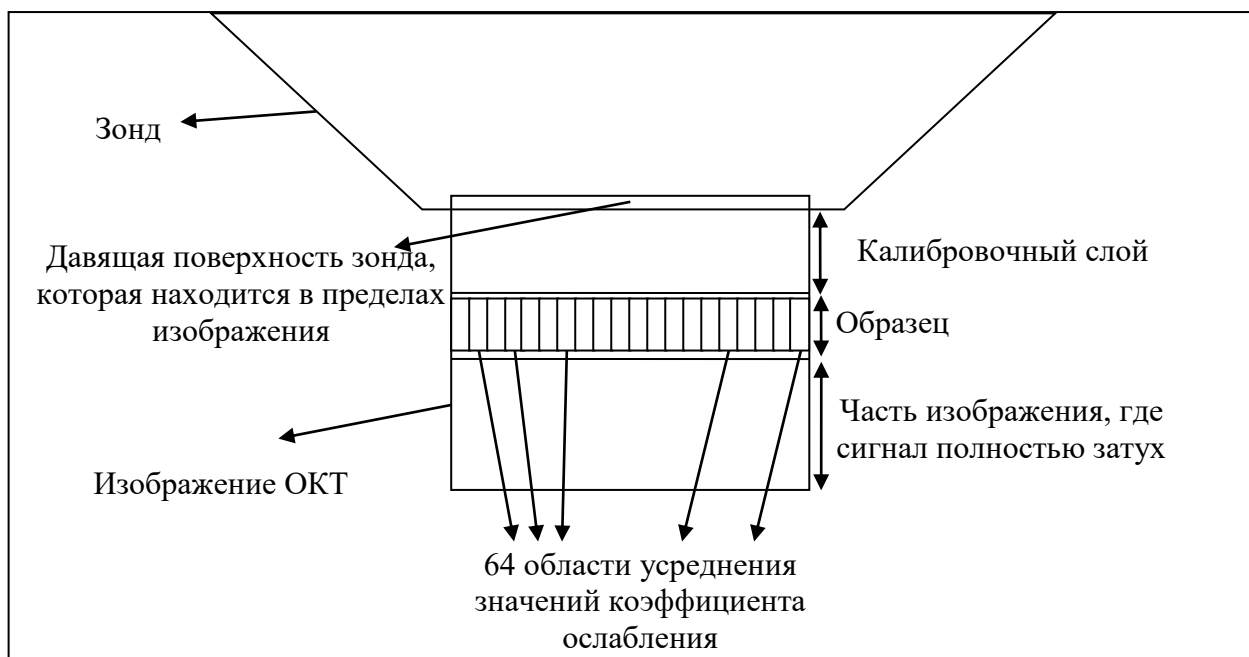


Рисунок 4.7 – Схематическая иллюстрация областей усреднения

Для оценки распределения коэффициента ослабления сигнала, как и в эксперименте с внешним контролем давления, используется система выражений (4.2)-(4.7). После оценки распределения коэффициента ослабления выполняется процедура усреднения. Для усреднения на каждом б-скане выбираются 64 области с поперечным размером 4 пикселя. В продольном направлении (по глубине) область усреднения выбиралась так, чтобы исключить потенциальное влияние на оценку сильного отражения сигнала на границе силикон-образец. Также в поперечном направлении усреднялось значение давления, оказываемого на образец в соответствующих областях. Таким образом, для каждого из 512 записанных б-сканов было получено по 64 пары значений усредненной оценки коэффициент ослабления и соответствующего ей давления. На Рисунке 4.7 схематически проиллюстрирован выбор области усреднения.

После процедуры усреднения проводится аппроксимация зависимости коэффициента ослабления от давления линейной функцией вида (4.8). Доверительные интервалы вычисляются согласно выражению (4.9).

4.2.4. Описание образцов в эксперименте с контролем давления по данным ОКТ

В эксперименте с контролем давления по данным ОКТ были использованы два пластиковых фантома и два образца биологических тканей, чтобы проверить закономерности для более сложных объектов. В качестве пластиковых образцов были использованы мягкий и твердый полиуретановые фантомы (INO's Biomimic TM, Канада). В качестве биологических образцов были использованы куриная кожа и куриная мышечная ткань.

Размеры и рассеивающие свойства образцов не позволяли измерить изменения их толщины, что исключило возможность оценить деформацию согласно выражению (4.1). Таким образом, необходима сторонняя оценка упругих свойств исследуемых образцов. В качестве стороннего параметра оценки была выбрана твердость по Шору, которая хоть и характеризует величину отличную от упругости, тем не менее измеряется схожим образом. Твердость по Шору является стандартной характеристикой силиконовых материалов и пластиков, и может быть измерена простым способом.

Для независимой оценки твердости исследуемых образцов использовался дюрометр REX 1600 типа ОО по Шору (REX Gauge company, США). Твердость по Шору оценивалась и для образцов из первого эксперимента и для образцов из второго. Для измерения твердости силиконов 10 А и 30 А (из первого эксперимента) были изготовлены цилиндрические образцы диаметром 23 мм и толщиной 10 мм. Для мягкого полиуретанового фантома был измерен цилиндрический образец диаметром 15 мм и толщиной 10 мм. Для мышечной ткани курицы измерения проводились с использованием прямоугольного образца толщиной 10 мм с поперечным размером $20 \times 20 \text{ мм}^2$. продольный размер исследуемых образцов был значительно больше длины индентора измерительного прибора (2,5 мм), что обеспечивало корректное измерение твердости образца. Для каждого исследуемого образца было проведено пять измерений твердости в разных точках. Затем были рассчитаны средние значения твердости для каждого образца.

Измерения не проводились для двух образцов: жесткого полиуретанового фантома и куриной кожи. Твердый полиуретановый фантом имеет слишком высокие значения твердости для измерения по шкале Шора ОО. Производитель указывает индекс твердости по Шору 84 D. Второй образец, ткань куриной кожи, слишком тонок для корректного измерения твердости.

Таким образом, твердость по шкале Шора ОО для исследуемых образцов составила: 70.4 ± 2 для силикона 30А, 47.6 ± 2 для силикона 10 А, 64.5 ± 2 для мягкого полиуретана, 30 ± 2 для куриной мышечной ткани. Твердость жесткого пластикового фантома находится за пределами шкалы Шора ОО (84 D). Ткань куриной кожи слишком тонкая, чтобы правильно измерить ее твердость. Значения твердости по шкале Шора для исследованных образцов могут быть использованы в качестве независимого параметра.

4.2.2 Результаты эксперимента с контролем давления по данным ОКТ

На Рисунке 4.8 для примера показаны изображения ОКТ и распределения оценки коэффициента ослабления для биологических образцов. Как уже говорилось выше, между зондом и образцом в эксперименте помещается слой слабо рассеивающего силикона, коэффициент ослабления которого значительно ниже, чем коэффициент ослабления исследуемых образцов.

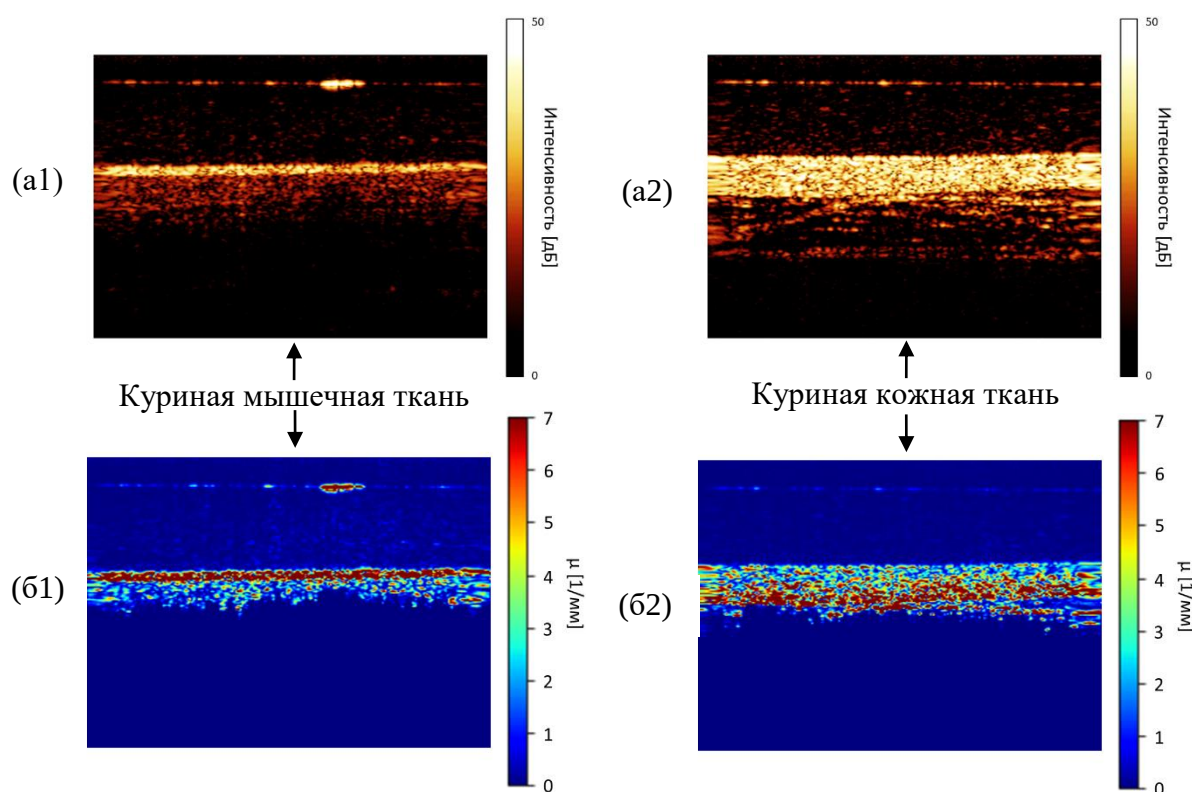


Рисунок 4.8 – Примеры (а) ОКТ-изображений и (б) распределений коэффициента ослабления для биологических образцов: куриной мышечной ткани (a1,b1) и куриной кожной ткани (a2,b2).

На Рисунке 4.9 представлены зависимости коэффициента ослабления от приложенного давления для всех 4 образцов. Зависимости для пластиковых образцов (Рисунок 4.9а,б) имеют линейный характер. В то же время для биологических образцов (Рисунок 4.9в,г) наблюдаются отклонения от линейной функции при высоких давлениях. При этом коэффициенты α отличались для всех исследуемых образцов на величину большую, чем величина доверительного интервала $\Delta\alpha$.

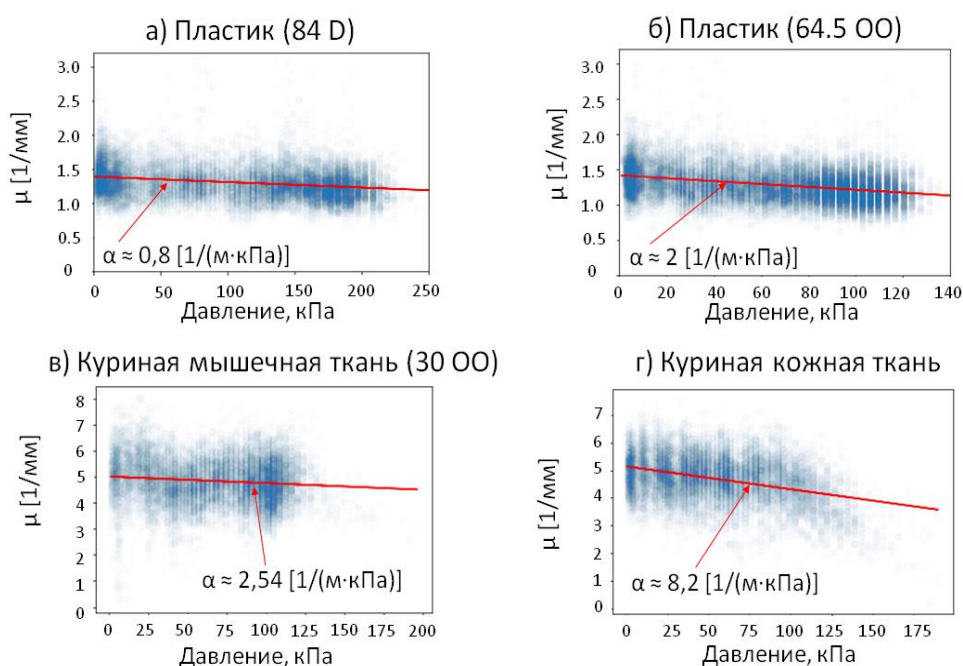


Рисунок 4.9 – Зависимости коэффициента ослабления от давления для: а) твердого полиуретанового фантома; б) мягкого полиуретанового фантома; в) куриной мышечной ткани; г) куриной кожной ткани

Следует отметить, что на всех графиках присутствует высокая дисперсия значений оценки коэффициента ослабления. Это связано, в первую очередь, с тем, что оценка в этом эксперименте проводится локально с усреднением по небольшой области, что делает оценку чувствительной к наличию спеклов на изображении ОКТ. Вторым важным фактором является большое количество точек на графиках: массив данных для каждого образца содержал 512 б-сканов, для каждого из которых получены 64 точки (пары значений: коэффициент ослабления, давление). В эксперименте с внешним контролем давления усреднение значений велось по большой области (полному изображению образцов на б-скане), поэтому на Рисунках 4.3б и 4.4б нет столь заметного разброса значений, как на Рисунке 4.9. Локальная оценка в эксперименте с контролем давления по данным ОКТ необходима, чтобы учесть возможную неравномерность распределения давления оказываемого на образец.

Наличие отклонений от линейной зависимости при высоких давлениях для биологических тканей, которое не является заметным для небιологических образцов, можно объяснить тем, что биологические образцы являются более мягкими, чем силиконы и пластиковые фантомы.

4.3 Карта параметров

Для более удобной интерпретации результатов можно ввести карту параметров, положение образцов на которой будет характеризоваться средним значением коэффициента ослабления для образца и параметром α . Карта параметров, включающая результаты измерений для образцов из обеих частей эксперимента, представлена на Рисунке 4.10. Доверительные интервалы для параметра α были рассчитаны ранее согласно выражению (4.9). В качестве доверительного интервала для значений среднего коэффициента ослабления было использовано среднеквадратичное отклонение. Следует отметить, что величина среднеквадратичного отклонения значений коэффициента ослабления (Рисунок 4.10) значительно меньше визуального разброса точек на Рисунке 4.9.

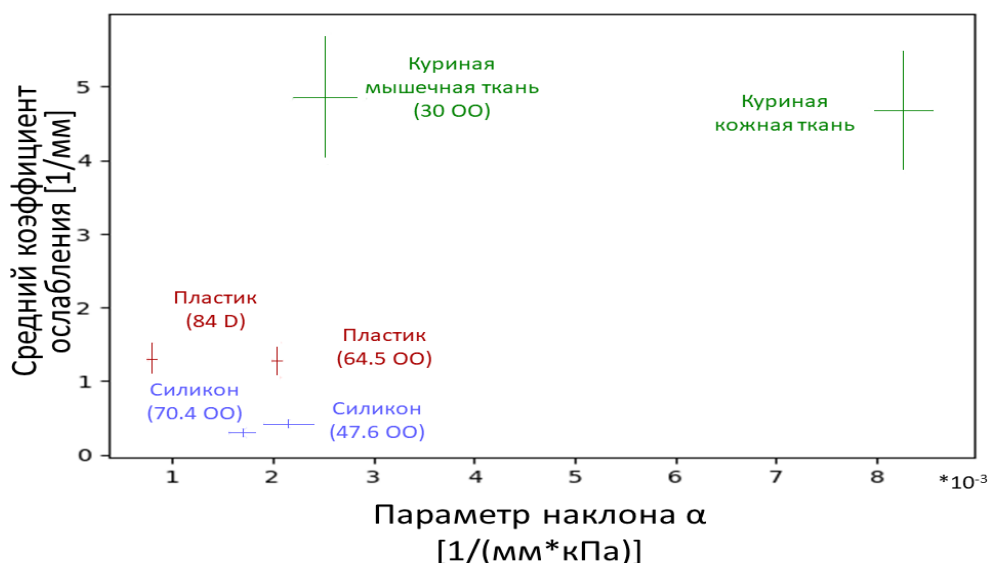


Рисунок 4.10 – Карта параметров (Среднего коэффициента ослабления и параметра наклона линейной аппроксимации)

Как видно, из Рисунка 4.10 оценка одновременно коэффициента ослабления сигнала и параметра α , характеризующего скорость изменения коэффициента ослабления при приложении к образцу деформирующего воздействия, позволяет дифференцировать все исследованные образцы. При этом более твердым образцам соответствует более низкий параметр α . Значение параметра для куриной кожной ткани сильно отличается от

значений α для других образцов. Достоверная причина такого различия неизвестна. Однако можно предположить, что это связано с экстремальной тонкостью исследуемого образца, из-за которой при дальнейшем истончении под давлением сильно изменялась внутренняя структура ткани.

При этом введение оценки величины изменения коэффициента ослабления при компрессии сред позволяет различать среды неразличимые с точки зрения коэффициента ослабления этих сред. Это хорошо видно на примере пластиковых образцов с твердостью по Шору 64,5 ОО и 84 D. С точки зрения коэффициента ослабления эти образцы являются неразличимыми, однако для этих образцов выявлено отличие параметра наклона зависимости коэффициента ослабления от прикладываемого к среде продольного деформирующего воздействия в 2,55 раз, что позволяет различать эти образцы.

4.4. Заключение Главы 4

Настоящее исследование демонстрирует возможность использования параметра наклона α , который характеризует величину изменения коэффициента ослабления под давлением, в качестве дополнительной характеристики для дифференциации тканей. Предложенный подход позволяет охарактеризовать образец, как с помощью коэффициента ослабления, так и с помощью его изменения под действием приложенного деформирующего воздействия по одним и тем же данным ОКТ.

Полученные результаты свидетельствуют о том, что величина параметра α связана с механическими свойствами материалов: в небольшой исследованной выборке данных более высокая твердость по Шору соответствует более низкой скорости изменения коэффициента ослабления; однако для подтверждения этой зависимости необходимо больше экспериментов.

Для оценки скорости изменения использовалась линейная регрессионная модель, но фактическая зависимость коэффициента ослабления от приложенного давления могла быть нелинейной. Влияние нелинейности не было исследовано в настоящей работе. Однако в дальнейшем наличие нелинейности требует введения способа оценки отличного от линейной характеристики. Возможным решением является переход к оценке изменения коэффициента ослабления от кадра к кадру, которая будет давать кривую, характеризующую объект вместо одного усредненного значения.

Основные результаты главы опубликованы в [A5, A9]

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Основные результаты работы:

1. Для спектральной ОКТ, содержащей комбинированный (состоящий из дифракционной решетки и призмного корректора неэквидистантности регистрации спектра) дисперсионный элемент, составлена и экспериментально проверена уточненная модель ослабления сигнала с глубиной. Модель учитывает, помимо конечного размера единичного элемента приемного устройства и конечного размера изображения монохроматической компоненты регистрируемого излучения, также ранее не учитываемые конечную разрешающую способность дифракционной решетки и изменение дисперсионной характеристики спектрометра из-за использования корректора неэквидистантности регистрации спектра.

2. Показано, что ошибка в общепринятой модели ослабления сигнала с глубиной в спектральной ОКТ приводит к недооценке величины аппаратно-обусловленного ослабления сигнала в оптической когерентной томографии в 1,65 раз для максимальной регистрируемой задержки интерферирующих волн для спектрометра на дифракционной решетке в брэгговской конфигурации при отношении длины волны к периоду дифракционной решетки 1,5, использующего призмный корректор неэквидистантности регистрации спектральных компонент с коэффициентом ослабления дисперсии 0,74.

3. Разработан метод реконструкции распределения коэффициента ослабления в условиях существенного влияния аппаратно-обусловленного изменения величины сигнала с глубиной, неопределенности величины полного интеграла рассеянного сигнала и шумового ограничения динамического диапазона, основанный на применении винеровской фильтрации к первичной оценке значений коэффициента ослабления. Метод позволяет восстанавливать значения локального коэффициента в приближении однократного рассеяния при условии, что уровень ОКТ-сигнала превышает уровень шума хотя бы в e раз.

4. Работоспособность метода реконструкции распределения коэффициента ослабления продемонстрирована в численном и натурном эксперименте для ОКТ-систем с реализованным динамическим диапазоном 60 дБ в отношении сред, характеризующихся коэффициентами ослабления в типичном для биологических тканей диапазоне $1-6 \text{ мм}^{-1}$, в том числе при существенном влиянии конфокального фактора (полуширина перетяжки

зондирующего излучения от 15 до 5 мкм при центральной длине волны излучения 1300 нм) на аппаратно-обусловленное изменение ОКТ-сигнала.

5. Предложен метод различения оптически мутных деформируемых сред на основании картирования двух параметров: коэффициента ослабления ОКТ-сигнала и параметра наклона зависимости коэффициента ослабления от величины прикладываемого к среде продольного деформирующего воздействия. Показано, что введение характеристики изменения коэффициента ослабления среды при ее компрессии, вызванной продольным деформирующим воздействием, позволяет различать среды, обладающие схожими коэффициентами ослабления и различными механическими свойствами. Экспериментально продемонстрирована возможность различения сред с неразличимыми характеристиками ослабления ОКТ-сигнала в не нагруженном состоянии: для сред с твердостью по Шору 64,5 ОО и 84 D выявлено отличие параметра наклона зависимости коэффициента ослабления от прикладываемого к среде продольного деформирующего воздействия в 2,55 раз.

ЛИТЕРАТУРА

1. Vermeer, K.A., et al., *Depth-resolved model-based reconstruction of attenuation coefficients in optical coherence tomography*. Biomed Opt Express, 2013. 5(1): p. 322-37.
2. Yun, S., et al., *High-speed spectral-domain optical coherence tomography at 1.3 μm wavelength*. Optics Express, 2004. 11: p. 3598-604.
3. Su, Y., et al., *Determination of the Pressure Coefficient of Optical Attenuation in Different Layers of In-Vivo Human Skins With Optical Coherence Tomography*. IEEE Photonics Journal, 2016. 8(1): p. 1-10.
4. Kirillin, M., P. Agrba, and V. Kamensky, *In vivo study of the effect of mechanical compression on formation of OCT images of human skin*. Journal of Biophotonics, 2010. 3: p. 752-8.
5. Agrba, P.D., et al., *Compression as a method for increasing the informativity of optical coherence tomography of biotissues*. Optics and Spectroscopy, 2009. 107(6): p. 853-858.
6. Kirillin, M., P. Agrba, and V. Kamensky, *Mechanical compression in cross-polarization OCT imaging of skin: In vivo study and Monte Carlo simulation*. Photonics & Lasers in Medicine, 2014. 3.
7. Huang, D., et al., *Optical Coherence Tomography*. Science, 1991. 254(5035): p. 1178-1181.
8. Swanson, E.A., et al., *High-speed optical coherence domain reflectometry*. Optics Letters, 1992. 17(2): p. 151-153.
9. Swanson, E.A., et al., *In vivo retinal imaging by optical coherence tomography*. Optics Letters, 1993. 18(21): p. 1864-1866.
10. Fercher, A.F., *Optical coherence tomography*. J Biomed Opt, 1996. 1(2): p. 157-73.
11. Bouma, B.E. and G.J. Tearney, *Handbook of Optical Coherence Tomography* 2002: Marcel Dekker, Inc.: New York, Basel. 741 p.
12. Л.С., Д., *Теория оптической когерентной томографии*. Изв. вузов. Радиофизика, 1998.
13. Тучин, В.В., *Лазеры и волоконная оптика в биомедицинских исследованиях*. Саратов: Изд-во Саратов. ун-та 1998. 384.
14. Choma, M.A., et al., *Sensitivity advantage of swept source and Fourier domain optical coherence tomography*. Optics Express, 2003. 11(18): p. 2183-2189.
15. Fercher, A.F., et al., *Measurement of intraocular distances by backscattering spectral interferometry*. Optics Communications, 1995. 117: p. 43-48.
16. Leitgeb, R., C.K. Hitzenberger, and A.F. Fercher, *Performance of fourier domain vs. time domain optical coherence tomography*. Optics Express, 2003. 11(8): p. 889-894.
17. Morgner, U., et al., *Spectroscopic optical coherence tomography*. Optics Letters, 2000. 25(2): p. 111-113.
18. de Boer, J.F., et al., *Improved signal-to-noise ratio in spectral-domain compared with time-domain optical coherence tomography*. Optics Letters, 2003. 28(21): p. 2067-2069.
19. Wojtkowski, M., et al., *Real-time in vivo imaging by high-speed spectral optical coherence tomography*. Optics Letters, 2003. 28(19): p. 1745-1747.
20. Геликонов, В.М., Г.В. Геликонов, and П.А. Шилягин, *Линейный по оптической частоте спектрометр для реализации скоростного режима в спектральной оптической когерентной томографии*. Оптика и спектроскопия, 2009. Т.106(№.3): p. С. 518-524.
21. Шилягин, П.А., et al., *Эквидистантная регистрация спектральных компонент в сверхширокополосной спектральной оптической когерентной томографии*. Изв. ВУЗов: Радиофизика, 2017. Т. 60(№.10): p. С. 859-870.

22. Геликонов, В.М., et al., *Компенсация когерентных помех в спектральной оптической когерентной томографии с параллельным приемом спектра*. Оптика и спектроскопия, 2009. **т.106**(6): p. с.983-988.
23. Choma, M.A., K. Hsu, and J.A. Izatt, *Swept source optical coherence tomography using an all-fiber 1300-nm ring laser source*. J Biomed Opt, 2005. **10**(4): p. 44009.
24. Chinn, S.R., E.A. Swanson, and J.G. Fujimoto, *Optical coherence tomography using a frequency-tunable optical source*. Optics Letters, 1997. **22**(5): p. 340-342.
25. Huber, R., et al., *Amplified, frequency swept lasers for frequency domain reflectometry and OCT imaging: design and scaling principles*. Optics Express, 2005. **13**(9): p. 3513-3528.
26. Yun, S.H., et al., *Pulsed-source and swept-source spectral-domain optical coherence tomography with reduced motion artifacts*. Optics Express, 2004. **12**(23): p. 5614-5624.
27. Yun, S.H., et al., *Removing the depth-degeneracy in optical frequency domain imaging with frequency shifting*. Optics Express, 2004. **12**(20): p. 4822-4828.
28. Yasuno, Y., et al., *Three-dimensional and high-speed swept-source optical coherence tomography for in vivo investigation of human anterior eye segments*. Optics Express, 2005. **13**(26): p. 10652-10664.
29. Ohbayashi, K., et al. *Discretely swept optical-frequency domain imaging toward high-resolution, high-speed, high-sensitivity, and long-depth-range*. in Proc.SPIE. 2007.
30. Boer, J., R. Leitgeb, and M. Wojtkowski, *Twenty-five years of optical coherence tomography: the paradigm shift in sensitivity and speed provided by Fourier domain OCT [Invited]*. Biomed Opt Express, 2017. **8**: p. 3248-3280.
31. Monroy, G.L., et al., *Non-invasive optical assessment of viscosity of middle ear effusions in otitis media*. Journal of Biophotonics, 2017. **10**(3): p. 394-403.
32. Preciado, D., et al., *Otitis Media Middle Ear Effusion Identification and Characterization Using an Optical Coherence Tomography Otoscope*. Otolaryngology–Head and Neck Surgery, 2020. **162**(3): p. 367-374.
33. Levitz, D., et al., *Determination of optical scattering properties of highly-scattering media in optical coherence tomography images*. Optics Express, 2004. **12**(2): p. 249-259.
34. Tsai, T.-H., J.G. Fujimoto, and H. Mashimo *Endoscopic Optical Coherence Tomography for Clinical Gastroenterology*. Diagnostics, 2014. **4**, 57-93 DOI: 10.3390/diagnostics4020057.
35. Welzel, J., M. Bruhns, and H.H. Wolff, *Optical coherence tomography in contact dermatitis and psoriasis*. Arch Dermatol Res, 2003. **295**(2): p. 50-5.
36. Yashin, K.S., et al., *Cross-Polarization Optical Coherence Tomography for Brain Tumor Imaging*. Frontiers in Oncology, 2019. **9**.
37. Zorin, I., et al., *Correlative infrared optical coherence tomography and hyperspectral chemical imaging*. Journal of the Optical Society of America A, 2020. **37**(9): p. B19-B26.
38. Vanselow, A., et al., *Frequency-domain optical coherence tomography with undetected mid-infrared photons*2020.
39. Potma, E., et al., *Rapid chemically selective 3D imaging in the mid-infrared*. Optica, 2021. **8**.
40. Gong, P., et al., *Assessment of human burn scars with optical coherence tomography by imaging the attenuation coefficient of tissue after vascular masking*. J Biomed Opt, 2014. **19**(2): p. 21111.
41. Es'haghian, S., et al., *Investigation of optical attenuation imaging using optical coherence tomography for monitoring of scars undergoing fractional laser treatment*. J Biophotonics, 2017. **10**(4): p. 511-522.
42. van der Meer, F.J., et al., *Localized measurement of optical attenuation coefficients of atherosclerotic plaque constituents by quantitative optical coherence tomography*. IEEE Trans Med Imaging, 2005. **24**(10): p. 1369-76.

43. van Soest, G., et al., *Atherosclerotic tissue characterization in vivo by optical coherence tomography attenuation imaging*. J Biomed Opt, 2010. **15**(1): p. 011105.
44. Xu, C., et al., *Characterization of atherosclerosis plaques by measuring both backscattering and attenuation coefficients in optical coherence tomography*. J Biomed Opt, 2008. **13**(3): p. 034003.
45. Liu, S., et al., *Tissue characterization with depth-resolved attenuation coefficient and backscatter term in intravascular optical coherence tomography images*. J Biomed Opt, 2017. **22**(9): p. 1-16.
46. McLaughlin, R.A., et al., *Parametric imaging of cancer with optical coherence tomography*. J Biomed Opt, 2010. **15**(4): p. 046029.
47. Scolaro, L., et al., *Parametric imaging of the local attenuation coefficient in human axillary lymph nodes assessed using optical coherence tomography*. Biomed Opt Express, 2012. **3**: p. 366-79.
48. Yashin, K.S., et al., *Quantitative nontumorous and tumorous human brain tissue assessment using microstructural co- and cross-polarized optical coherence tomography*. Scientific Reports, 2019. **9**(1): p. 2024.
49. Kut, C., et al., *Detection of human brain cancer infiltration ex vivo and in vivo using quantitative optical coherence tomography*. Science Translational Medicine, 2015. **7**(292): p. 292ra100-292ra100.
50. Peijun, G., et al., *Parametric imaging of attenuation by optical coherence tomography: review of models, methods, and clinical translation*. Journal of Biomedical Optics, 2020. **25**(4): p. 040901.
51. Smith, A.M., M.C. Mancini, and S. Nie, *Second window for in vivo imaging*. Nature Nanotechnology, 2009. **4**(11): p. 710-711.
52. Almasian, M., et al., *Validation of quantitative attenuation and backscattering coefficient measurements by optical coherence tomography in the concentration-dependent and multiple scattering regime*. J Biomed Opt, 2015. **20**(12): p. 121314.
53. Faber, D., et al., *Quantitative measurement of attenuation coefficients of weakly scattering media using optical coherence tomography*. Optics Express, 2004. **12**: p. 4353-65.
54. Karamata, B., et al., *Multiple scattering in optical coherence tomography. I. Investigation and modeling*. Journal of the Optical Society of America A, 2005. **22**(7): p. 1369-1379.
55. Karamata, B., et al., *Multiple scattering in optical coherence tomography. II. Experimental and theoretical investigation of cross talk in wide-field optical coherence tomography*. Journal of the Optical Society of America A, 2005. **22**(7): p. 1380-1388.
56. Derek, J.S., et al., *Signal attenuation and localization in optical coherence tomography studied by Monte Carlo simulation*. Physics in Medicine & Biology, 1998. **43**(10): p. 3025.
57. Faber, D.J., et al., *Toward assessment of blood oxygen saturation by spectroscopic optical coherence tomography*. Optics Letters, 2005. **30**(9): p. 1015-1017.
58. Yadlowsky, M.J., J.M. Schmitt, and R.F. Bonner, *Multiple scattering in optical coherence microscopy*. Appl Opt, 1995. **34**(25): p. 5699-707.
59. Gang, Y. and V.W. Lihong, *Monte Carlo simulation of an optical coherence tomography signal in homogeneous turbid media*. Physics in Medicine & Biology, 1999. **44**(9): p. 2307.
60. Ruikang, K.W., *Signal degradation by multiple scattering in optical coherence tomography of dense tissue: a Monte Carlo study towards optical clearing of biotissues*. Physics in Medicine & Biology, 2002. **47**(13): p. 2281.
61. Kienle, A., F.K. Forster, and R. Hibst, *Influence of the phase function on determination of the optical properties of biological tissue by spatially resolved reflectance*. Optics Letters, 2001. **26**(20): p. 1571-1573.

62. Schmitt, J.M. and A. Knüttel, *Model of optical coherence tomography of heterogeneous tissue*. Journal of the Optical Society of America A, 1997. **14**(6): p. 1231-1242.
63. Thrane, L., et al., *Extraction of optical scattering parameters and attenuation compensation in optical coherence tomography images of multilayered tissue structures*. Optics Letters, 2004. **29**(14): p. 1641-1643.
64. Thrane, L., H.T. Yura, and P.E. Andersen, *Analysis of optical coherence tomography systems based on the extended Huygens–Fresnel principle*. Journal of the Optical Society of America A, 2000. **17**(3): p. 484-490.
65. Nguyen, V., et al., *Dependent and multiple scattering in transmission and backscattering optical coherence tomography*. Optics Express, 2013. **21**: p. 29145-56.
66. Sergeeva, E., L. Dolin, and I. Turchin, *Theoretical model for assessment of scattering properties for biotissues from OCT images*. Proceedings of SPIE - The International Society for Optical Engineering, 2002. **4707**.
67. Turchin, I., et al., *Estimation of Biotissue Scattering Properties from OCT Images Using a Small-Angle Approximation of Transport Theory*. Laser Physics, 2003. **13**: p. 1524-1529.
68. Turchin, I.V., et al., *Novel algorithm of processing optical coherence tomography images for differentiation of biological tissue pathologies*. J Biomed Opt, 2005. **10**(6): p. 064024.
69. Liu, J., et al., *Optimized depth-resolved estimation to measure optical attenuation coefficients from optical coherence tomography and its application in cerebral damage determination*. J Biomed Opt, 2019. **24**(3): p. 1-11.
70. Smith, G.T., et al., *Automated, Depth-Resolved Estimation of the Attenuation Coefficient From Optical Coherence Tomography Data*. IEEE Trans Med Imaging, 2015. **34**(12): p. 2592-602.
71. Hu, Z., Y. Pan, and A.M. Rollins, *Analytical model of spectrometer-based two-beam spectral interferometry*. Appl Opt, 2007. **46**(35): p. 8499-505.
72. Lan, G. and G. Li, *Design of a k-space spectrometer for ultra-broad waveband spectral domain optical coherence tomography*. Scientific Reports, 2017. **7**(1): p. 42353.
73. Wang, K., et al., *Deconvolution with fall-off compensated axial point spread function in spectral domain optical coherence tomography*. Optics Communications, 2011. **284**: p. 3173-3180.
74. Пейсахсон, И.В., *Оптика спектральных приборов / 2-е изд., доп и пераб.* 1975: Л.: Машиностроение.
75. <https://wasatchphotonics.com/technologies/volume-phase-holographic-gratings/>.
76. Greiner, C.M., D. Iazikov, and T.W. Mossberg, *Diffraction-limited performance of flat-substrate reflective imaging gratings patterned by DUV photolithography*. Optics Express, 2006. **14**(25): p. 11952-11957.
77. Wang, L., et al., *Design and optimization of a spectrometer for high-resolution SD-OCT*. Laser Physics Letters, 2019. **16**: p. 045603.
78. Hosseiny, H. and C. Rosa, *Design and optimization of a spectrometer for Spectral Domain Optical Coherence Tomography*. Vol. 9286. 2014. 92864Z.
79. Hu, Z. and A.M. Rollins, *Fourier domain optical coherence tomography with a linear-in-wavenumber spectrometer*. Optics Letters, 2007. **32**(24): p. 3525-3527.
80. Zaitsev, V.Y., et al., *Strain and elasticity imaging in compression optical coherence elastography: The two-decade perspective and recent advances*. J Biophotonics, 2021. **14**(2): p. e202000257.
81. Schmitt, J., *OCT elastography: imaging microscopic deformation and strain of tissue*. Opt Express, 1998. **3**(6): p. 199-211.
82. Qiu, Y., et al., *Nonlinear characterization of elasticity using quantitative optical coherence elastography*. Biomed Opt Express, 2016. **7**(11): p. 4702-4710.
83. Kennedy, K.M., et al., *Optical palpation: optical coherence tomography-based tactile imaging using a compliant sensor*. Opt Lett, 2014. **39**(10): p. 3014-7.

84. Sovetsky, A.A., et al., *Full-optical method of local stress standardization to exclude nonlinearity-related ambiguity of elasticity estimation in compressional optical coherence elastography*. Laser Physics Letters, 2020. **17**(6): p. 065601.
85. Kennedy, B.F., et al., *Optical coherence micro-elastography: mechanical-contrast imaging of tissue microstructure*. Biomed Opt Express, 2014. **5**(7): p. 2113-24.
86. Matveyev, A.L., et al., *Vector method for strain estimation in phase-sensitive optical coherence elastography*. Laser Physics Letters, 2018. **15**(6): p. 065603.
87. Wang, S., et al., *A focused air-pulse system for optical-coherence-tomography-based measurements of tissue elasticity*. Laser Phys Lett, 2013. **10**(7): p. 075605.
88. Zhu, J., et al., *3D mapping of elastic modulus using shear wave optical micro-elastography*. Sci Rep, 2016. **6**(1): p. 35499.
89. Zvietcovich, F., et al., *Confocal air-coupled ultrasonic optical coherence elastography probe for quantitative biomechanics*. Opt Lett, 2020. **45**(23): p. 6567-6570.
90. Wu, C., et al., *Assessing age-related changes in the biomechanical properties of rabbit lens using a coaligned ultrasound and optical coherence elastography system*. Invest Ophthalmol Vis Sci, 2015. **56**(2): p. 1292-300.
91. Crecea, V., et al., *Magnetomotive nanoparticle transducers for optical rheology of viscoelastic materials*. Opt Express, 2009. **17**(25): p. 23114-22.
92. Singh, M., et al., *Optical coherence elastography for evaluating customized riboflavin/UV-A corneal collagen crosslinking*. J Biomed Opt, 2017. **22**(9): p. 91504.
93. Sticker, M., et al., *Quantitative differential phase measurement and imaging in transparent and turbid media by optical coherence tomography*. Opt Lett, 2001. **26**(8): p. 518-20.
94. Wang, R.K., S. Kirkpatrick, and M. Hinds, *Phase-sensitive optical coherence elastography for mapping tissue microstrains in real time*. Applied Physics Letters, 2007. **90**(16): p. 164105-164105.
95. Liang, X., et al., *Optical micro-scale mapping of dynamic biomechanical tissue properties*. Opt Express, 2008. **16**(15): p. 11052-65.
96. Zaitsev, V.Y., et al., *Optimization of phase-variation measurements in low-coherence methods: implications for OCE* 2016. 98871G.
97. Vogel, A., et al., *Optical properties of human sclera, and their consequences for transsclera laser applications*. Lasers in surgery and medicine, 1991. **11**: p. 331-40.
98. HanQun, S., et al. *Pressure effects on soft tissues monitored by changes in tissue optical properties*. in *Proc.SPIE*. 1998.
99. Chan, E., et al., *Effects of Compression on Soft Tissue Optical Properties*. Selected Topics in Quantum Electronics, IEEE Journal of, 1997. **2**: p. 943-950.
100. Gurjarpadhye, A.A., et al., *Effect of Localized Mechanical Indentation on Skin Water Content Evaluated Using OCT*. International Journal of Biomedical Imaging, 2011. **2011**(1): p. 817250.
101. Rylander, C., et al., *Mechanical Tissue Optical Clearing Devices: Enhancement of Light Penetration in Ex Vivo Porcine Skin and Adipose Tissue*. Lasers in surgery and medicine, 2008. **40**: p. 688-694.
102. Pantojo, R., C. Dominguez, and G. Cardoso, *Optical attenuation coefficient of skin under low compression*. Journal of the Optical Society of America A, 2023. **40**: p. 955-960.
103. Ландсберг, Г.С., *Оптика*. 2003: М.: ФИЗМАТЛИТ.
104. Короленко, П.В., *Оптика когерентного излучения* 1997: М.: МГУ им. М. В. Ломоносова.
105. Лебедев, Н.Н., *Специальные функции и их приложения / Изд. 2-е, перераб. и доп.* 1963: Москва; Ленинград: Государственное издательство физико-математической литературы.

106. Попов, А.В., *Формирование световых точек на пределе дифракционного разрешения*, in *Материалы Международной конференции и молодёжной школы «Информационные технологии и нанотехнологии»* 2016: Самара. р. с. 235-242.
107. Лоссов, К.И. and Е.Г. Маркарян, *Преобразования Фурье и Лапласа: методические указания*. 2017: М.: МИИГАиК.
108. Ксенофонтов, С.Ю., et al., *Подавление артефактов, вызванных неидентичностью параллельных каналов приёма сигнала в спектральной оптической когерентной томографии* Изв. вузов. Радиофизика, 2019. Т. 62(№ 2.): р. С. 167–176.
109. Poularikas, A.D. and Z.M. Ramadan, *Adaptive Filtering Primer with MATLAB* 2006: Taylor & Francis.
110. Jacquelin, J., *REGRESSIONS et EQUATIONS INTEGRALES*, 2009. р. 85.

Основные результаты автора опубликованы в работах:

A1. E.P. Sherstnev, P.A. Shilyagin, D.A. Terpelov, V.M. Gelikonov, G.V. Gelikonov. An Improved Analytical Model of a Spectrometer for Optical Coherence Tomography// *Photonics* 2021, 8, 534. <https://doi.org/10.3390/photonics8120534>

A2. A.A. Moiseev, K.A. Achkasova, E.B. Kiseleva, K.S. Yashin, A.L. Potapov, E.L. Bederina, S.S. Kuznetsov, E.P. Sherstnev, D.V. Shabanov, G.V. Gelikonov, Y.V. Ostrovskaya, and N.D. Gladkova. Brain white matter morphological structure correlation with its optical properties estimated from optical coherence tomography (OCT) data// *Biomed. Opt. Express* 13, 2393-2413 (2022). <https://doi.org/10.1364/BOE.457467>

A3. A. Moiseev, A. Potapov, E. Sherstnev, G. Gelikonov, V. Gelikonov, M. Sirotkina, P. Shilyagin, S. Ksenofontov and N. Gladkova. Depth-resolved attenuation coefficient estimation from optical coherence tomography data in case of incomplete signal attenuation in the imaging depth range// *Laser Phys. Lett.* 20 (2023) 075601 (6pp). <https://doi.org/10.1088/1612-202X/acd7e2>

A4. A. Moiseev, E. Sherstnev, E. Kiseleva, K. Achkasova, A. Potapov, K. Yashin, M. Sirotkina, G. Gelikonov, V. Matkivsky, P. Shilyagin, S. Ksenofontov, E. Bederina, I. Medyanik, E. Zagaynova, N. Gladkova. Depth-resolved method for attenuation coefficient calculation from optical coherence tomography data for improved biological structure visualization// *J. Biophotonics*. 2023;e202100392. <https://doi.org/10.1002/jbio.202100392>

A5. E.P. Sherstnev, A.A. Moiseev, A.A. Sovetsky, P.A. Shilyagin, S.Y. Ksenofontov, G.V. Gelikonov. Method of Tissue Differentiation Based on Changes in Tissue Optical Properties Under Mechanical Stress Estimated with Optical Coherence Tomography// *Photonics* 2025, 12, 122. <https://doi.org/10.3390/photonics12020122>

А6. Е.П. Шерстнев, П.А. Шилягин. Оценка влияния разрешающей способности спектрометра на изображения оптической когерентной томографии// Труды XXIII научной конференции по радиофизике, посвященной 100-летию со дня рождения Н.А. Железцова (Нижний Новгород, 13—21 мая 2019 г.). Нижний Новгород: ННГУ, 2019. – 37-39 с.

А7. Е.П. Шерстнев, П.А. Шилягин. Оценка влияния разрешающей способности дифракционной решетки на величину сигнала в спектральной ОКТ// 25 Нижегородская сессия молодых ученых (технические, естественные, гуманитарные науки): материалы тезисов и доклады. Нижний Новгород. НРЛ, 2020. – 259-261 с.

А8. Е.П. Шерстнев, П.А. Шилягин, Г.В. Геликонов. Определение разрешающей способности спектрометра в низкокогерентной интерферометрии// Труды XXV научной конференции по радиофизике, (Нижний Новгород, 14—26 мая 2021 г.). Нижний Новгород: ННГУ, 2021. – 25-27 с.

А9. E. Sherstnev, A. Moiseev, G. Gelikonov. Study of changes in the attenuation coefficient of tissue with deformation according to oct data// BRICS Workshop on Biophotonics 2023 — Book of Abstracts, 2023. – 25-29 с., DOI: 10.24412/cl-37136-2023-1-25-29