

Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего профессионального образования «Саратовский государственный университет имени Н.Г. Чернышевского»

На правах рукописи

Джаван Самади Сина

Низкокогерентная интерферометрия случайно-неоднородных сред: фундаментальные основы и диагностические приложения

01.04.21 - лазерная физика

Диссертация
на соискание учёной степени
кандидата физико-математических наук

Научный руководитель
д.ф.-м.н., проф. Зимняков Д. А.

Саратов – 2014

содержание

ВВЕДЕНИЕ	4
глава 1. Лазерные и оптические методы зондирования случайно-неоднородных сред: современное состояние и перспективы развития	21
1.1. Характерные масштабы взаимодействия оптического излучения со случайно-неоднородной средой и транспортные параметры среды.....	23
1.2. Лазерные и оптические диффузионные методы измерения транспортных параметров случайно-неоднородных сред.....	36
1.3. Краткие выводы по главе.....	59
глава 2. Моделирование эффективной диэлектрической функции и транспортных свойств случайно-неоднородных сред в оптическом диапазоне основные методы и подходы	60
2.1. Моделирование диэлектрической функции и оптических транспортных параметров случайно-неоднородных сред в низкочастотном пределе.....	63
2.2. Моделирование оптических транспортных параметров случайно-неоднородных дисперсных систем с высокой плотностью упаковки рассеивающих центров.....	70
2.3. Краткие выводы по главе.....	80
глава 3. Анализ влияния граничных условий для уравнения переноса излучения на временной отклик зондируемой случайно-неоднородной среды при импульсно-модуляционном и низкокогерентном зондировании	81
3.1. Влияние эффективного показателя преломления случайно-неоднородной среды на длину экстраполяции.....	83
3.2. Анализ влияния граничных условий на границе раздела «дисперсная система – свободное пространство» на временной отклик дисперсной системы при ее зондировании ультракороткими световыми импульсами.....	87

3.3. Краткие выводы по главе.....	92
глава 4. Низкокогерентная интерферометрия случайно-неоднородных сред с использованием частотно-модулированных лазерных источников зондирующего излучения.....	94
4.1. Методика проведения эксперимента по низкокогерентному интерферометрическому зондированию случайно-неоднородных сред.....	95
4.2. Обсуждение экспериментальных результатов.....	98
4.2.1. Низкокогерентная рефлектометрия в режиме $L \gg l^*$	100
4.2.2. Низкокогерентная рефлектометрия в режиме $L \leq l^*$	105
4.3. «Квазиволноводный» режим распространения зондирующего излучения в оптически тонких слоях при их низкокогерентном интерферометрическом зондировании.....	109
4.4. Краткие выводы по главе.....	113
Заключение.....	114
Список использованных источников.....	118
ПРИЛОЖЕНИЕ А.....	138
ПРИЛОЖЕНИЕ В.....	146

ВВЕДЕНИЕ

Одним из актуальных направлений в современной лазерной физике является развитие фундаментальных основ и практическая реализация лазерных методов зондирования систем со сложной структурой и динамикой, позволяющих получать количественную информацию о морфологических свойствах и особенностях движения структурных элементов системы на различных иерархических уровнях организации системы (от атомарного до макроскопического).

Значительный интерес представляет морфофункциональная диагностика дисперсных сред с неупорядоченной структурой на мезоскопическом уровне (на пространственных масштабах от единиц нанометров до десятков микрон), поскольку особенности организации неупорядоченной структуры системы на данном уровне, с одной стороны, несут на себе «отпечаток» ее атомно-молекулярных свойств, а с другой стороны, оказывают существенное влияние на комплекс ее макроскопических физико-химических свойств. Естественным фактором, определившим высокую эффективность применения лазерных методов для зондирования случайно-неоднородных сред на мезоскопическом уровне, является соответствие между длиной волны зондирующего лазерного излучения ближнего ультрафиолетового, видимого и ближнего инфракрасного диапазонов и характерными размерами пространственных неоднородностей структуры на мезоскопическом уровне. Это позволяет обеспечить достаточно высокое пространственное разрешение лазерного зондирования случайно-неоднородных сред (например, в случае диффузионно-волновой спектроскопии нестационарных многократно рассеивающих сред возможен анализ особенностей движения частиц, формирующих среду, на пространственных масштабах порядка 1 нм и на временных – порядка 1 нс и менее).

С другой стороны, именно в данном интервале пространственных масштабов проявляются резонансные и кооперативные эффекты при

взаимодействии лазерного излучения со структурно-неупорядоченными дисперсными системами, что обеспечивает достаточно высокую чувствительность лазерных и других оптических методов диагностики к вариациям структурных и динамических характеристик зондируемых случайно-неоднородных сред.

Следует отметить, что значительный интерес к лазерным методам зондирования случайно-неоднородных сред с использованием импульсного, периодически модулированного и непрерывного лазерного излучения был проявлен многими ведущими исследовательскими группами в России и за рубежом в период с начала девяностых годов прошлого века по начало двухтысячных. Это было в значительной степени обусловлено перспективами создания и развития новых методов и подходов в биомедицинской диагностике и терапии, безопасных с точки зрения ионизирующих воздействий на ткань (по сравнению, например, с рентгеновскими методами и позитронной томографией), относительно дешевой используемой элементной базы (по сравнению с ЯМР-томографией) и многофункциональностью. Значительные усилия были направлены на развитие, а также лабораторное и клиническое применение таких лазерных диагностических методов, как диффузионно-волновая спектроскопия, импульсно-модуляционная и частотно-модуляционная оптическая диффузионная томография. Развитие данных направлений связано с именами таких исследователей, как Д. Вейтц (David Weitz), Д. Пайн (David Pine), Б. Чанс (Britton Chance), А. Йод (Arjun Yodh), Д. Боас (David Boas), В.В. Любимов, В.В. Шувалов и др. Помимо биомедицинских приложений, импульсно-модуляционные и частотно-модуляционные методы зондирования случайно-неоднородных сред в последнее время нашли применение в физическом материаловедении. В частности, с их использованием группой исследователей COPS (Complex Photonic Systems) из университета Твенте (Нидерланды) под руководством проф. А. Лагендайка установлен ряд фундаментальных особенностей диффузионного

распространения света в случайно-неоднородных средах вблизи порога локализации.

Другим перспективным направлением лазерного зондирования случайно-неоднородных сред, интенсивно развивающимся в течение последних двух десятилетий, является низкокогерентная интерферометрия и основанная на ней оптическая когерентная томография (ОКТ). Базовые принципы данного направления, получившие свое первоначальное развитие в работах группы А. Фершера (Австрия), группы Дж. Фуджимото (США) и группы Института прикладной физики РАН (Россия, В.М. Геликонов, Г.В. Геликонов, А.М. Сергеев и др.), в настоящее время разработаны до уровня общедоступности методов и средств ОКТ в лабораторной и клинической медицине. Если первоначально в ОКТ системах применялись достаточно широкополосные источники излучения с низкой степенью временной и высокой степенью пространственной когерентности (как правило, суперлюминесцентные диоды), то в настоящее время разработаны ОКТ системы с использованием свипирования частоты лазерных источников излучения (swept-source optical coherence tomography). Это позволяет отнести, например, низкокогерентную интерферометрию с использованием частотно-модулированных лазерных источников к лазерным методам зондирования случайно-неоднородных сред.

Следует отметить, что существуют определенные аналогии между импульсно-модуляционным зондированием и низкокогерентной интерферометрией объектов со сложной структурой, которые наиболее очевидно проявляются в случае применения в качестве источников излучения в низкокогерентных интерферометрах импульсных лазеров с субпикосекундной длительностью импульсов.

Несмотря на значительные успехи, достигнутые к настоящему времени в области импульсно-модуляционного и низкокогерентного лазерного зондирования случайно-неоднородных сред, достаточно значительная часть фундаментальных и прикладных аспектов проблемы лазерного зондирования

проработана в недостаточной степени. Отсутствуют единые подходы к решению обратных задач лазерного импульсно-модуляционного и низкокогерентного зондирования, позволяющие установить взаимосвязи между характеристиками затухания регистрируемого лазерного излучения и оптическими транспортными параметрами зондируемой среды, и с другой стороны – между оптическими транспортными параметрами и структурными характеристиками среды. При использовании импульсно-модуляционных методов лазерного зондирования для корректного решения обратной задачи нахождения, например, транспортного коэффициента рассеяния среды в рамках диффузионного приближения приходится прибегать к дополнительным независимым измерениям эффективного показателя преломления, оказывающего значительное влияние на корректность используемых граничных условий. Метод импульсно-модуляционного зондирования традиционно применим для случайно-неоднородных сред, характеризующихся существенно диффузионным режимом распространения излучения. Напротив, низкокогерентная интерферометрия и оптическая когерентная томография применяются в основном к оптически тонким стратифицированным случайно-неоднородным средам, информативная составляющая сигнала связана с обратно отраженной «баллистической» составляющей зондирующего пучка. При этом составляющая сигнала, обусловленная многократным рассеянием излучения в зондируемом слое и несущая информацию о его оптических транспортных параметрах, рассматривается в качестве шумовой компоненты, ухудшающей качество формируемых ОКТ изображений. Нахождение оптических транспортных параметров зондируемого слоя наряду с визуализацией его стратифицированной структуры представляет значительный практический интерес для ряда современных приложений ОКТ технологий в биомедицине и физическом материаловедении.

Таким образом, решение вышеперечисленных задач является актуальной проблемой лазерного зондирования объектов со сложной

структурой, решение которой позволит не только существенно расширить функциональные возможности лазерных диагностических методов, основанных на принципах импульсно-модуляционного зондирования и низкокогерентной интерферометрии случайно-неоднородных сред, но и предложить новые эффективные диагностические методы и подходы для приложений в биомедицине и материаловедении.

В связи с этим целью диссертационной работы явилось развитие и экспериментальная апробация новых методов и подходов к интерпретации и анализу данных низкокогерентной интерферометрии случайно-неоднородных сред применительно к задачам определения оптических транспортных параметров и структурных характеристик зондируемых сред в физическом материаловедении и биомедицине.

Для достижения поставленной цели решались следующие **основные задачи:**

- разработка и экспериментальная верификация теоретических моделей для расчета оптических транспортных параметров (транспортной длины распространения зондирующего излучения, параметра анизотропии рассеяния и эффективного показателя преломления) случайно-неоднородных сред с высокой плотностью упаковки рассеивающих центров на основе данных о структурных характеристиках среды и диэлектрических свойствах ее составляющих;

- адаптация разработанных моделей применительно к проблеме восстановления значений оптических транспортных параметров и структурных характеристик зондируемых случайно-неоднородных сред по данным низкокогерентного интерференционного зондирования;

- теоретические и экспериментальные исследования особенностей формирования затухающих спекл-модулированных сигналов низкокогерентного интерферометра с зондируемой случайно-неоднородной средой в качестве диффузного отражателя в объектном плече;

- экспериментальная апробация низкокогерентного интерференционного метода определения оптических транспортных параметров случайно-неоднородных сред для различных режимов распространения зондирующего излучения в среде с использованием модельных рассеивающих сред и дисперсных наноматериалов.

Основные результаты и положения, выносимые на защиту:

1. Сглаженное значение амплитуды спекл-модулированного выходного сигнала низкокогерентного интерферометра со слоем случайно-неоднородной среды в качестве диффузного отражателя в объектном плече убывает при возрастании разности хода опорного и объектного пучков по экспоненциальному закону при условии превышения разностью хода характерного масштаба диффузного распространения зондирующего излучения в слое.
2. В режиме изотропного рассеяния постоянная затухания выходного сигнала низкокогерентного интерферометра со слоем случайно-неоднородной среды в объектном плече при уменьшении оптической толщины слоя асимптотически стремится к значению, определяемому величиной $\left\{ \ln \left(n_{ef} / \sqrt{n_{ef}^2 - 1} \right) \right\}^{-1}$, где l^* - транспортная длина, n_{ef} - эффективный показатель преломления вещества слоя.
3. Постоянная затухания сигнала низкокогерентного интерферометра со слоем случайно-неоднородной среды в объектном плече достигает минимальной величины при значении транспортной длины распространения излучения в слое, равной $\approx L/3$, где L - толщина слоя, при значениях эффективного показателя преломления слоя в интервале от 1.40 до 1.60.
4. Модель Максвелла Гарнетта применима для оценки транспортного коэффициента рассеяния дисперсных сред на основе данных низкокогерентного интерферометрического зондирования с погрешностью не хуже 10% при условии, что дифракционный параметр рассеивающих центров не превышает 0.3 при их объемной доле в среде в интервале от 0.2 до 0.5.

5. Предложен метод определения оптических транспортных параметров слабопоглощающих случайно-неоднородных сред по данным низкокогерентного интерференционного зондирования на основе модели эффективной среды в приближении когерентного потенциала.

Научная новизна работы:

1. Впервые установлен универсальный характер экспоненциального убывания шумовой спекл-модулированной составляющей импульсного отклика слоев случайно-неоднородных сред при их импульсно-модуляционном или низкокогерентном интерферометрическом зондировании, проявляющийся как для существенно диффузионного режима, так и для режима малократного обратного рассеяния зондирующего излучения слоем.

2. Впервые предложен оригинальный подход к определению оптических транспортных параметров и структурных характеристик случайно-неоднородных сред, применимый для интерпретации данных не только низкокогерентной интерферометрии, но и других оптических диффузионных методов зондирования (спектроскопии диффузного отражения и пропускания, спектроскопии когерентного обратного рассеяния, спекл-коррелометрии полного поля). Подход основан на нахождении в системе координат (n_{ef}, l^*) точки пересечения двух зависимостей транспортной длины l^* для слоя среды от эффективного показателя преломления n_{ef} вещества слоя. Одна из зависимостей соответствует в рамках теории переноса излучения полученным эмпирическим данным, а другая построена с использованием модели эффективной среды в приближении когерентного потенциала для различных значений структурных характеристик зондируемого слоя.

3. Впервые установлены особенности «квазиволноводного» распространения зондирующего излучения в оптически тонких слоях случайно-неоднородных сред. Количественно исследована взаимосвязь между постоянной затухания

шумовой составляющей сигнала низкокогерентного интерферометра, параметром анизотропии рассеяния и эффективным показателем преломления вещества слоя для «квазиволноводного» режима.

Практическая значимость. Результаты диссертационной работы существенно расширяют функциональные возможности существующих низкокогерентных интерференционных методов, равно как и лазерных импульсно-модуляционных методов зондирования случайно-неоднородных сред в части определения их оптических транспортных параметров и структурных характеристик и представляют собой физическую основу для создания новых эффективных диагностических подходов в физическом материаловедении и биомедицине.

Разработанный метод определения транспортной длины распространения излучения в среде, ее эффективного показателя преломления для длины волны зондирующего излучения, а также структурных характеристик среды (среднего размера и объемной доли частиц или их кластеров в среде) предоставляет возможность технологического контроля микро- и наноструктурированных дисперсных систем и композитных материалов в процессе их синтеза.

Установленная и теоретически и экспериментально обоснованная в ходе выполнения работы возможность получения в процессе ОКТ зондирования слабо рассеивающих стратифицированных сред не только визуальной информации об их надмолекулярной структуре, но и количественных данных о транспортном коэффициенте рассеяния и эффективном показателе среды в области зондирования открывает новые возможности в оптической биомедицинской диагностике в части распознавания патологий биотканей на ранних стадиях их развития.

Полученные в ходе выполнения диссертационной работы результаты использовались при выполнении грантов РФФИ (№ 13-02-00440, «Диагностика биологических тканей с помощью модуляционной спекл-спектроскопии», № 13-02-90468, «Спектрально-поляриметрическая и

корреляционная оптическая биопсия») и НИР по Федеральной целевой программе Минобрнауки РФ (соглашение № 14.В37.21.1080, «Развитие спектрально-поляризационных и когерентно-оптических методов морфофункциональной диагностики дисперсных наносистем и композитных наноматериалов»).

Результаты, полученные в ходе выполнения диссертационной работы, предполагается использовать в учебном процессе подготовки бакалавров и магистров, обучающихся по естественнонаучным и техническим направлениям «Физика», «Техническая физика», «Приборостроение», а также аспирантов по специальностям «Оптика», «Лазерная физика», «Биофизика». Форма возможного использования результатов включает в себя модернизацию специальных курсов лекций и постановку учебно-исследовательских работ в специальных практикумах по оптическим и лазерным измерениям.

Личный вклад автора диссертации состоит в непосредственном участии в постановке и решении основных задач работы, в разработке методик теоретического анализа и экспериментальных исследований, обработке, обсуждении и интерпретации полученных результатов. Представленные экспериментальные результаты получены или лично автором, или при его непосредственном участии совместно с д.ф.-м.н., проф. Зимняковым Д.А. В экспериментальных исследованиях особенностей затухания выходных сигналов низкокогерентного интерферометра при зондировании плотноупакованных наноструктурированных дисперсных сред также принимали участие к.ф.-м.н. Ушакова О.В. и аспирант Ювченко С.А. Статистическое моделирование переноса зондирующего излучения в «квазиволноводном» режиме в оптически тонких слоях рассеивающих сред осуществлялось совместно с к.ф.-м.н. Исаевой Е.А.

Достоверность полученных результатов обеспечивается использованием хорошо обоснованных и многократно апробированных экспериментальных методов анализа оптических свойств дисперсных сред;

соответствием в частных случаях полученных данных известным из литературы результатам аналогичных исследований, выполненным другими научно-исследовательскими группами; воспроизводимостью экспериментальных данных и их соответствием результатам теоретического моделирования переноса зондирующего низкокогерентного излучения в дисперсных системах, полученным с использованием обоснованных и апробированных теоретических моделей.

Апробация работы.

Результаты, представленные в диссертационной работе, докладывались и обсуждались на международной междисциплинарной школе для студентов и молодых учёных по оптике, лазерной физике и биофизике Saratov Fall Meeting International School for Junior Scientists and Students on Optics, Laser Physics and Biophotonics (SFM) (Саратов, Россия, 2013 г.) и международной конференции "Correlation Optics'13" (Черновцы, Украина, 2013 г.).

Публикации.

По материалам диссертации автором опубликовано 7 печатных работ, в т.ч. 5 в изданиях, рекомендованных ВАК РФ, и 2 в сборниках научных трудов и материалах конференций.

Структура и объём диссертации

Диссертация состоит из введения, четырех глав, заключения и списка литературы, состоящий из 151 наименований. Материалы работы изложены на 117 страницах, содержащих 35 рисунков и 1 таблицы.

Краткое содержание работы.

Во **введении** указаны цели и задачи исследования, обоснованы актуальность темы, научная новизна и практическая значимость результатов, кратко изложено содержание работы и сформулированы основные результаты и положения, выносимые на защиту.

В **главе 1 п. 1.1.** обсуждаются основные подходы к анализу процессов переноса лазерного и частично когерентного излучения в случайно-неоднородных средах, вводится система оптических транспортных

параметров для количественного описания взаимодействия излучения со случайно-неоднородной средой в рамках теории переноса излучения, а также рассматривается взаимосвязь между оптическими транспортными параметрами среды и ее структурными и диэлектрическими характеристиками (средним размером рассеивающих центров и их объемной долей в среде, а также диэлектрической проницаемостью рассеивающих центров и базовой среды для дискретных систем рассеивателей и радиусом корреляции и дисперсией флуктуаций диэлектрической проницаемости для сред с непрерывно распределенными значениями диэлектрической проницаемости). В качестве основных параметров для количественного описания переноса излучения в случайно-неоднородных средах, используемых в дальнейшем изложении, введена транспортная длина распространения излучения в зондируемой среде, l^* , длина рассеяния l_s , длина поглощения l_a , параметр анизотропии рассеяния g и эффективный показатель преломления среды n_{ef} . Производными от этих параметров являются классические характеристики случайно-неоднородных сред – коэффициент рассеяния μ_s , транспортный коэффициент рассеяния μ'_s и коэффициент поглощения среды μ_a . Обсуждены пределы применимости данного подхода, определяемые особенностями взаимодействия локальных рассеянных полей от соседствующих рассеивающих центров на масштабах порядка длины волны зондирующего излучения при высоких плотностях упаковки рассеивателей.

В главе 1 п. 1.2. рассмотрены различные оптические диффузионные методы зондирования случайно-неоднородных сред, а также основные подходы к решению обратной задачи определения оптических транспортных параметров зондируемых сред на основе полученных эмпирических данных. К обсуждаемым в данном разделе методам относятся как спектральные методы (в частности, классическая схема определения μ_s , μ'_s и μ_a на основе спектральных измерений коэффициента диффузного отражения,

коэффициентов диффузного и коллимированного пропускания слоя среды с использованием спектрофотометра с интегрирующими сферами), так и методы с использованием импульсных, частотно-модулированных и непрерывных источников излучения). Описаны особенности импульсно-модуляционных (time-domain) и частотно-модуляционных (frequency-domain) оптических диффузионных методов зондирования, а также основные подходы к решению обратной задачи восстановления пространственных распределений коэффициентов рассеяния и поглощения среды по полученным данным. Применительно к решению обратной задачи спектроскопии диффузного отражения и пропускания обсуждены такие популярные методы, как метод добавления-удвоения и инверсное Монте-Карло моделирование. К числу известных в настоящее время методов зондирования случайно-неоднородных сред с использованием непрерывного лазерного излучения относится достаточно простой и элегантный метод видеорефлектометрии с использованием наклонно падающего лазерного пучка (the oblique incidence angle technique), метод спекл-коррелометрии полного поля с использованием локализованного источника зондирующего излучения и пространственной фильтрации рассеянного лазерного света в плоскости изображения поверхности зондируемой среды. Также непрерывное лазерное излучение используется в случае зондирования многократно рассеивающих сред с использованием эффекта когерентного обратного рассеяния (КОР). В КОР технологиях зондирования могут быть также применены широкополосные источники излучения с последующей спектральной селекцией рассеянного света; подобный подход может быть определен как «спектроскопия когерентного обратного рассеяния».

В данном разделе также обсуждены возможные подходы к определению эффективного показателя преломления зондируемой среды (в частности, на основе анализа угловых распределений s- и p-поляризованных составляющих излучения, диффузно рассеянного слоем среды). Проблема определения точных значений n_{ef} становится весьма актуальной в случае

зондирования геометрически тонких слоев случайно-неоднородных сред со значениями транспортной длины l^* , сопоставимыми с длиной волны зондирующего излучения.

В завершающем разделе главы 1 обобщены основные преимущества и недостатки известных в настоящее время оптических методов зондирования случайно-неоднородных сред и обоснован выбор направления исследований – развития метода низкокогерентного зондирования подобных объектов.

Глава 2 посвящена развитию теоретических методов определения оптических транспортных параметров случайно-неоднородных сред (эффективного показателя преломления n_{ef} , транспортной длины l^* и параметра анизотропии рассеяния g) из значений их структурных характеристик.

В **главе 2 п. 2.1.** рассмотрены пределы применимости классических моделей эффективной среды (Максвелла Гарнета и Бругемана) для расчета эффективной диэлектрической проницаемости и, соответственно, n_{ef} на оптических частотах. Обсуждены особенности влияния частотных зависимостей материалов рассеивающих центров и содержащей их базовой среды в низкочастотном пределе (например, при зондировании ансамблей наночастиц излучением видимого и ближнего ИК диапазонов) на эффективную диэлектрическую проницаемость среды. Данные особенности связаны с возможными проявлениями так называемых резонансов Фрелиха в спектральных областях, характеризующихся отрицательными значениями действительной части диэлектрической проницаемости материала частиц. Подобный эффект может быть весьма значимым при зондировании видимым, ближним УФ и ближним ИК излучением дисперсных систем на основе металлических и полупроводниковых наночастиц. Отмечается, что результаты, получаемые с использованием моделей Максвелла Гарнета и Бругемана, становятся неадекватными при переходе от релеевского рассеяния к режиму рассеяния Ми, когда эффективная диэлектрическая

проницаемость и n_{ef} становятся зависимыми не только от объемной доли рассеивающих центров в среде, но также и от отношения их среднего размера к длине волны зондирующего излучения.

В главе 2 п. 2.2. представлен разработанный в диссертационной работе метод вычисления оптических транспортных параметров случайно-неоднородных сред, представляющих собой плотноупакованные ансамбли рассеивающих частиц, с использованием модели эффективной пространственно-однородной среды с комплексным показателем преломления. Основным принцип, лежащий в основе данного метода, заключается в подборе показателя преломления эффективной среды, соответствующего критерию равенства 0 амплитуды рассеяния вперед для локального объема эффективной среды, замещаемого эквивалентными объемами моделируемой среды, состоящими из базовой среды или содержащими рассеивающий центр и базовую среду. Для двух возможных конфигураций пробного объема (пробный объем, содержащий только базовую среду и пробный объем с рассеивающим центром и базовой средой) вычисляется среднее значение амплитуды рассеяния вперед с учетом вероятности замещения локального объема эффективной среды пробным объемом первого или второго типа. Вероятность определяется объемной долей рассеивающих центров в моделируемой среде. Вычисление комплексных значений амплитуды рассеяния вперед для пробных объемов первого и второго типов осуществляется с использованием теории Ми рассеяния света на сферической частице и на сфере в оболочке. Минимизация среднего значения амплитуды рассеяния вперед производится с помощью итеративной процедуры, при этом варьируемым параметром является комплексный показатель преломления эффективной среды. По найденному в результате минимизации значению показателя преломления вычисляются оптические транспортные параметры моделируемой среды: эффективный показатель преломления n_{ef} по действительной части и длина рассеяния l по мнимой части. Найденные подобным образом значения

используются для нахождения параметра анизотропии рассеяния с использованием аналогичной процедуры минимизации параметра асимметрии рассеяния. Исходные тексты программ на языке C++ для реализации данных процедур моделирования приведены в приложениях А и Б к диссертационной работе.

Проведено сопоставление оптических транспортных параметров случайно-неоднородных сред с различными значениями структурных и диэлектрических характеристик, полученных с использованием разработанной модели, с известными из литературы эмпирическими данными и результатами расчетов в приближении слабого рассеяния, дающем адекватные результаты при малых значениях объемной доли рассеивателей в среде. Показано, что в области малых концентраций рассеивающих центров оба подхода дают практически идентичные результаты. В то же время, при возрастании объемной доли рассеивателей разработанная модель, в отличие от приближения слабого рассеяния, позволяет адекватно учесть влияние частичной корреляции локальных полей, рассеянных соседствующими частицами, на немонотонное поведение длины рассеяния и транспортной длины в зависимости от объемной доли. В разделе также представлены количественные данные по производительности используемых вычислительных процедур в зависимости от параметров моделируемой среды (в частности, от показателя преломления рассеивающих центров).

Глава 3 посвящена анализу влияния граничных условий для диффузной составляющей зондирующего излучения на временной отклик зондируемой среды при импульсно-модуляционном и низкокогерентном интерферометрическом зондировании. В **разделе 3.1** проведен анализ и обобщение известных экспериментальных и теоретических данных о влиянии эффективного показателя преломления среды на длину экстраполяции z_{ext} как важнейшей масштабной характеристики, определяющий пространственные распределения диффузной составляющей

рассеянных световых полей вблизи границ случайно-неоднородных объектов. Рассмотрено поведение z_{ext} для случаев $n_{ef}/n_0 > 1$ и $n_{ef}/n_0 \leq 1$, где n_0 - показатель преломления свободного пространства, граничащего со случайно неоднородной средой. Существенно более значительное влияние n_{ef} на длину экстраполяции и, соответственно, на временной отклик среды при импульсно-модуляционном и низкокогерентном интерференционном зондировании обусловлен влиянием полного внутреннего отражения на границе, приводящего к множественному отражению диффузной составляющей вглубь слоя. Рассмотрены особенности взаимосвязи длины экстраполяции и эффективного показателя преломления для случайно-неоднородных сред с крупнозернистой структурой с характерным размером неоднородностей, существенно превышающим длину волны зондирующего излучения.

В разделе 3.2 представлены результаты статистического моделирования временного отклика случайно-неоднородных сред при их зондировании ультракороткими световыми импульсами, проведена интерпретация и обобщение полученных данных с учетом результатов анализа, представленных в предыдущем разделе.

Глава 4 посвящена разработке, теоретическому обоснованию и экспериментальной верификации метода низкокогерентного интерференционного зондирования применительно к определению оптических транспортных параметров и структурных характеристик случайно-неоднородных сред. В разделе 4.1 представлены общие принципы низкокогерентного интерференционного зондирования с использованием лазерных частотно-модулированных источников.

В разделе 4.2 приводится теоретическое обоснование метода оценки оптических транспортных параметров сильно рассеивающих случайно-неоднородных сред по затухающему спекл-модулированному сигналу низкокогерентного интерферометра с использованием диффузионного приближения теории переноса излучения и представленной в главе 2

теоретической модели для описания взаимосвязи оптических транспортных параметров среды и ее структурных характеристик. Дано описание методики экспериментальной верификации метода низкокогерентного интерференционного зондирования для случая $L \gg l^*$, где L - толщина зондируемого слоя, и представлены результаты верификации с использованием слоев плотноупакованных оксидных наночастиц, характеризующихся высокой эффективностью рассеяния.

В разделе 4.3 обсуждаются особенности использования разработанного метода для зондирования образцов в режимах $L \approx l^*$ и $L \leq l^*$, когда диффузионное приближение неприменимо. Применение метода статистического моделирования переноса излучения в слое позволяет получить семейство немонотонных зависимостей постоянной убывания интерференционного сигнала от транспортной длины l^* при заданной толщине слоя и различных значениях n_{ef} . Характеризация зондируемого образца по значению эффективного показателя преломления может быть осуществлена либо с использованием представленной в главе 2 теоретической модели (при условии наличия данных о структурных характеристиках зондируемого слоя), либо из сопоставления значений оптической и геометрической толщин слоя (при условии регистрации интерференционного сигнала, обратно отраженного нижней границей слоя).

В разделе 4.4 рассмотрены особенности низкокогерентной интерферометрической диагностики оптически тонких слоев случайно-неоднородных сред в режиме $L \ll l^*$, когда экспоненциальное затухание шумовой составляющей регистрируемого интерференционного сигнала обусловлено преимущественным «квазиволноводным» распространением диффузных составляющих рассеянного излучения на расстояния вдоль слоя, существенно превышающие его геометрическую толщину. Получены теоретические зависимости постоянной затухания интерференционного сигнала от n_{ef} и параметра анизотропии материала слоя.

В заключении сформулированы основные выводы диссертационной работы.

ГЛАВА 1. ЛАЗЕРНЫЕ И ОПТИЧЕСКИЕ МЕТОДЫ ЗОНДИРОВАНИЯ СЛУЧАЙНО-НЕОДНОРОДНЫХ СРЕД: СОВРЕМЕННОЕ СОСТОЯНИЕ И ПЕРСПЕКТИВЫ РАЗВИТИЯ

Период с середины семидесятых годов XX века по настоящее время характеризуется интенсивным развитием методов зондирования пространственно-неоднородных сред со случайной структурой с использованием электромагнитного излучения оптического диапазона. Совершенствование существующих и создание новых подходов к получению информации о структуре и свойствах подобных объектов в это время обусловлено рядом объективных обстоятельств, к которым прежде всего следует отнести высокую востребованность лазерных и оптических методов зондирования в ряде прикладных и фундаментальных областей знания: биомедицине, физическом материаловедении, экологии, астрофизике и др. В частности, привлекательность оптических методов зондирования для биомедицинских приложений обусловлена [1-3]:

- отсутствием ионизирующих воздействий на биоткань при использовании электромагнитных волн в частотном интервале, соответствующем так называемому «терапевтическому окну»;
- потенциальной возможностью получения информации о структуре и функциональных свойствах ткани на масштабах порядка длины волны зондирующего излучения (т.е. порядка 1 мкм);
- возможностью многопараметрической диагностики (например, в случае одновременного применения нескольких источников зондирующего лазерного излучения с различными длинами волн).

В немалой степени прогрессу в области оптического зондирования случайно-неоднородных сред способствовало существование хорошо проработанных радиолокационных методов и подходов в радиофизике (см.

например, [4]; часть ключевых результатов из радиофизических приложений допускает перенос на оптический диапазон с использованием принципа масштабирования), а также существование фундаментальной основы в форме теории переноса излучения и аналитической теории многократного рассеяния [5].

Значительный интерес к развитию данного направления не утрачен и в настоящее время, о чем свидетельствуют публикации по этой тематике, периодически появляющиеся в высокорейтинговых научных журналах. Данная глава посвящена анализу основных подходов к диагностике случайно-неоднородных сред с использованием как когерентно-оптических (лазерных), так и некогерентных методов зондирования (следует отметить, что в последнем случае в качестве источников излучения также могут быть применены лазеры). В разделе 1.1 обсуждены основные подходы к количественному описанию процессов переноса электромагнитного излучения в случайно-неоднородных средах, вводится система параметров для описания оптических транспортных параметров подобных сред и рассмотрены эффекты, оказывающие влияние на взаимосвязь транспортных параметров среды с ее структурными характеристиками. В разделе 1.2 рассмотрены основные подходы к зондированию случайно-неоднородных сред с использованием как лазерного, так и широкополосного излучения. В разделе 1.3 дано обобщение проведенного анализа и кратко обсуждены перспективы развития низкокогерентного интерференционного метода зондирования случайно-неоднородных сред.

1.1. Характерные масштабы взаимодействия оптического излучения со случайно-неоднородной средой и транспортные параметры среды

В рамках классических представлений к числу транспортных параметров, контролирующих процесс переноса оптического излучения в случайно-неоднородных средах, относят коэффициент поглощения μ_a , коэффициент рассеяния μ_s , коэффициент экстинкции $\mu_t = \mu_a + \mu_s$ и транспортный коэффициент экстинкции $\mu'_t = \mu_a + \mu_s(1-g)$, где g - параметр анизотропии рассеяния, равный среднему косинусу угла рассеяния для единичного акта рассеяния. Данный набор параметров вводится в рамках теории переноса излучения [5]. В случае часто используемого рассмотрения случайно-неоднородных сред как неупорядоченных дискретных ансамблей частиц коэффициенты рассеяния и поглощения вводятся как $\mu_a = \langle \sigma_a \rangle c = \langle Q_{abs} \rangle \langle \sigma_g \rangle c$ и $\mu_s = \langle \sigma_s \rangle c = \langle Q_{sca} \rangle \langle \sigma_g \rangle c$, где c - концентрация частиц, $\langle \sigma_a \rangle, \langle \sigma_s \rangle, \langle \sigma_g \rangle$ - соответственно сечения поглощения, рассеяния и геометрическое сечение частиц, $\langle Q_{abs} \rangle, \langle Q_{sca} \rangle$ - факторы эффективности рассеяния и поглощения [6]. Знак усреднения означает, что рассматриваются средние по ансамблю взаимодействующих с излучением частиц значения.

Для ряда приложений более удобно использование другого набора параметров, имеющих размерность длины и определяющих характерные масштабы взаимодействия со средой. К их числу относятся: длина рассеяния $l = 1/\mu_s$, соответствующая средней длине распространения парциальных составляющих рассеянного поля в среде между двумя последовательными актами рассеяния, длина поглощения $l_a = 1/\mu_a$, определяемая расстоянием в среде, при распространении на которое интенсивность случайным образом выбранной парциальной составляющей уменьшается в e раз. Особое значение имеет транспортная длина l^* , соответствующая характерному масштабу преобразования направленной составляющей в диффузную [5]. Другими словами, на расстояниях порядка l^* происходит полная потеря информации об исходном направлении распространения пучка в среде, а

угловое распределение волновых векторов парциальных составляющих становится почти изотропным. Транспортная длина и длина рассеяния связаны между собой известным соотношением: $l^* = l/(1-g)$.

Особая роль l^* в переносе излучения в случайно-неоднородных средах по меньшей мере проявляется в том, что диффузионное приближение переноса излучения дает адекватное описание этого процесса в областях рассеивающей среды, удаленных от источников излучения и границ на расстояния не менее нескольких транспортных длин. Характерным примером является диффузное пропускание слоя случайно-неоднородной среды толщиной L , которое в случае $l^* \ll L$ пропорционально отношению транспортной длины к толщине слоя [7, 8]:

$$T \propto \frac{l^*}{L}. \quad (1.1)$$

В данном случае есть определенные аналогии с омическим сопротивлением проводника длиной L , если диффузное пропускание уподобить его проводимости [9]. При уменьшении толщины слоя погрешность оценки T с использованием выражения (1.1) возрастает и, как показано в работе [10], становится неприемлемо большой при $L \leq (4 \div 5)l^*$ даже при введении в формулу (1.1) дополнительных членов, учитывающих особенности поведения диффузного потока излучения на границах слоя.

Особая роль данного параметра проявляется также в том, что несмотря на то, что он введен в рамках феноменологической теории переноса, исключаяющей рассмотрение волновых эффектов (интерференции и дифракции) при рассмотрении распространения излучения в среде, соотношение между l^* и характерным масштабом проявления интерференционных эффектов в среде существенным образом влияет на транспортные свойства среды в смысле распространения излучения. Критерием подобного эффекта может служить соотношение между l^* и $1/k$, где k - волновое число излучения в среде. В случае $l^* \gg 1/k$ влиянием интерференционных эффектов на масштабе порядка длины волны можно

пренебречь (это так называемый «предел слабого рассеяния», weak-scattering limit [11]). В случае же, когда $l^* \sim 1/k$, в соответствии с результатами теоретического анализа, проведенного в [12] и некоторых экспериментальных данных (см., в частности, [13]), следует ожидать, например, зависимости коэффициента диффузии излучения [5] от характерных размеров среды.

Значительный интерес к измерениям оптических транспортных параметров биотканей, проявляемый с начала 90х годов прошлого века, обусловлен различными аспектами, среди которых прежде всего следует отметить диагностический и терапевтический. Вопросам оптической диффузионной диагностики биотканей с использованием различных оптических диффузионных методов в частотной, временной и пространственной областях (частотно-модуляционных, импульсно-модуляционных и видеорефлектометрических) посвящено значительное количество монографий (см., например, [14 - 25]) и еще большее количество журнальных статей, часть из которых обсуждается в настоящем обзоре. Отметим, что для всех без исключения диагностических подходов с пространственным разрешением основной задачей является реконструкция пространственных распределений μ_a и μ'_s по полученным при различных положениях источников и приемников излучения наборам экспериментальных данных. Даже в случае использования локальных значений μ_a как основного диагностического параметра (например, в случае локализации гематом или злокачественных новообразований в головном мозге) оценка локальных значений транспортного коэффициента рассеяния в зондируемом объеме ткани является необходимой составляющей диагностической процедуры, определяющей достоверность результатов диагностики. Следует отметить, что ранее опубликованные работы, посвященные систематизации данных (порой весьма разноречивых) об оптических характеристиках биологических тканей в ближней УФ, видимой

и ближней ИК областях спектра (см., например, [26, 27]), характеризуются и в наше время крайне высокой востребованностью и цитируемостью.

Отметим также неоднократно обсуждаемую возможность использования μ'_s (и, соответственно, транспортной длины l^*) для диагностики патологически обусловленных морфологических изменений биотканей [28-30]. Вариации l^* в данном случае обусловлены изменениями показателя преломления цитоплазмы клеток и размера их ядер в дисплатическом (предраковом состоянии). С учетом больших значений параметра анизотропии рассеяния для биотканей эти изменения должны существенно влиять на спектральную зависимость транспортной длины [31, 32]. Следует учитывать, однако, что дисплатические изменения проявляются в основном в эпителиальных слоях, а в режиме детектирования обратно рассеянного излучения глубина зондирования, определяемая транспортной длиной, существенно превышает толщину эпителиальных слоев. В связи с этим при диагностике морфологического состояния эпителиальных слоев необходимой является селекция парциальных составляющих рассеянного излучения, проникающих в ткань на глубины, существенно меньшие l^* и характеризующиеся малыми значениями числа актов рассеяния (не более 2 – 3). Это может быть осуществлено, например, путем поляризационной дискриминации обратно рассеянного излучения (когда зондирование производится линейно поляризованным светом с различными длинами волн, регистрируются ко-поляризованная и кросс-поляризованная составляющие обратно рассеянного излучения и в конце реконструируется разностный спектр путем вычитания кросс-поляризованного спектра из ко-поляризованного). Полученный разностный спектр несет информацию о морфологических особенностях зондируемого эпителиального слоя [33-35]. В. Бэкманом с сотрудниками [36, 37] предложен иной подход к селекции рассеянного света от поверхностных слоев биотканей применительно к спектроскопии когерентного обратного рассеяния. В данном случае используется зондирующее излучение с длиной когерентности, существенно

меньшей транспортной длины (это достигается в результате использования широкополосного источника излучения и монохроматора с регулируемой шириной щели).

Необходимость получения адекватных данных о транспортных параметрах биологических тканей обусловлена также радиометрическими и дозиметрическими аспектами ряда терапевтических процедур с использованием лазерного излучения [38, 39]. Распределение плотности энергии лазерного излучения в объеме ткани при импульсном или непрерывном воздействии не только определяет эффективность различных лазерных процедур с применением фотосенсибилизаторов (например, лазерной фотодинамической терапии рака [40, 41]), но и является источником потенциальной опасности для биоткани при определенных соотношениях между плотностью мощности или плотностью энергии лазерного излучения и глубиной его проникновения в биоткань. Так, например, в работе [42] представлена методика теоретического расчета порога термического разрушения биоткани лазерным излучением при заданных оптических и теплофизических параметрах биоткани, энергии активации процесса термической денатурации ткани и параметрах облучения ткани. Следует отметить, что авторы применяют достаточно упрощенные теплофизическую и оптическую модели (в частности, не учитываются теплофизические и оптические нелинейности среды в процессе лазерного нагрева), процесс денатурации ткани описывается уравнением Аррениуса и химическая кинетика денатурации полагается одноэкспоненциальной. Кроме того, авторы не делают различия между коэффициентом рассеяния и транспортным коэффициентом рассеяния (судя по используемым для оценок данным, речь в работе все-таки идет о транспортном коэффициенте рассеяния). Тем не менее, данная работа представляет определенный интерес с точки зрения радиометрического и дозиметрического сопровождения лазерной терапии. Вообще говоря, вопросам термического взаимодействия

лазерного излучения с тканями посвящено значительное количество монографий и журнальных статей (см., например, [43 - 48]).

Вопросы измерения транспортных параметров и управления их значениями [49, 50] актуальны для ряда других оптических диагностических методов, кроме оптических диффузионных. К числу подобных методов относятся, в частности, оптическая когерентная томография [51 - 54], поляризационная видеорефлектометрия [55, 56], флуоресцентная микроскопия (в том числе и многофотонная) [57 - 60]. Метод управления оптическими свойствами биотканей (в частности, значениями длины рассеяния и транспортной длины) основан на частичном замещении тканевых жидкостей биологически безвредными и легко удаляемыми из ткани иммерсионными агентами. В результате уровень флуктуаций показателя преломления снижается, что приводит к существенному возрастанию l и l^* . В свою очередь это приводит к существенному (в 2 – 3 раза) увеличению глубины зондирования биоткани в режиме детектирования обратно рассеянного излучения.

Особое значение имеет контроль оптических транспортных параметров (в первую очередь транспортной длины l^* и длины поглощения l_a) при синтезе дисперсных материалов на основе полупроводниковых и диэлектрических наночастиц для различных перспективных применений в наноптонике. В начале и середине двухтысячных годов основные усилия ведущих исследовательских групп в этом направлении (в первую очередь группы COPS – Complex Photonics Systems – из университета Твенте, Нидерланды) были направлены на достижение порога локализации электромагнитных волн в случайно-неоднородных средах [61 - 66]. Исходя из условия $l^* \cong 1/k$, соответствующего в физике полупроводников критерию Иоффе-Регеля [67], наиболее очевидный путь к достижению макроскопических локализованных состояний света в среде связан, с одной стороны, с уменьшением значения транспортной длины за счет использования рассеивающих частиц с максимально высокими значениями

эффективности рассеяния и плотности упаковки, а с другой – с использованием электромагнитных волн с как можно меньшим значением волнового числа в среде. Этим условиям удовлетворяют аморфные полупроводники в ближневолновой и средневолновой ИК областях спектра (вдали от полос фундаментального поглощения), где типичные значения их показателя преломления достаточно велики (порядка 3 – 4), исходные материалы являются оптически прозрачными, а значение волнового числа существенно меньше, чем в видимом диапазоне. Следует отметить, однако что непреодолимой трудностью в данном случае является немонотонное поведение l^* при возрастании плотности упаковки (резкое убывание при увеличении объемной доли рассеивающих центров при малых плотностях их упаковки, сменяющееся затем достаточно резким ростом при высоких плотностях, обусловленным влиянием частичных корреляций в положениях рассеивающих центров на статический структурный фактор системы [68, 69]). В результате значение транспортной длины при плотностях упаковки, близких к предельной (величине, приблизительно соответствующей плотной шаровой упаковке) значение l^* оказывается больше, чем в случае малых значений объемной доли рассеивателей, когда $l^* \approx Q_{sca} \sigma_g c / (1 - g)$. Другим ограничивающим фактором является влияние коэффициента поглощения μ_a , обусловленного остаточным поглощением базового материала вдали от фундаментальной полосы и недостаточно удаленными примесями. Отметим, что незначительное поглощение исследуемых образцов в форме плоских слоев достаточно большой толщины может маскировать ожидаемые проявления эффекта локализации электромагнитного поля в режиме перехода от несвязанных между собой микроскопических локализованных состояний на масштабах порядка l^* к макроскопическому, простирающемуся на всю рассеивающую систему [61].

Можно констатировать, что вплоть до настоящего времени не было достаточно достоверных наблюдений эффекта локализации электромагнитных волн в трехмерных случайно-неоднородных

рассеивающих системах. Тем не менее, положительный результат от работ группы COPS в данном направлении заключается в достижении предельно малых значений транспортной длины в полупроводниковых материалах с аморфной дисперсной структурой; некоторые результаты представлены в таблице 1.1.

Таблица 1.1. Значения транспортной длины распространения света и длины рассеяния в аморфных дисперсных полупроводниковых материалах (по данным COPS)

Материал	Длина волны, мкм	Транспортная длина/длина рассеяния (l^*/l), нм	Источник	Примечание
Прессованный порошок из частиц Si (средний радиус 330 нм, объемная доля частиц 0.4)	1.4	- / ≈ 560	[7]	Значения длины рассеяния получены для спектрального интервала 1.4 мкм ÷ 2.4 мкм
	2.4	- / ≈ 790		
Прессованный порошок GaAs частиц (1 мкм)	1.06	- / ≈ 170	[63]	Результаты вызвали критику со стороны группы Ф. Шеффолда
Прессованный порошок Ge частиц	8.0	≈ 3500 / -	[64]	
Порошок TiO ₂ (рутил), средний диаметр частиц 220 нм	0.781	≈ 950 / -	[66]	Титан-сапфировый лазер с длительностью импульса 70 фс

Следует отметить, что в работе [70] предложен несколько иной подход к достижению малых значений транспортной длины в дисперсных плотноупакованных системах на основе полупроводниковых и

диэлектрических микро- и наночастиц, заключающийся в подборе длины волны распространяющегося излучения вблизи длинноволнового края полосы фундаментального поглощения (видимая и ближняя УФ области). Особый интерес представляет участок спектра, соответствующий переходу от аномальной дисперсии материала частиц к нормальной, когда действительная часть показателя преломления велика, а мнимая часть еще близка к 0 (например, для диоксида титана в модификации рутила величина действительной части показателя преломления по отдельным данным может достигать 5, см. рис. 1.1). Применение данного подхода для полидисперсных систем на основе частиц рутила со средним радиусом 100 нм и объемной долей порядка 0.4 позволило получить значение параметра локализации $kl^* \approx 2$ для длины волны 473 нм (данное значение получено на основе измерений полуширины пика когерентного обратного рассеяния [70]).

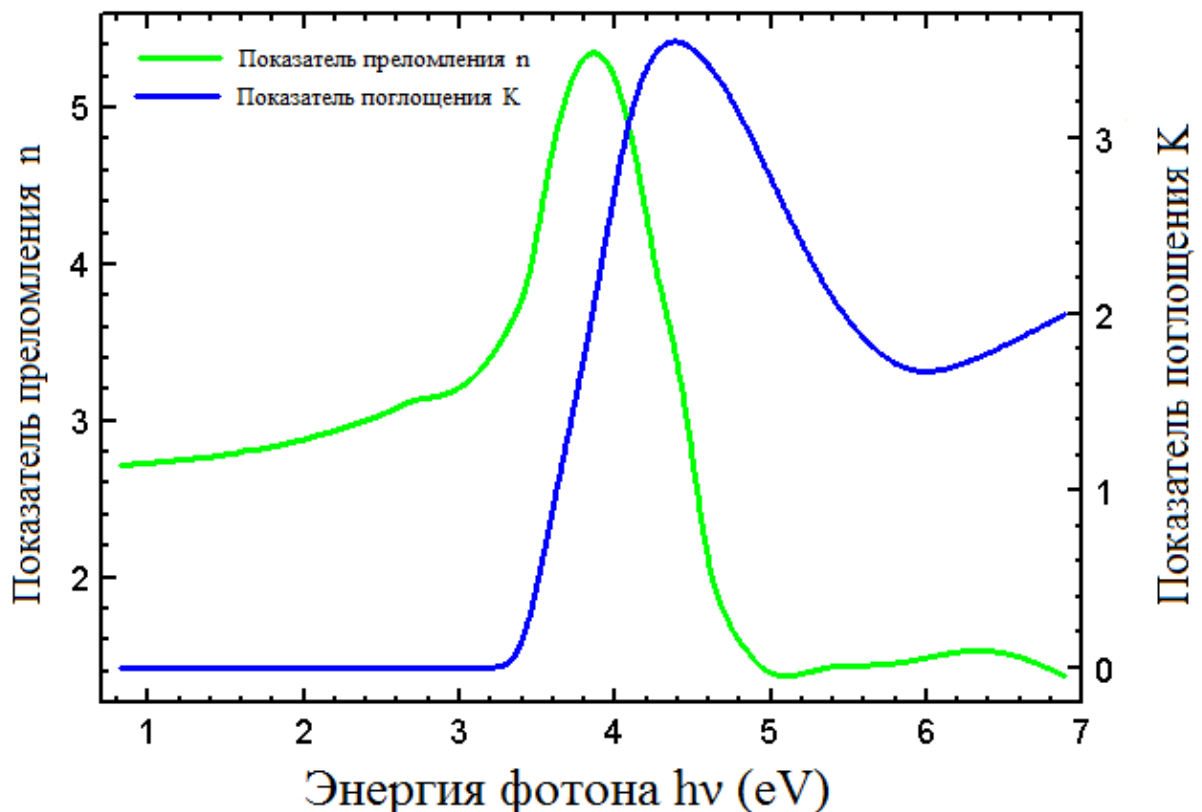


Рис. 1.1. Спектры действительной части показателя преломления и показателя поглощения для диоксида титана (рутил, по данным [71]).

В настоящее время группой COPS, равно как и другими ведущими исследовательскими группами в области нанооптики и нанофотоники проводятся интенсивные работы в направлении создания высокоэффективных методов реконструкции оптических изображений объектов, маскируемых случайно-неоднородными средами [72-76]. Основная идея данного подхода заключается в квази-стохастической пространственной модуляции фазы зондирующего пучка, позволяющей частично компенсировать фазовые набег парциальных составляющих рассеянного поля в среде, приводящие к случайным искажениям исходного волнового фронта распространяющейся волны. Следует отметить, что данный подход, усиленно пропагандируемый сотрудниками COPS в последнее время, по основной идее перекликается с хорошо известными принципами адаптивной оптики и обращения волновых фронтов.

Другим направлением в оптике и фотонике дисперсных систем, в котором оптические транспортные параметры случайно-неоднородной среды оказывают ключевое влияние на функциональные характеристики фотонных дисперсных материалов, является синтез неупорядоченных дисперсных систем – генераторов и усилителей лазерного излучения. Идея создания безрезонаторных лазерных систем на основе случайно-неоднородных сред с добавками селективных поглотителей (лазерных красителей) с высоким квантовым выходом флуоресценции, впервые высказанная В.С. Летоховым [77], получила интенсивное развитие с середины 90х годов по настоящее время. Порог генерации и усиление лазерной среды со случайной структурой контролируется следующими характерными масштабами распространения и усиления излучения в среде [78]: длиной рассеяния l_s , транспортной длиной l^* и длиной усиления l_g , определяемой как длина пути парциальной составляющей в среде, вдоль которого ее интенсивность возрастает в e раз. С учетом диффузионного характера распространения излучения в среде вводится еще один масштаб, также имеющий смысл длины усиления (the

amplification length, l_{amp} , в отличие от l_g - the gain length), определяемый как среднеквадратичное значение расстояния между началом и концом отрезка траектории длиной l_g . Значение l_{amp} вводится как $l_{amp} = \sqrt{l_g^* l_g} / 3$ и играет ключевую роль при оценке допустимой геометрии среды, при которой достигим порог лазерной генерации. В частности, для среды в форме плоского слоя справедливо следующее выражение для критической толщины слоя:

$$L_{cr} \geq \pi l_{amp} = \pi \sqrt{\frac{l_g l_g^*}{3}}. \quad (1.2)$$

Таким образом, для эффективной генерации лазерного излучения в случайно-неоднородной среде целесообразно применять матричные следы на основе плотноупакованных частиц с высокой эффективностью рассеяния (например, субмикронные частицы диоксида титана). Ряд работ посвящен сравнительному анализу эффективности лазерной генерации в различных дисперсных системах с различными активирующими добавками (см., например, [79-82]). Отметим, что использование в подобных системах допирующей смеси двух красителей с существенно различающимися значениями квантового выхода флуоресценции позволяет осуществлять достаточно гибкую перестройку длины волны генерации системы [83].

В настоящее время значительное внимание уделяется исследованию транспортных свойств неупорядоченных систем с экзотической структурой, существенно отличающейся от «обычных» рассеивающих сред, представляющих собой неупорядоченные системы полидисперсных частиц. В качестве примера подобных систем могут быть рассмотрены так называемые стекла Леви [84] (рис. 1.2), в которых распределение парциальных составляющих рассеянного поля по длинам пути в среде существенно отличается от диффузионного и описывается степенным законом. В этом случае говорят о супердиффузии излучения. Естественно, что для подобных систем требуется пересмотреть определение транспортной длины и ее взаимосвязь со структурными параметрами среды. Основной

особенностью в данном случае является чрезвычайно широкое распределение рассеивателей по размерам (рис. 1.2). Анализ подобных систем с супердиффузией излучения позволяет расширить фундаментальные представления о транспорте электромагнитных волн в случайно-неоднородных средах.

Важное значение анализ и оптимизация оптических транспортных параметров случайно-неоднородных сред имеет и в случае синтеза диффузных покрытий для элементов солнечных батарей [85, 86]; это позволяет существенно повысить эффективность фотоэлектрического преобразования солнечной энергии. В данном случае целесообразно применение покрытий с малыми значениями коэффициента поглощения и транспортной длины в спектральной области чувствительности фотоэлектрического преобразователя. Неплохие результаты получаются, например, при использовании слоев плотноупакованных субмикронных частиц диоксида титана [86].

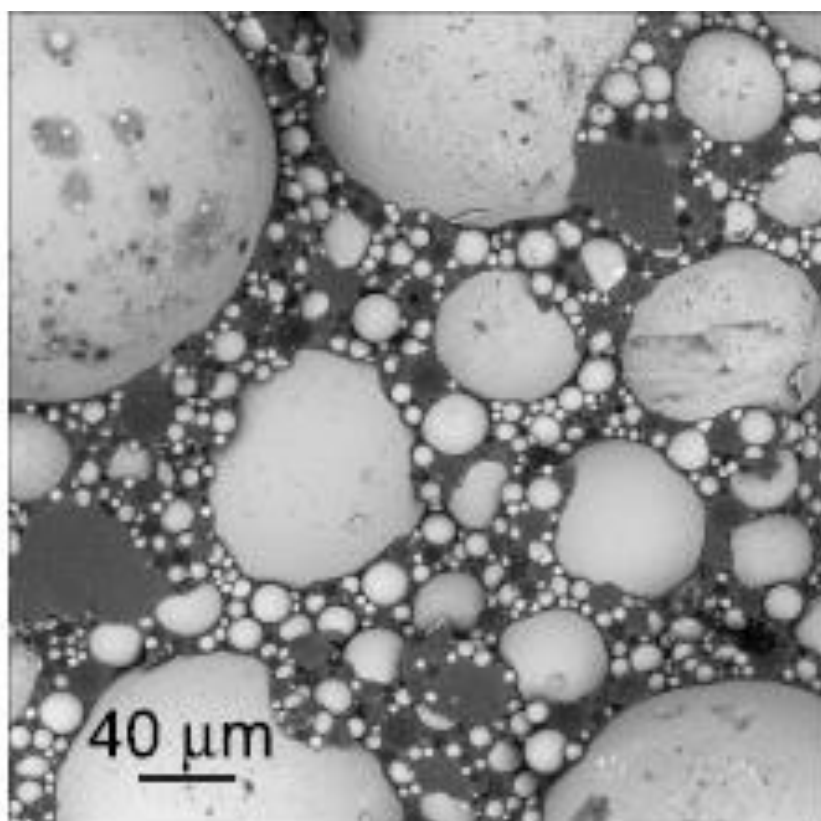


Рис. 1.2. Микрофотография образца стекла Леви, демонстрирующего эффект супердиффузии света (заимствовано из [84]).

Таким образом, приведенные примеры демонстрируют высокую актуальность проблемы анализа транспортных характеристик случайно-неоднородных сред в оптическом диапазоне для различных приложений в материаловедении, оптике и фотонике дисперсных сред, а также в биомедицине. Следующий раздел данной главы посвящен рассмотрению методов определения транспортных параметров (в частности, транспортной длины и эффективного показателя преломления) с использованием различных эффектов при распространении света в неупорядоченных средах.

1.2. Лазерные и оптические диффузионные методы измерения транспортных параметров случайно-неоднородных сред

Традиционным методом определения μ_a , μ'_s (или μ_s) и g является измерение диффузного пропускания T_d , диффузного отражения R_d и коллимированного пропускания T_c исследуемого образца в форме плоского слоя (рис. 1.3). Обычно в результате подобных спектрофотометрических измерений получают спектральные зависимости этих величин, из которых путем решения обратной задачи находят спектральные зависимости $\mu_a(\lambda)$, $\mu'_s(\lambda)$ и $g(\lambda)$.

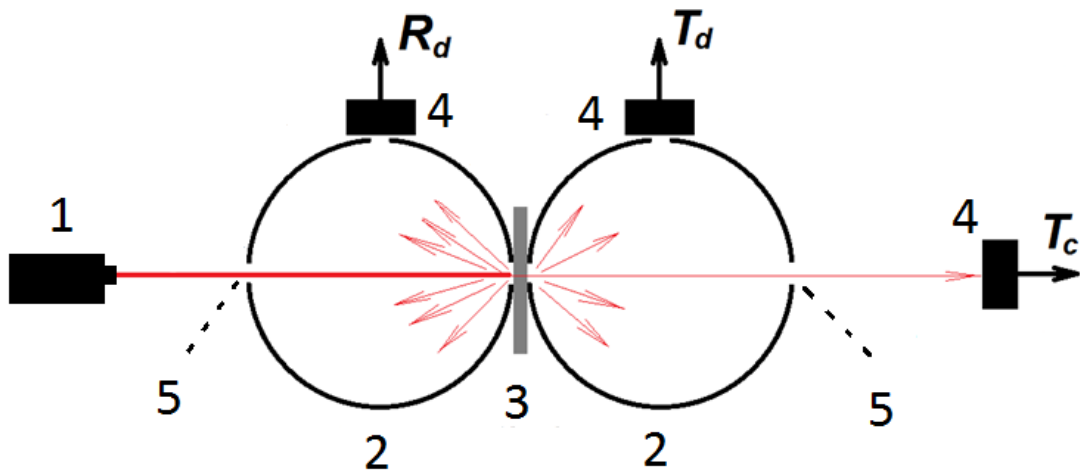


Рис. 1.3. Традиционная схема измерений оптических параметров случайно-неоднородных сред. 1 – источника излучения. 2 – интегрирующие сферы. 3 – зондируемый образец. 4 – фотоприемники. 5 – порты интегрирующих сфер.

Прецизионные измерения транспортных параметров требуют компенсации ряда систематических погрешностей метода (в частности, учета влияния размеров портов интегрирующих сфер, краевых эффектов в зонах контакта образца со сферами, френелевских отражений на границах образца, конечности расстояния между образцом и детектором коллимированной составляющей и т.д.). Наиболее просто по полученным данным после учета

потерь на френелевские отражения при известной толщине образца L определяется коэффициент экстинкции образца, равный сумме коэффициентов рассеяния и поглощения:

$$\mu_t = \mu_s + \mu_a = -\frac{\ln(T_c)}{L}. \quad (1.3)$$

Определение всех трех параметров с учетом взаимосвязей между ними может быть осуществлено с использованием различных вычислительных процедур, среди которых наиболее популярными является метод добавления-удвоения (the adding-doubling technique), метод дискретных ординат и метод инверсного Монте-Карло.

Метод добавления-удвоения, первоначально разработанный Ван дер Хюлстом [87] применительно к задачам переноса излучения в атмосферах планет и в пылевых туманностях, был успешно адаптирован в 90х годах прошлого века к решению обратных задач оптической диффузионной диагностики биологических тканей. Значительный успех в этом направлении был достигнут благодаря работам С. Праля (S. Prahl) из университета штата Орегон и других исследователей [88, 89], развивающим инверсный метод добавления-удвоения. В методе в качестве входных параметров, кроме толщины образца, используются значения его полного отражения и пропускания (последнее может быть получено путем суммирования коэффициентов диффузного и коллимированного пропускания, измеренных в схеме рис. 1.3). В основе прямого метода добавления-удвоения используется предположение о том, что если известны отражение и пропускание тонкого однородного слоя, то оптические характеристики удвоенного по толщине слоя могут быть получены в результате совмещения двух идентичных слое половинной толщины. Слой произвольной толщины может быть смоделирован в результате итерационной процедуры удвоения исходного тонкого слоя.

Инверсное Монте-Карло [90-93] предполагает расчет T_d и R_d прямым методом Монте-Карло при некоторых стартовых значениях транспортного

коэффициента рассеяния, коэффициента поглощения и параметра анизотропии рассеяния, заданных с учетом ограничений, следующих из значения коллимированного пропускания, вычисление невязок с полученными экспериментальными значениями и коррекцию исходных значений. Данная последовательность процедур повторяется до тех пор, пока не будет достигнут минимум целевой функции (вычисляемой, например, как сумма квадратов невязок). Для минимизации целевой функции могут быть использованы различные численные методы (метод Ньютона, метод наискорейшего спуска, метод Левенберга-Маркварта и др.).

Элегантный метод оценки транспортного коэффициента рассеяния (и, соответственно, транспортной длины) случайно-неоднородных сред с малым коэффициентом поглощения был предложен Л. Вангом и С. Жаком [94]. Метод основан на анализе пространственного распределения интенсивности диффузно отраженного лазерного излучения на поверхности зондируемой среды при наклонном падении зондирующего лазерного пучка. Основная идея данного метода иллюстрируется рис. 1.4.

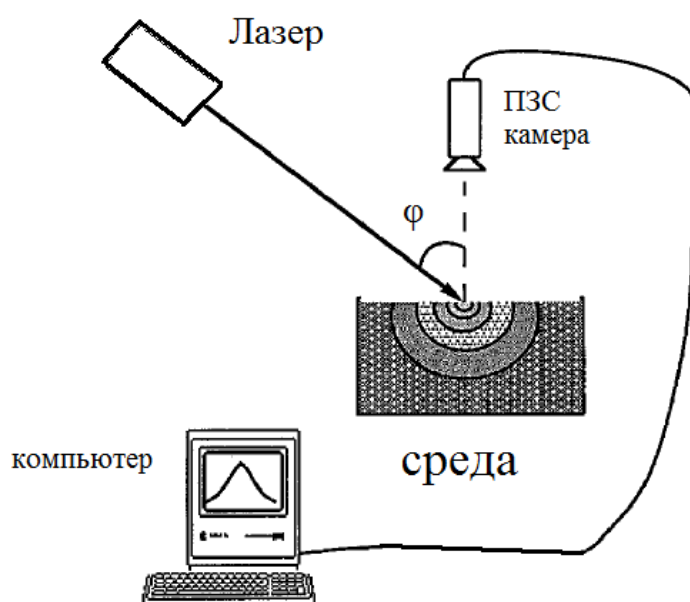


Рис. 1.4. Метод оценки транспортной длины с использованием наклонно падающего пучка (the oblique incidence technique, [94]).

Преобразование направленной составляющей распространяющегося излучения в диффузную происходит на пространственном масштабе порядка l^* ; очевидно, что эффективная глубина залегания диффузного источника под поверхностью зондируемой среды будет равна $z \approx l^* \cos\left(\arcsin\left(\frac{\sin \phi}{n}\right)\right)$ (рис. 1.5). Под показателем преломления зондируемой среды n надо понимать в данном случае эффективный показатель преломления [6], однако при малых значениях объемной доли рассеивающих центров в среде величину n можно принять равной показателю преломления базовой среды, содержащей рассеиватели. Таким образом, смещение проекции положения диффузного источника на поверхность среды относительно освещаемой наклонно падающим пучком зоны на поверхности объекта определяется следующим выражением:

$$x \approx l^* \cos\left(\arcsin\left(\frac{\sin \phi}{n}\right)\right). \quad (1.4)$$

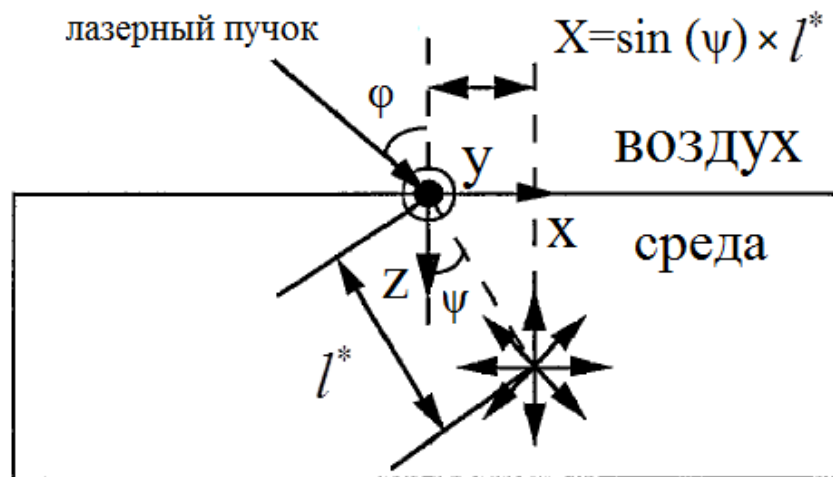


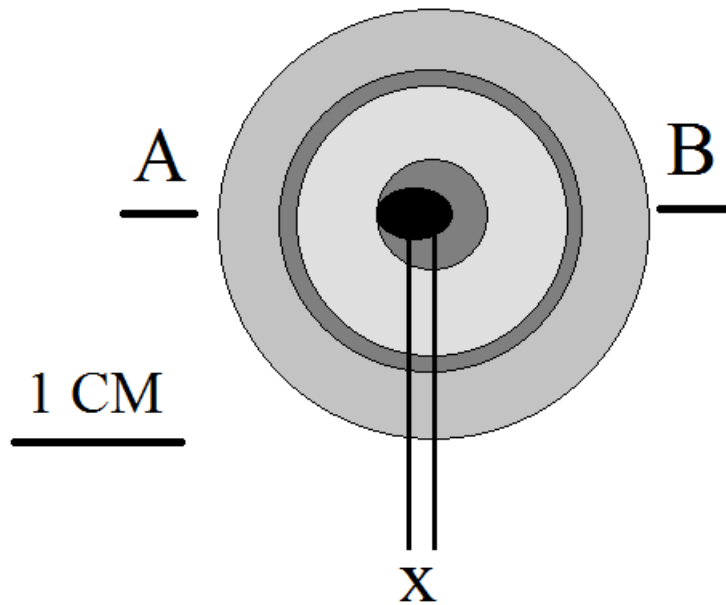
Рис. 1.5. Взаимосвязь между смещением центра распределения диффузно рассеянного излучения и точкой ввода зондирующего пучка.

Положение проекции на поверхности соответствует в случае изотропных рассеивающих сред центру симметрии пространственных распределений

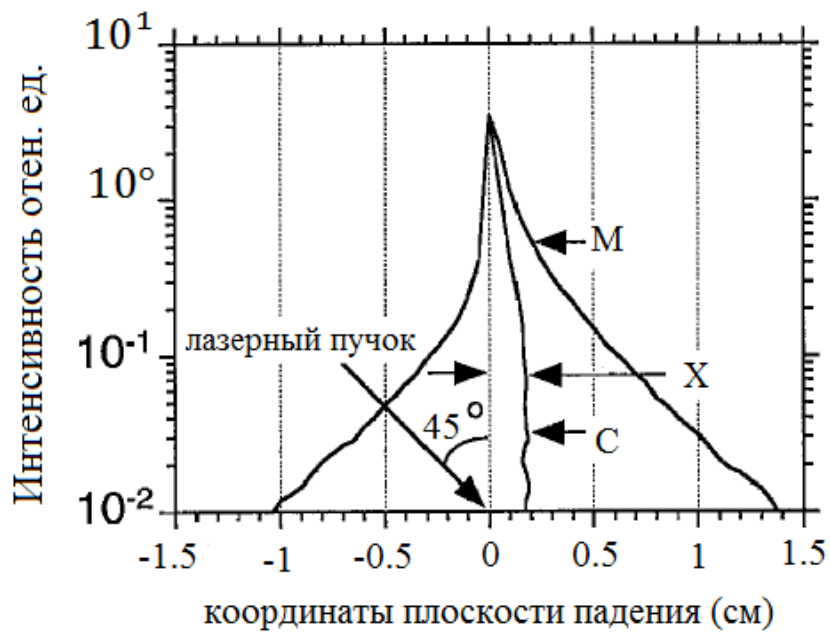
интенсивности диффузно отраженного света. Более строгое рассмотрение процесса диффузного рассеяния падающего лазерного пучка в полубесконечной среде, проведенное в работе [95], показало, что в случае падения пучка, обладающего зеркальной симметрией относительно плоскости, перпендикулярной плоскости падения и при диаметре пучка, меньшем расстояния между зоной его падения на поверхность и точкой наблюдения смещение проекции положения эквивалентного источника не зависит от диаметра пучка.

Рис. 1.6, а иллюстрирует типичное распределение интенсивности диффузно отраженного света на поверхности при наклонном падении пучка, заимствованное из [94], а рис. 1.6, б – соответствующее сечение пространственного распределения интенсивности плоскостью падения. Эксперименты с модельными рассеивателями с известными значениями транспортного коэффициента рассеяния показали хорошее соответствие между известными величинами μ'_s и полученными с помощью обсуждаемого метода значениями, вычисляемыми по формуле (1.4), вплоть до значений порядка 10 см^{-1} . При меньших значениях μ'_s расхождение становится существенным, что обусловлено возрастающим влиянием коэффициента поглощения на перенос зондирующего излучения в среде. Вангом и Жаком на основании результатов статистического моделирования предложено уточненное выражение для смещения проекции эквивалентного источника относительно зоны ввода, учитывающее влияние коэффициента поглощения:

$$x \cong \frac{\sin \varphi}{n(\mu'_s + 0.35\mu_a)}. \quad (1.5)$$



а



б

Рис. 1.6. а – схематическое представление наблюдаемой картины в методе Ванга-Жака; б – распределение интенсивности в регистрируемом пространственном распределении диффузно отраженного света (плоскость падения зондирующего пучка, соответствующая сечению А-В на рис. а).

В последующих работах Л. Ванга и С. Жака (см., например, [96, 97]) рассмотрены различные вопросы применения данного подхода, названного ими «рефлектометрией при наклонном падении пучка» (the oblique incidence angle reflectometry) к оценке транспортных параметров различных сред, включая биоткани. В дальнейшем Л. Ванг с сотрудниками модифицировали данный подход к случаю использования широкополосных источников света [97], что позволило им получать спектры транспортного коэффициента рассеяния и коэффициента поглощения.

Приведенная на рис. 1.7 схема иллюстрирует модификацию данного подхода для случая использования широкополосных источников излучения.

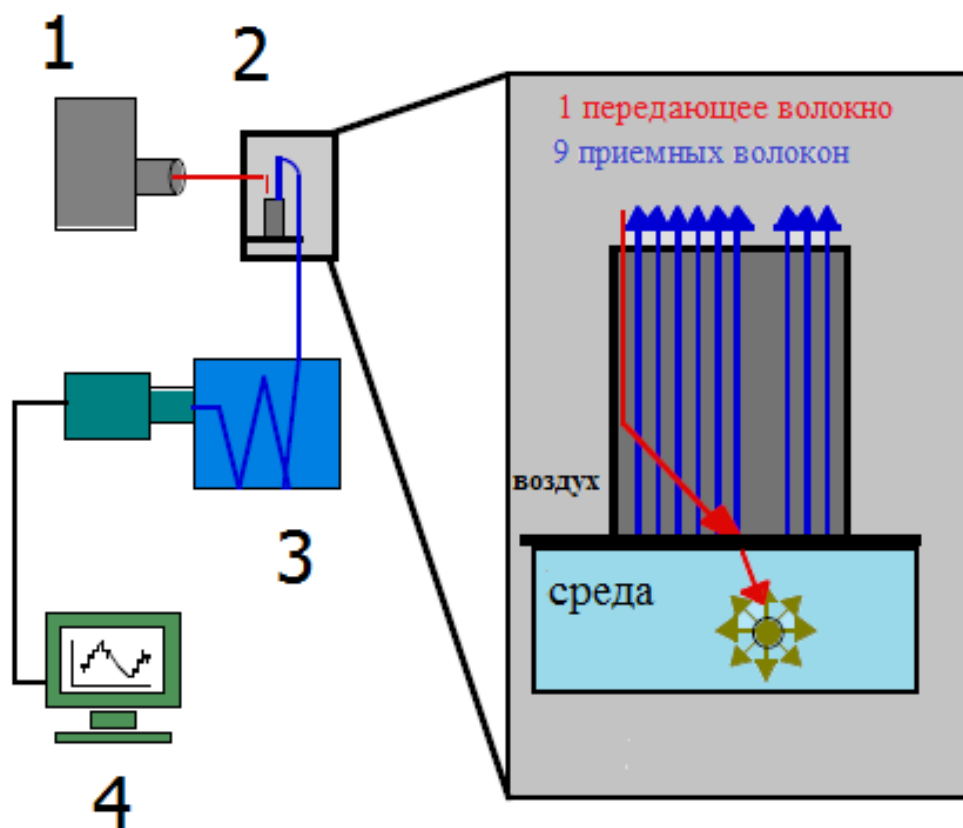


Рис. 1.7. Схема диагностики рассеивающих сред с использованием подхода, предложенного в [97]. 1 – широкополосный источник (ксерононовая лампа); 2 – волоконно-оптический зонд с исследуемой средой; 3 – система спектральной визуализации; 4 – ПК.

В данном случае для зондирования применяется многоканальный волоконно-оптический зонд с одним волокном для доставки зондирующего излучения от широкополосного источника (ксеноновой лампы) и девятью – для сбора рассеянного излучения. Применение ряда калибровочных и юстировочных процедур в процессе регистрации и предварительной обработки данных для тестовых объектов (суспензий полистироловых частиц в воде с добавками селективно поглощающих красителей позволило минимизировать погрешность оценки μ'_s и μ_a по сравнению с заранее заданными значениями до уровня не более 10%.

Метод оценки транспортных параметров случайно-неоднородных сред с использованием эффекта когерентного обратного рассеяния также может быть отнесен к рефлектометрическим методам диагностики случайно-неоднородных сред. Типичная схема метода зондирования с использованием эффекта когерентного обратного рассеяния представлена на рис. 1.8.

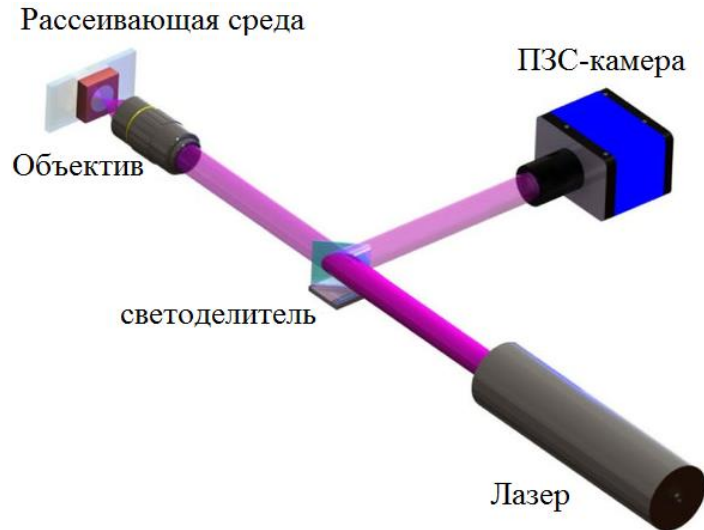


Рис. 1.8. Типичная схема зондирования случайно-неоднородных сред с использованием эффекта когерентного обратного рассеяния.

Рис. 1.9 иллюстрирует основную идею метода: при рассеянии когерентного излучения случайно-неоднородной средой, диффузно отраженные

составляющие рассеянного излучения, распространяющиеся под малыми углами по отношению к направлению распространения зондирующего пучка, при суперпозиции приводят к конструктивной интерференции и, тем самым – к интерференционному усилению интенсивности обратно рассеянного излучения.

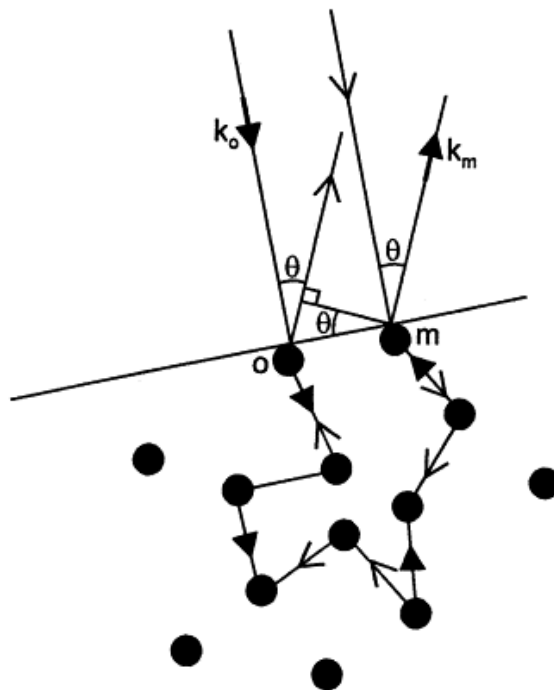


Рис. 1.9. Конструктивная интерференция обратно рассеянных волн; \bar{k}_0 - волновой вектор падающего пучка, \bar{k}_m - волновой вектор излучения, обратно рассеянного под углом θ к падающему пучку. Нулевая разность хода между волнами, распространяющимися по «прямым» и «инверсным» траекториям в среде (показаны стрелками на рис.) достигается лишь в случае $\theta = 0$ (максимум «усиления» интенсивности).

В первом приближении можно оценить угловую ширину конуса, в котором наблюдается возрастание интенсивности обратно рассеянного излучения вследствие конструктивной интерференции как $\theta \propto 1/kl^*$; более строгий анализ требует анализа вклада в интерференцию различных парциальных составляющих рассеянного поля в среде с учетом их распределения по длинам распространения в зондируемом объекте [98-103].

Проявление конструктивной интерференции в когерентном излучении, обратном рассеянном шероховатыми поверхностями, известно достаточно давно [104, 105] и ожидаемо в случае объемных сред, однако неожиданная и несколько спекулятивная интерпретация (“weak localization of electromagnetic waves”), предложенная М. ван Албадой и Э. Лагендайком и независимо от них Марэ и П.-Э. Вольфом в 1985 г. применительно к объемному рассеянию в случайно-неоднородных средах [106, 107], стимулировала значительный интерес к данному явлению. Это вызвано озвученными в середине 80-х годов прошлого века идеями Э. Яблоновича и С. Джона [108-110] о возможности локализации электромагнитных волн в случайно-неоднородных средах, аналогичной локализации электронов в аморфных проводниках (андерсоновская локализация, [111, 112]). В соответствии с аналогиями между «классическими» (например, электромагнитными или акустическими) волнами в неупорядоченных рассеивающих системах и квантово-механическим описанием движения электронов в стохастическом потенциальном поле, связанном со структурой аморфных проводников, возможны локализованные состояния электромагнитного поля в случайно-неоднородной среде при определенной глубине стохастической модуляции диэлектрической проницаемости случайно-неоднородной среды. Из данного допущения следует критерий локализации электромагнитного поля, аналогичный известному критерию Иоффе-Регеля $kl^* \leq 1$, где в данном случае k - волновое число распространяющегося излучения в случайно-неоднородной среде.

Грубые оценки показывают, что в видимой области характерное значение транспортной длины должно быть порядка 0.05 – 0.10 мкм, что достижимо только при высоких объемных долях рассеивающих центров и при высоких значениях их эффективности рассеяния. В связи с этим основные попытки достижения порога локализации электромагнитных волн в случайно-неоднородных средах в двухтысячных годах связаны и исследованием диффузии инфракрасного излучения в дисперсных

полупроводниковых материалах (GaAs, Ge и других, см. выше). Немногочисленные сообщения о достижении порога локализации электромагнитных волн оптического диапазона в подобных системах встречали серьезную критику [113], связанную прежде всего с тем, что наблюдаемые в эксперименте предположительного проявления локализации (в частности, экспоненциальная зависимость коэффициента диффузного пропускания слоя зондируемой среды от его толщины) скорее всего обусловлены вкладом неучтенного поглощения образца (например, вследствие недостаточной очистки от примесей). Теоретический анализ поведения пика когерентного обратного рассеяния вблизи порога локализации показывает, что по мере приближения к порогу угловая ширина пика должна резко возрастать [114]. Следует также отметить поляризационную зависимость эффекта когерентного обратного рассеяния.

Несмотря на определенные неудачи в части получения локализации электромагнитных волн в оптическом диапазоне, выполненные с начала восьмидесятых годов прошлого века по настоящее время теоретические и экспериментальные исследования оказались весьма полезными для развития диагностических подходов на основе измерений когерентного обратного рассеяния. В частности, видеорефлектометрия пика когерентного обратного рассеяния позволяет восстановить угловое распределение интенсивности в пике и с использованием аппроксимирующих выражений восстановить значение транспортной длины распространения излучения в среде. При получении образа пика в эксперименте следует принять специальные меры к подавлению спекл-шума, маскирующего пик (простейшим приемом является возвратно-поступательное сканирование образца в направлении, перпендикулярном зондирующему пучку с периодом, существенно меньшим времени экспозиции при регистрации пика). В качестве аппроксимирующего выражения для угловой зависимости пика может быть использована формула, полученная на основе диффузионного приближения [115]:

$$I(\theta) \sim 1 - \frac{5}{3} k\theta l^* . \quad (1.6)$$

Отметим, что в рамках диффузионного приближения для непоглощающей полубесконечной среды теория предсказывает линейный спад интенсивности в пике когерентного обратного рассеяния по мере возрастания угла рассеяния. В экспериментах же, как правило, наблюдается «округление» вершины пика, в первую очередь обусловленное влиянием конечного поглощения образца.

В работах [116, 117] обсуждается интересная модификация метода измерения пиков когерентного обратного рассеяния, заключающаяся в использовании широкополосного источника зондирующего излучения и спектрально-угловой селекции обратно рассеянного света (рис. 1.10). Регистрация распределений интенсивности на выходе монохроматора позволяет получить зависимость ширины пика когерентного обратного рассеяния от длины волны зондирующего излучения и тем самым восстановить зависимость $l^*(\lambda)$ для зондируемого образца.

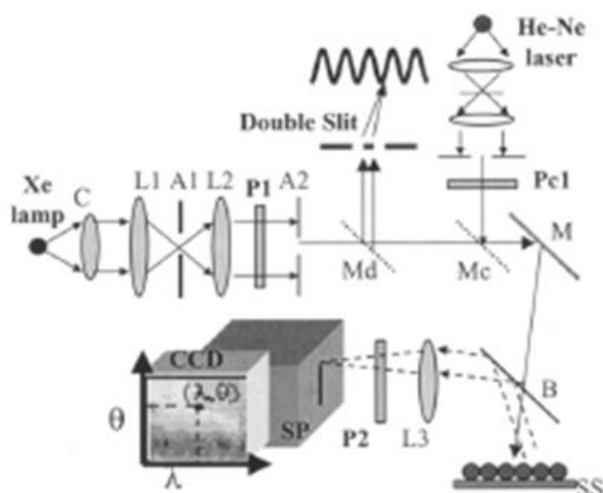


Рис. 1.10. Схема установки для спектроскопии когерентного обратного рассеяния биотканей.

Помимо метода на основе анализа пиков когерентного обратного рассеяния, к числу когерентно-оптических методов определения транспортных параметров случайно-неоднородных сред могут быть отнесены различные модификации спекл-коррелометрии. Основная идея подобного подхода заключается в том, что при динамическом рассеянии лазерного излучения в случайно-неоднородных средах нормированная автокорреляционная функция флуктуаций интенсивности спекл-модулированного рассеянного поля может быть представлена следующим выражением (см., например, [118]):

$$\tilde{g}_2(\tau) = \frac{\langle (I(t+\tau) - \langle I \rangle)(I(t) - \langle I \rangle) \rangle}{\langle (I(t) - \langle I \rangle)^2 \rangle} = \left| \int_0^\infty \exp\left(-\frac{s}{3l^*}\right) \rho(s) ds \right|^2, \quad (1.7)$$

где $\rho(s)$ - функция плотности вероятности значений пути парциальных составляющих рассеянного поля в среде ($\rho(s)$ зависит как от l^* , так и от геометрии спекл-корреляционного эксперимента), а средний квадрат $\langle \Delta r^2(\tau) \rangle$ смещения рассеивающих центров за время τ определяется подвижностью рассеивателей в среде. В частности, для рассеивающих систем, состоящих из броуновских частиц, $\langle \Delta r^2(\tau) \rangle = 6D\tau$ (D - коэффициент трансляционной диффузии частиц), а в случае поступательного движения стационарной среды относительно зондирующего пучка со скоростью v средний квадрат смещения рассеивателей равен $v^2\tau^2$. Таким образом, используя, например, поступательное движение зондируемой среды с заданной скоростью, можно попытаться по полученной в спекл-корреляционном эксперименте функции $\tilde{g}_2(\tau)$ восстановить функцию плотности вероятности $\rho(s)$ на основе обращения модифицированного одностороннего преобразования Лапласа, у которого аргументом является $\langle \Delta r^2(\tau) \rangle / 3l^*$. По полученной $\rho(s)$ при заданной геометрии зондирования и детектирования могут быть затем восстановлены значения транспортных параметров среды (например, с использованием инверсного Монте-Карло метода). Отметим, что метод инверсного Монте-Карло может быть также использован и для решения обратной задачи

восстановления $\rho(s)$ (вместо численного обращения преобразования Лапласа).

Существенным недостатком подхода с использованием обращения преобразования Лапласа является некорректность подобной процедуры, выражающаяся в существенных погрешностях восстановления подынтегральной функции при ограниченном наборе и зашумленности исходных значений корреляционной функции. В значительной степени это проявляется при отсечке части данных, соответствующих большим τ , а также при $\tau \rightarrow 0$. Данное обстоятельство неоднократно обсуждалось в ряде работ, посвященным вопросам восстановления функции распределения частиц по размерам по результатам измерений динамического рассеяния лазерного излучения в режиме однократного рассеяния [119-123].

В связи с этим представляют интерес спекл-корреляционные подходы, использующие более простые и надежные процедуры анализа экспериментальных данных в комбинации с дополнительными ограничениями регистрируемого спекл-модулированного сигнала в процессе детектирования, обусловленными особенностями распространения света в зондируемой среде. В частности, в работе [124] предложен спекл-коррелометрический метод оценки транспортного коэффициента рассеяния (и, соответственно, транспортной длины) случайно-неоднородных сред с использованием локализованного источника зондирующего когерентного излучения (сфокусированного лазерного пучка) и пространственной фильтрации регистрируемых спекл-модулированных изображений поверхности зондируемого объекта с помощью кольцевых фильтров-диафрагм различного радиуса. Оптическая схема спекл-коррелометра полного поля, реализующего данный метод, представлена на рис. 1.11. Кольцевая фильтрация регистрируемых изображений осуществляется программно на этапе предварительной обработки, в ходе которой производится вычисление корреляционной функции флуктуаций интенсивности для участка спекл-модулированного изображения

поверхности в форме кольца, расположенного симметрично относительно зоны ввода излучения и выделяемого фильтром-диафрагмой.

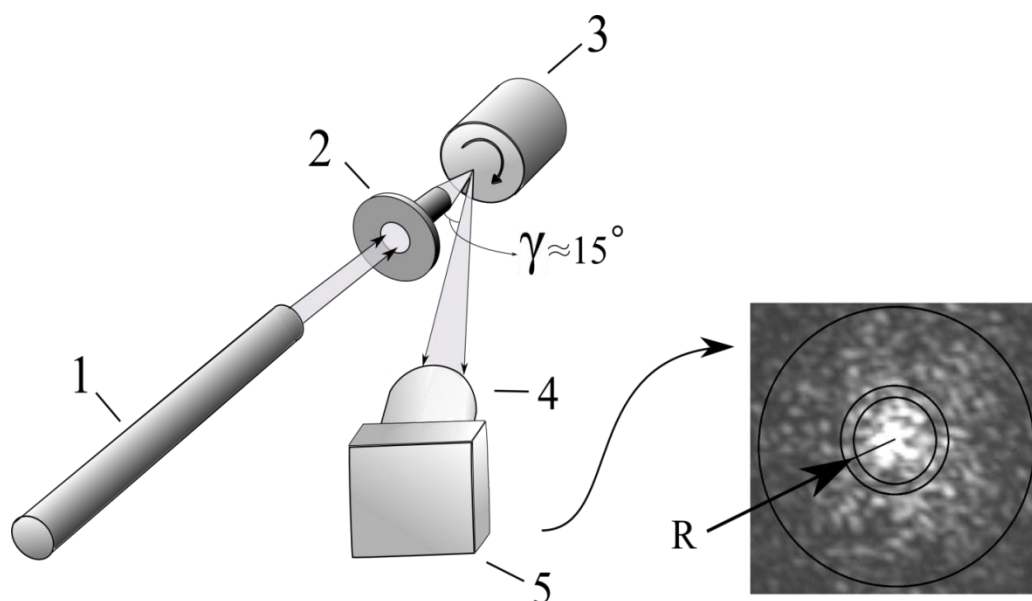


Рис. 1.11. Спекл-коррелометрический метод определения транспортного коэффициента рассеяния с использованием локализованного источника излучения и пространственной фильтрации динамических спеклов в плоскости изображения [124]. 1 – лазер, 2 – микрообъектив, 3 – образец зондируемой среды, 4, 5 – КМОП-камера с объективом. Врезка иллюстрирует принцип пространственной фильтрации с применением кольцевых фильтров-диафрагм.

Варьируемыми в ходе спекл-корреляционного эксперимента и на стадии обработки параметрами являются значения радиуса пространственных фильтров, скорости вращения объекта и длины волны зондирующего излучения (в последнем случае это производится заменой лазерного источника). В анализе получаемых спекл-корреляционных данных применен метод Монте-Карло моделирования, что позволяет учесть форму и глубину залегания под поверхностью эквивалентного источника диффузного излучения. Дополнительная информация о радиальном распределении средней интенсивности диффузно рассеянного излучения, получаемая в ходе

эксперимента, позволяет не только уточнить восстанавливаемые значения μ'_s и l^* , но также и определить другие параметры среды (в частности, ее показатель преломления). Эксперименты, проведенные с модельными рассеивающими средами (в частности, с образцами политетрафторэтиленовых пластин) показали хорошее соответствие получаемых значений транспортного коэффициента рассеяния для различных длин волн зондирующего излучения с величинами, полученными с использованием других методов (например, в результате измерений диффузного пропускания и отражения тонких слоев того же материала).

К числу методов, использующих корреляционный или статистический анализ флуктуаций интенсивности спеклов для определения транспортных параметров случайно-неоднородных сред относятся также методы, основанные на эффекте декорреляции спекл-полей при изменении частотных характеристики зондирующего излучения. Существование частотных корреляций спекл-модулированных оптических полей является одним из фундаментальных эффектов проявляющихся при многократном рассеянии когерентного или частично когерентного света случайно-неоднородными средами [115]. В работах [125, 126] обсуждается влияние ширины спектра источника зондирующего излучения на контраст спекл-структур, возникающих в результате многократного рассеяния. Использование источника с перестраиваемой длиной когерентности позволяет на основе полученной зависимости контраста спеклов от длины когерентности для заданной геометрии зондирования получить значения транспортной длины и параметра анизотропии рассеяния среды [126]. Применение дополнительной поляризационной селекции многократно рассеянного света и зондирование рассеивающих сред линейно поляризованным частично когерентным излучением дает дополнительную возможность в части оценки характерного масштаба затухания поляризации (длины деполяризации) для зондируемой среды. Перестройка зондирующего излучения по длине когерентности в данном случае осуществляется за счет использования полупроводникового

лазера с точно регулируемым током накачки в подпороговом режиме вблизи порога генерации. При этом в зависимости от тока накачки меняется ширина огибающей спектра излучения лазера, имеющего выраженную модовую структуру (рис. 1.12).

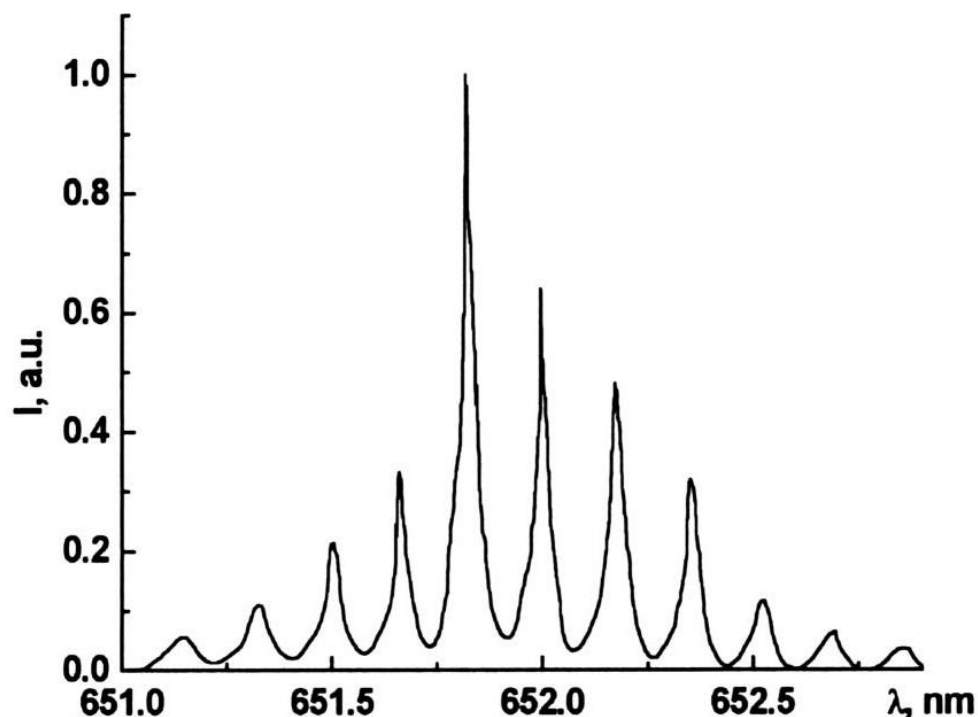


Рис. 1.12. Форма спектра излучения полупроводникового лазера в подпороговом режиме (заимствовано из [126]). Возрастание тока накачки приводит к уменьшению ширины контура огибающей. При переходе тока накачки через порог генерации ширина контура становится меньше межмодового интервала, в результате чего генерируется только одна мода.

Предварительный анализ спектров излучения используемого полупроводникового лазера показал, что форма огибающей допускает с приемлемой точностью аппроксимацию лоренцевским контуром с полушириной, монотонно уменьшающейся с ростом тока накачки. Соответственно, функция когерентности, определяющая контраст спеклов, аппроксимируется убывающей экспоненциальной функцией с постоянной

затухания, определяемой током накачки. Предложенный метод был определен как «поляризационно-чувствительная спекл-спектроскопия случайно-неоднородных сред».

Для определения транспортного коэффициента рассеяния может быть также использован принцип частотной модуляции зондирующего лазерного излучения с одновременной регистрацией спекл-картин в рассеянном свете [127]. Если время экспозиции спеклов существенно превышает период частотной модуляции лазерного излучения, то частичная декорреляция спеклов будет приводить к «смазу» и, соответственно, к уменьшению контраста регистрируемых спекл-картин. Частотная модуляция лазерного света может быть осуществлена, например, за счет использования полупроводникового лазера с внешним резонатором (схема Литтрова с дифракционной решеткой в качестве зеркала резонатора). Подача периодически изменяющегося напряжения на пьезоэлектрический модулятор дифракционной решетки, задающий угол между нормалью к решетке и осью пучка лазерного излучения, приводит к перестройке длины волны генерации в результате серии межмодовых переходов. В данной схеме целесообразно применять модулирующее напряжение в форме меандра с целью минимизации влияния переходных процессов в лазере на измеряемое значение контраста. Теоретический анализ показал, что зависимость контраста спеклов от глубины модуляции частоты может быть рассмотрена как результат фурье-преобразования функции плотности вероятности разностей путей парциальных составляющих рассеянного поля в зондируемой среде.

Аналогичный подход, рассмотренный в работе [128], получил название «спектральная коррелометрия интенсивности спеклов» (spectral speckle intensity correlations, SSIC). На рис. 1.13 приведена схема установки, реализующей данный подход.

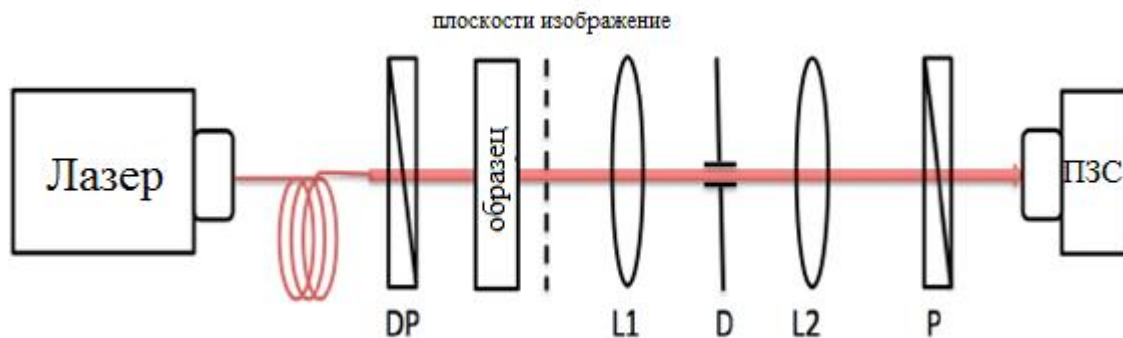


Рис. 1.13. Схема установки, реализующей принцип спектральной коррелометрии интенсивности спеклов (заимствовано из [128]).

В установке излучение ИК полупроводникового лазера (длина волны 784.5 нм) вводится в волоконно-оптический световод, после чего попадает на деполяризатор и проходит через зондируемый образец. Рассеянное излучение пропускается через $4f$ телескопическую систему с низкочастотным фильтром-диафрагмой в частотной плоскости (это делается с целью блокирования составляющих рассеянного излучения с высокой пространственной частотой, распространяющихся под большими углами к оси системы) и попадает в ПЗС-камеру, на сенсоре которой формируется спекл-модулированное изображение распределения поля вблизи задней поверхности зондируемой среды. Непосредственно перед ПЗС-камерой располагался поляризатор с целью увеличения контраста регистрируемых спеклов. В течение времени экспозиции производится сканирование частоты лазерного излучения за счет изменения температуры лазерного кристалла. Глубина модуляции лазерного излучения в экспериментах составляла 162 ГГц при максимально возможном значении 500 ГГц. В ходе эксперимента анализировались частотные корреляционные функции интенсивности спеклов для различных образцов, что позволило с использованием диффузионного приближения решить обратную задачу восстановления значения транспортной длины.

Необходимость определения показателя преломления случайно-неоднородных сред в оптической метрологии не столь очевидна, как, например, определение транспортного коэффициента рассеяния или коэффициента поглощения. Вместе с тем, именно значение показателя преломления определяет характер взаимодействия диффузных составляющих рассеянного излучения с границами раздела рассеивающей среды со свободным пространством и тем самым распределение плотности энергии излучения в среде. В случае дисперсных систем со структурными составляющими, существенно различающимися по значениям диэлектрической проницаемости на оптических частотах, возникает вопрос о нахождении взаимосвязи между ними и *эффективным показателем преломления* среды. Отметим, что обычно эта величина вводится в предположении, что характерный размер структурных неоднородностей в среде существенно меньше длины волны зондирующего излучения (т.е. для релеевских рассеивающих сред). Однако данное понятие может быть распространено и на случай систем, состоящих из более крупных частиц, если принять эффективный показатель преломления как характеристику среды, определяющую фазовую скорость нерассеянной (когерентной) составляющей светового поля в среде, а также характер преломления выходящих из среды через границы парциальных составляющих рассеянного поля.

Именно на анализе угловых распределений выходящих из среды парциальных составляющих рассеянного поля и основан оригинальный метод оценки эффективного показателя преломления сильно рассеивающих сред, предложенная в [129]. Отметим, что получаемые в данном методе угловые распределения диффузных составляющих на выходе из среды являются поляризационно-зависимыми, поскольку амплитудные коэффициенты пропускания границы среды со свободным пространством для s- и p-поляризованных парциальных составляющих рассеянного поля различаются.

В работе [130] в рамках диффузионного приближения было получено следующее выражение для угловой зависимости вероятности прохождения парциальной составляющей рассеянного поля через границу:

$$\frac{P(\mu_e)}{\mu_e} = \frac{3}{2} \left(\frac{n_e}{n_0} \right)^2 \left(\frac{z_e}{l} + \mu \right) [1 - R(\mu)]. \quad (1.8)$$

Здесь $\mu = \cos \theta$, где θ - угол падения парциальной составляющей на границу внутри слоя, $\mu_e = \cos \theta_e$, где θ_e - угол преломления парциальной составляющей, отсчитываемый в однородной среде с показателем преломления n_0 от нормали к поверхности среды, z_e - так называемая длина экстраполяции, а значение $R(\mu)$ представляет собой коэффициент отражения для s- или p-составляющей, вычисляемый в соответствии с формулами Френеля.

Схема установки для реализации данного метода представлена на рис. 1.14. Зондируемый образец освещается пучком лазерного излучения с одной стороны; для увеличения отношения «сигнал-шум» применяется метод синхронного детектирования, для чего интенсивность пучка модулируется с частотой 1 кГц с помощью электромеханического обтюратора. Детектор располагается на подвижном плече гониометра и сопряжен с коллимационной системой (собирающая линза с фокусным расстоянием 100 мм с диафрагмой в фокальной плоскости). Для выделения s- или p-поляризованных составляющих перед коллимационной системой располагается поляризатор. В экспериментах в качестве зондирующего использован пучок гелий-неонового лазера диаметром 4 мм. Толщина исследованных образцов составляла 45 мкм, при этом значение транспортной длины для $\lambda = 633$ мкм не превышало 1 мкм (пористые GaP слои), что обеспечивало диффузионный режим переноса излучения в слое.

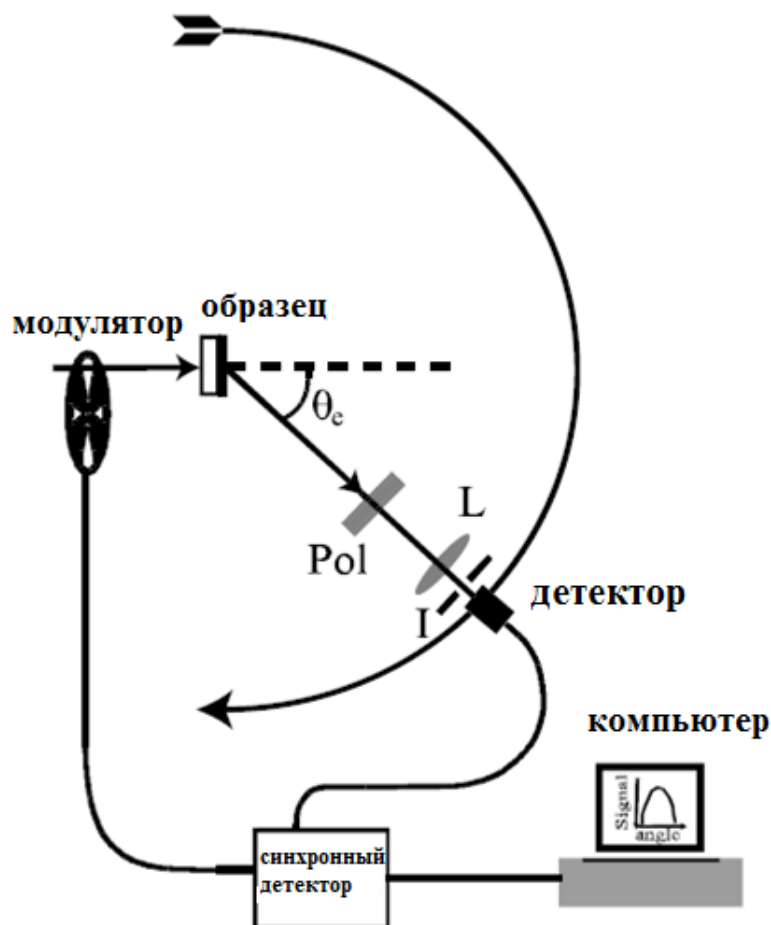


Рис. 1.14. Схема установки для анализа угловых распределений диффузно рассеянного света применительно к оценке эффективного показателя преломления случайно-неоднородных сред (заимствовано из [129]).

На основе проведенных измерений угловых распределений интенсивности решалась обратная задача восстановления значения n_e в рамках диффузионной модели, описываемой выражением (1.8). На рис. 1.15 в качестве примера приведены угловые зависимости интенсивности для s-, p-составляющей и для неполяризованного света для слоев фосфида галлия с пористостью 62%, а также их аппроксимации в рамках диффузионного приближения.

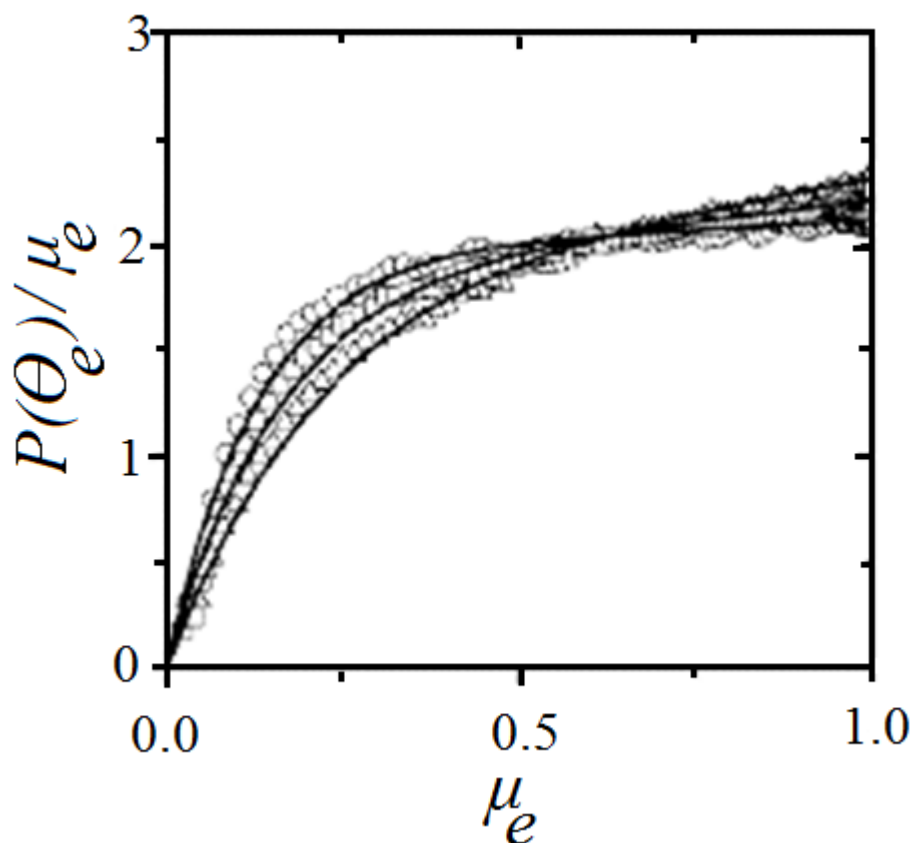


Рис. 1.15. Угловые распределения диффузно прошедшего света для пористого слоя фосфида галлия с пористостью 62% (заимствовано из работы [129]). Символами \square , Δ и \circ обозначены соответственно s-, p-составляющие и неполяризованный свет; сплошные линии соответствуют аппроксимациям в рамках диффузионного приближения.

В работе [129] отмечается, что найденные с использованием данного метода значения эффективного показателя преломления для фосфида галлия существенно меньше теоретических значений, получаемых в рамках модели Максвелла Гарнетта. Вместе с тем, полученные значения хорошо согласуются с данными других оптических диффузионных измерений, что позволяет сделать вывод о неприменимости модели Максвелла Гарнетта для описания подобных систем.

1.3. Краткие выводы по главе

Рассмотренные в данной главе лазерные и оптические методы зондирования случайно-неоднородных сред в ряде случаев позволяют с приемлемой точностью определять транспортные параметры зондируемой среды и, соответственно, при наличии адекватной модели, описывающей взаимосвязь между транспортными параметрами и структурными характеристиками зондируемого объекта, решать обратные задачи морфофункциональной диагностики микро- и наноструктурированных дисперсных систем. В то же время, следует отметить ряд существенных недостатков, присущих данным методам. Это прежде всего ограниченные интервалы значений транспортных параметров, в которых данные методы позволяют получить адекватные результаты без существенных изменений измерительных схем и вычислительных процедур, применяемых для обработки и анализа экспериментальных данных. Кроме того, при проведении точных измерений практически все методы и подходы требуют нахождения эффективного показателя преломления зондируемой среды из независимых измерений (например, на основе анализа угловых распределений интенсивности излучения, диффузно рассеянного вперед слоем среды).

В связи с этим весьма актуальной является разработка подхода, позволяющего одновременно определять как транспортные параметры (например, транспортную длину и параметр анизотропии рассеяния), так и эффективный показатель преломления в широких интервалах значений транспортных параметров, соответствующих как диффузионному, так и недиффузионному режимам распространения излучения в среде. С данной точки зрения перспективным подходом представляется низкокогерентная интерферометрия случайно-неоднородных сред, в которой в качестве информативного сигнала используется квазишумовая спекл-модулированная составляющая обратно рассеянного зондируемой средой излучения. Данный подход также обладает тем преимуществом, что традиционно используемый

в нем анализ «когерентной» составляющей регистрируемого оптического сигнала позволяет выявить и охарактеризовать особенности структуры зондируемого объекта на макроскопическом уровне (например, в случае сред с выраженной стратификацией).

ГЛАВА 2. МОДЕЛИРОВАНИЕ ЭФФЕКТИВНОЙ ДИЭЛЕКТРИЧЕСКОЙ ФУНКЦИИ И ТРАНСПОРТНЫХ СВОЙСТВ СЛУЧАЙНО-НЕОДНОРОДНЫХ СРЕД В ОПТИЧЕСКОМ ДИАПАЗОНЕ: ОСНОВНЫЕ МЕТОДЫ И ПОДХОДЫ

Оптические транспортные свойства случайно-неоднородных сред (транспортная длина распространения излучения в среде, параметр анизотропии рассеяния, длина поглощения и эффективный показатель преломления) в общем случае определяются статистическими и корреляционными свойствами стохастических пространственных распределений действительной и мнимой частей диэлектрической проницаемости (диэлектрической функции) в среде. В случае многокомпонентных дисперсных систем, характеризуемых набором частотно-зависимых диэлектрических функций компонентов среды, локальные значения диэлектрической функции системы должны определяться с учетом особенностей пространственных распределений различных компонентов системы. Задача еще более усложняется в случае систем, содержащих полупроводниковые, квазиметаллические или металлические наночастицы, для которых диэлектрическая функция может характеризоваться отрицательными значениями в ближнем УФ, видимом и ближнем ИК диапазонах. С одной стороны, это будет приводить к выраженным частотным зависимостям сечений взаимодействия наноконпонентов системы с зондирующим излучением вследствие возбуждений поверхностных мод низших порядков в наночастицах вблизи значений частот, удовлетворяющих условиям Фрелиха [6]. С другой стороны, в наносистемах с сильным влиянием оптически индуцированного переноса заряда на эффективную диэлектрическую функцию системы,

значительное влияние на нее также оказывает размерный эффект, ограничивающий подвижность носителей заряда, а в полупроводниковых наночастицах приводящий также к существенному влиянию размеров наночастиц на параметры их зонной структуры (в частности, на ширину запрещенной зоны). В свою очередь, это приводит к существенному изменению частотных зависимостей действительной и мнимой частей диэлектрической функции наночастиц по сравнению с объемным материалом [131].

Таким образом, построение универсальной конструктивной теоретической модели для описания частотных зависимостей действительной и мнимой частей диэлектрической функции (и, соответственно, оптических констант) многокомпонентных дисперсных систем является весьма объемной многофакторной задачей, для многих приложений избыточной. В рамках данной диссертационной работы при рассмотрении диэлектрических свойств дисперсных сред мы ограничимся следующими допущениями:

- рассматриваемые среды являются двухкомпонентными;
- действительные части диэлектрических функций компонентов среды в оптическом диапазоне являются существенно положительными, а мнимые части характеризуются близкими к 0 значениями (среды, состоящие из диэлектрических составляющих);
- среды представляют собой структурно-неупорядоченные ансамбли диэлектрических микро- или наночастиц, погруженных в диэлектрическую базовую среду.

Таким образом, подобные системы могут быть рассмотрены в рамках представлений об ансамблях дискретных рассеивающих центров. Отметим, что подобный подход может быть распространен и на системы, характеризующиеся непрерывными пространственными распределениями диэлектрической проницаемости на мезоскопическом уровне (например, высокомолекулярные полимерные структуры). В данном случае среда с непрерывным пространственным распределением диэлектрической

проницаемости (и, соответственно, показателя преломления) замещается дискретной полидисперсной системой сфероидальных рассеивателей, средний радиус которых определяется, например радиусом корреляции флуктуаций диэлектрической проницаемости среды, а диэлектрические проницаемости рассеивающих центров и базовой среды определяются из среднего значения диэлектрической проницаемости и среднеквадратичного значения ее флуктуационной составляющей. В рамках подобного подхода может потребоваться введение калибровочных множителей в соотношения, описывающие взаимосвязь между группами параметров для «непрерывной» среды и для вводимой дискретной системы, учитывающих особенности статистических и корреляционных свойств структуры исходной системы и ее дискретного аналога.

В данной главе рассмотрены различные подходы (как традиционные, так и разработанные в ходе выполнения диссертационной работы) к вычислению оптических транспортных параметров ансамблей дискретных рассеивающих центров на основе имеющихся априорных данных о структуре системы и диэлектрических параметров формирующих ее компонентов. В разделе 2.1 кратко обсуждены вопросы расчета транспортной длины, параметра анизотропии рассеяния и эффективного показателя преломления в приближении слабого рассеяния и в низкочастотном пределе, соответствующем случаю релеевского рассеяния зондирующего излучения в системе. В разделе 2.2 рассмотрен подход к расчету оптических транспортных параметров случайно-неоднородных дисперсных сред с высокой плотностью упаковки рассеивающих центров; данный подход базируется на модели пространственно-однородной среды с комплексным показателем преломления, определяющим как затухание световой волны в среде вследствие рассеяния, так и фазовую скорость распространяющихся в среде парциальных составляющих рассеянного поля. В разделе 2.3 представлены краткие выводы по главе.

2.1. Моделирование диэлектрической функции и оптических транспортных параметров случайно-неоднородных сред в низкочастотном пределе

В низкочастотном пределе (режим релеевского рассеяния зондирующего излучения, $\langle a \rangle / \lambda \ll 1$, где $\langle a \rangle$ - усредненный по ансамблю характерный размер рассеивающих центров, λ - длина волны зондирующего излучения) эффективная диэлектрическая проницаемость и, соответственно, эффективный показатель преломления дисперсной среды с известными структурными характеристиками может быть вычислен на основе классических моделей Максвелла Гарнетта и Брагемана [6]. Введение понятий эффективной диэлектрической проницаемости и эффективного показателя преломления требует некоторых комментариев. В данном случае характерный масштаб случайных флуктуаций диэлектрической проницаемости в среде предполагается существенно меньшим длины волны зондирующего излучения, т.е. среда полагается макроскопически однородной. В рамках представлений об эффективном показателе преломления данный параметр будет определять фазовую скорость распространения в среде для нерассеянной (баллистической) составляющей и парциальных составляющих рассеянного поля. При взаимодействии распространяющихся световых волн с границами раздела «дисперсная среда – свободное пространство» эффективный показатель преломления будет определять особенности френелевских отражений баллистической составляющей и парциальных составляющих на границах раздела, определяя тем самым граничные условия для проблемы переноса излучения в зондируемой среде.

В модели Максвелла Гарнетта усредненное по всем возможным ориентациям рассеивающих частиц значение эффективной диэлектрической проницаемости определяется следующим выражением [6]:

$$\varepsilon_{av} = \frac{(1-f)\varepsilon_m + f\varepsilon_p}{1-f+f\beta}, \quad (2.1)$$

где f - объемная доля рассеивающих центров в среде, ε_p - диэлектрическая проницаемость материала частиц, ε_m - диэлектрическая проницаемость базовой среды, содержащей рассеиватели, и β - безразмерный параметр, определяемый следующим выражением:

$$\beta = \int_0^1 \int_0^1 \rho(L_1, L_2) \left\{ \frac{\lambda_1 + \lambda_2 + \lambda_3}{3} \right\} dL_1 dL_2. \quad (2.2)$$

Здесь $\rho(L_1, L_2)$ - функция плотности вероятности значений параметров, определяющих форму частиц ($L_1 + L_2 + L_3 = 1$, $0 \leq L_k \leq 1$; для сферических частиц $L_1 = L_2 = L_3 = 1/3$; для дисковидных частиц $L_1 = 1$, $L_2 = L_3 = 0$; для частиц в форме сильно вытянутых цилиндров («наноигл») $L_1 = 0$, $L_2 = L_3 = 1/2$). Главные значения элементов тензора λ_m ; $m = 1, 2, 3$ определяются следующим выражением:

$$\lambda_m = \frac{\varepsilon_m}{\varepsilon_m + L_m(\varepsilon_p - \varepsilon_m)}. \quad (2.3)$$

Отметим следующие особенности модели Максвелла-Гарнетта:

- 1) модель не учитывает влияние на ε_{av} среднего размера рассеивающих частиц, в то же время влияние формы частиц учитывается через параметр β ;
- 2) очевидно, что при значениях объемной доли частиц, стремящихся к $1/(1-\beta)$, имеет место особенность в поведении ε_{av} , связанная с сингулярным поведением функции $\varepsilon_{av}(f)$; исходя из физических ограничений ($0 \leq f \leq f_{sup}$; здесь f_{sup} - величина, определяемая предельной плотностью упаковки рассеивающих центров) можно сделать вывод, что значение β при этом должно быть меньше 0.

В качестве примера рассмотрим простейший случай сферических рассеивателей. В данном случае $\beta = 3\varepsilon_m/(\varepsilon_p + 2\varepsilon_m)$ и, соответственно:

$$\varepsilon_{av} = \varepsilon_m \left[\frac{1 + \frac{3f \left(\frac{\varepsilon_p - \varepsilon_m}{\varepsilon_p + 2\varepsilon_m} \right)}{1 - f \left(\frac{\varepsilon_p - \varepsilon_m}{\varepsilon_p + 2\varepsilon_m} \right)}}{1} \right]. \quad (2.4)$$

В данном случае условие $f = 1/(1-\beta)$ достигается при f , равной $(\varepsilon_p + 2\varepsilon_m)/(\varepsilon_p - \varepsilon_m)$, что соответствует существенно отрицательным значениям диэлектрической проницаемости материала частиц.

Можно показать, что для сферических частиц при выполнении условия Фрелиха $\varepsilon_p = -2\varepsilon_m$ (возбуждение поверхностных мод в сферических наночастицах) $\varepsilon_{av} = -2\varepsilon_m$ вне зависимости от объемной доли рассеивающих центров в среде. Однако следует отметить, что данный вывод является определенной идеализацией, поскольку отрицательные значения действительной части диэлектрической проницаемости материала частиц наблюдаются при существенно ненулевых значениях мнимой части диэлектрической проницаемости (в полосах фундаментального поглощения материала частиц) и при вычислениях ε_{av} необходимо учитывать мнимую часть эффективного значения диэлектрической проницаемости. Тем не менее, из приведенного анализа следует, что в областях локализации пиков экстинкции, обусловленных возбуждением поверхностных мод в наночастицах на частоте Фрелиха, эффективная диэлектрическая проницаемость дисперсной среды будет определяться в основном диэлектрической проницаемостью наночастиц даже при относительно малых значениях их объемной доли в среде.

Альтернативным подходом является использование модели Бреггемана, в которой эффективная диэлектрическая проницаемость среды определяется следующим уравнением:

$$f \frac{\varepsilon_p - \varepsilon_{av}}{\varepsilon_p + 2\varepsilon_{av}} + (1-f) \frac{\varepsilon_m - \varepsilon_{av}}{\varepsilon_m + 2\varepsilon_{av}} = 0. \quad (2.5)$$

Следует отметить, что обе модели (Максвелла Гарнетта и Браггемана) являются различными приближениями одного и того же базового интегрального выражения. С другой стороны, в отличие от модели Браггемана, модель Максвелла Гарнетта не является неинвариантной по отношению к «инверсии» дисперсной системы (замене материала частиц на материал базовой среды и наоборот). В ряде работ отмечается ее большая адекватность в части описания оптических характеристик дисперсных систем по сравнению с моделью Браггемана.

На рис. 2.1 представлены зависимости эффективного показателя преломления $n_{ef} \approx \sqrt{\varepsilon_{av}}$ от объемной доли сферических рассеивающих центров, рассчитанные по модели Максвелла Гарнетта для дисперсных систем, состоящих из частиц с различным показателем преломления (в качестве базовой среды рассмотрена вода с показателем преломления в видимой области, равным ≈ 1.33). Отметим, что отсутствие влияния размера рассеивателей на ε_{av} (и соответственно, на n_{ef}) приводит к отсутствию влияния дисперсности системы на эффективный показатель преломления: другими словами, полидисперсная и монодисперсная системы из сферических наночастиц будут характеризоваться одинаковыми значениями ε_{av} и n_{ef} при условии одинаковых значений объемной доли рассеивающих центров в среде.

При переходе от релеевского рассеяния к режиму рассеяния Ми ($\langle a \rangle / \lambda \sim 1$) на значение n_{ef} оказывает значительное влияние дифракционный параметр рассеивающих центров $k \langle a \rangle$ и применение моделей Максвелла Гарнетта и Браггемана дает существенно заниженные оценки эффективного показателя преломления системы.

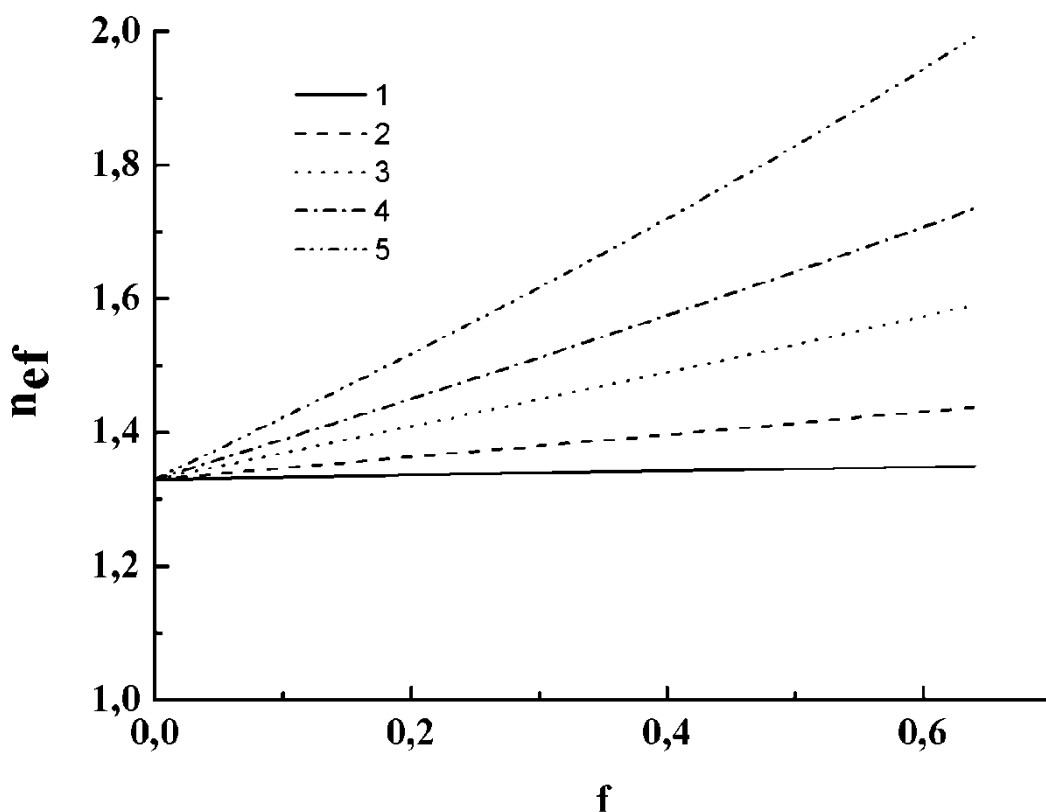


Рис. 2.1. Зависимости эффективного показателя преломления дисперсных систем (сферические наночастицы в воде) от объемной доли частиц (результаты расчета по модели Максвелла Гарнетта). 1 - $n_p = 1.36$; 2 - $n_p = 1.50$; 3 - $n_p = 1.75$; 4 - $n_p = 2.00$; 5 - $n_p = 2.50$.

В связи с этим в данном случае необходимо воспользоваться более универсальным подходом, предполагающим применение тех или иных модификаций модели эффективной среды. Естественно, что результаты, получаемые с использованием данного подхода, должны асимптотически стремиться к значениям ε_{av} и n_{ef} по модели Максвелла Гарнетта при условии $\langle a \rangle / \lambda \rightarrow 0$. Основная идея модели эффективной среды заключается в рассмотрении вместо случайно-неоднородной непоглощающей среды с нулевыми значениями мнимой части диэлектрической проницаемости рассеивающих центров и базовой среды однородной поглощающей среды с комплексной диэлектрической проницаемостью. Подобная аналогия является следствием одинакового влияния коэффициента рассеяния μ_s

непоглощающей случайно-неоднородной среды и коэффициента поглощения пространственно-однородной поглощающей среды μ_a на затухание распространяющейся плоской волны при условии, что $\mu_s = \mu_a$. Таким образом, при замещении некоторого объема эффективной пространственно-однородной среды с комплексным показателем преломления равновеликим объемом моделируемой случайно-неоднородной среды усредненные характеристики процесса распространения электромагнитного поля в среде не должны изменяться. Исходя из данного критерия, производится подбор коэффициента экстинкции $\mu_t = \mu_a$ для эффективной среды; после этого из полученного коэффициента экстинкции определяются значения действительной и мнимой частей показателя преломления. Действительная часть определяет эффективный показатель преломления моделируемой среды, а мнимая часть – длину рассеяния распространяющегося электромагнитного излучения в среде.

Вычисление значений оптических транспортных параметров случайно-неоднородной среды (длины рассеяния l , транспортной длины l^* и параметра анизотропии рассеяния $g = \langle \cos \theta \rangle$ – среднего косинуса угла рассеяния для изолированной частицы) в приближении слабого рассеяния производится по известным соотношениям:

$$\begin{aligned} l^* &= l / (1 - g); \\ l &= \mu_s^{-1} = (\sigma_s \rho)^{-1}, \end{aligned} \quad (2.6)$$

где μ_s – коэффициент рассеяния среды, σ_s – сечение рассеяния изолированного рассеивающего центра, ρ – концентрация рассеивающих центров в среде. Для слабопоглощающих сред можно не учитывать влияние поглощения на перенос зондирующего излучения в среде. Приближение слабого рассеяния предполагает отсутствие существенного влияния взаимодействия парциальных рассеянных полей от соседствующих рассеивающих центров на процесс распространения излучения в среде. Другими словами, при анализе транспортных свойств случайно-

неоднородной среды соседствующие частицы можно рассматривать как изолированные независимые рассеивающие центры, а не как рассеивающие кластеры, состоящие из 2 и более частиц. Подобный упрощенный подход адекватно описывает транспортные свойства неупорядоченных систем рассеивающих центров вплоть до значений объемной доли рассеивателей в среде порядка 0.10 – 0.15 (в зависимости от их диэлектрической проницаемости). При больших значениях объемной доли наблюдается нелинейное и немонотонное поведение длины рассеяния и транспортной длины в зависимости от концентрации частиц в среде, обусловленное влиянием статического структурного фактора системы [132, 133].

Математическая база для вычисления сечения рассеяния, полного сечения и параметра анизотропии рассеяния для частиц простой формы (прежде всего сферических, сфероидальных и эллиптических) достаточно подробно описана в классических монографиях по теории рассеяния [5, 6, 134]. Следует также отметить, что в настоящее время разработано значительное число общедоступных программ (в том числе и онлайн-калькуляторов, см., например, [135]), позволяющих в рамках теории Ми рассчитать основные характеристики рассеяния света изолированной частицей и через них – транспортные характеристики случайно-неоднородной среды, состоящей из подобных частиц. В случае полидисперсных систем данные параметры определяются путем усреднения по ансамблю частиц; для систем несферических частиц в ряде случаев возможен подход, основанный на рассмотрении случайно-неоднородной среды, состоящей из эквиобъемных сфер (т.е. имеющих то же значение объема, что и несферические частицы) и характеризуемой тем же значением объемной доли рассеивающих центров.

2.2. Моделирование оптических транспортных параметров случайно-неоднородных дисперсных систем с высокой плотностью упаковки рассеивающих центров

Основой одного из возможных подходов к расчету значения n_{ef} является оптическая теорема [5], устанавливающая взаимосвязь между мнимой частью амплитуды рассеяния вперед для изолированной частицы и ее сечением экстинкции:

$$\sigma_i = \left(\frac{4\pi}{k} \right) \text{Im}[\bar{f}(\hat{i}, \hat{o} = \hat{i})] \hat{e}_i, \quad (2.7)$$

где \hat{i}, \hat{o} - единичные вектора, совпадающие по направлению с волновыми векторами падающей и рассеянной волн, $\hat{f}(\hat{i}, \hat{o})$ - амплитуда рассеяния, вводимая в теории рассеяния волн изолированной частицей [6] (квадрат модуля амплитуды рассеяния определяет дифференциальное рассеяние изолированной частицы для заданного угла между \hat{i} и \hat{o}), а единичный вектор \hat{e}_i совпадает с направлением электрического поля в падающей на частицу волне.

Таким образом, нахождение неизвестных параметров (эффективного показателя преломления и длины рассеяния распространяющегося излучения в среде) случайно-неоднородной среды при известных ее структурных характеристиках (объемной доле и среднего размера рассеивающих центров), показателях преломления материала рассеивателей и базовой среды, а также длине волны излучения может быть произведено путем минимизации сечения экстинкции (или то же самое, амплитуды рассеяния вперед) для пробного рассеивающего центра (центров), погружаемого (погружаемых) в базовую среду. При этом комплексное значение показателя преломления эффективной пространственно-однородной среды изменяется вплоть до достижения минимального значения σ_i или модуля амплитуды рассеяния вперед для пробного рассеивающего центра. В простейшем варианте данного подхода, рассмотренном в работах [136-138], рассматриваются два типа пробных центров – сфера, состоящая из материала рассеивающих частиц с

диаметром, равным их среднему размеру $\langle a \rangle$, и сфера, состоящая из материала базовой среды с диаметром, определяемым $\langle a \rangle$ и f . При этом минимизируемой величиной является следующая конструкция:

$$A = p_1 |f_1(0)| + p_2 |f_2(0)|, \quad (2.8)$$

где p_1, p_2 - вероятности попадания в объем частицы или базовой среды при случайном выборе точки внутри моделируемой среды, $|f_1(0)|, |f_2(0)|$ - соответственно амплитуды рассеяния вперед для пробных рассеивающих центров первого и второго типов.

Следует отметить, что существуют другие подходы к решению данной проблемы; в частности, в качестве минимизируемой величины может быть рассмотрена разность средних значений плотности энергии электромагнитного поля в определенном образом выбранном объеме эффективной среды в отсутствие и при введении в него пробных рассеивающих центров двух типов (так называемый energy density approach, [139]).

Нами применен несколько иной подход [140, 141] к минимизации взвешенного значения сечения экстинкции для погружаемых в эффективную среду пробных рассеивающих центров; этот подход был впервые описан в работе [142]. Как и в классической версии модели эффективной среды, рассматривается два типа пробных центров, в качестве одного из которых рассматривается сфера из материала базовой среды. В качестве пробного центра первого типа принимается сфера из материала рассеивателей, окруженная сферической оболочкой из материала базовой среды (рис. 2.2). Диаметр ядра подобного пробного центра равен среднему размеру рассеивателей в моделируемой среде, а внешний радиус оболочки определяется из ожидаемого значения объема, заполняемого сферой в оболочке:

$$V_s = \frac{4\pi}{3} R_s^3 = \frac{V_z^3}{[f(z^3 - 1) + 1]}, \quad (2.9)$$

где $V = 4\pi R^3/3$ - объем рассеивающего центра в моделируемой среде, а параметр z устанавливает взаимосвязь между объемом рассеивателя и объемом элементарной ячейки Вигнера-Зейтца для гранецентрированной кубической структуры [142]:

$$V_p = z^3 V. \quad (2.10)$$

Очевидно, что произведение вероятности попадания в объем частицы на ее объем пропорционально объемной доле рассеивающих центров, а

$$p_1(V_s - V) + p_2 V_v \propto 1 - f,$$

где V_v - объем пробного центра второго типа, состоящего только из материала базовой среды; при этом $p_1 + p_2 = 1$. Используя условия нормировки, можно получить следующее выражение для V_v :

$$V_v = z^3(V - fV_s). \quad (2.11)$$

При этом вероятности p_1, p_2 связаны между собой следующим соотношением:

$$\frac{p_1}{p_2} = \frac{V - fV_s}{V_v}. \quad (2.12)$$

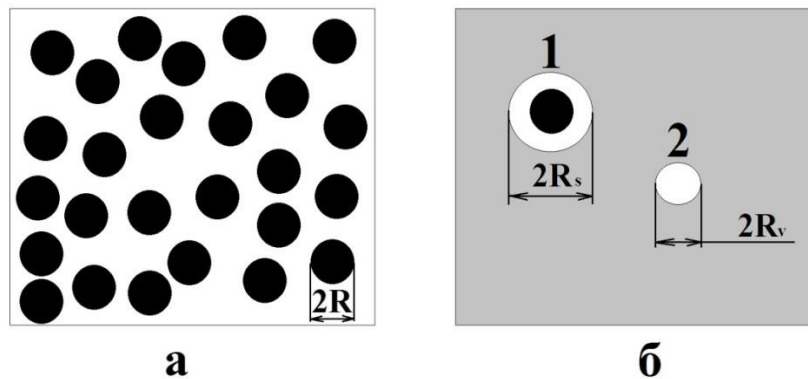


Рис. 2.2. Используемая модель эффективной среды. а – моделируемая среда, состоящая из случайным образом расположенных сферических диэлектрических частиц с большим значением диэлектрической проницаемости; частицы погружены в базовую среду с меньшим значением диэлектрической проницаемости; б – эффективная среда с погруженными в нее пробными рассеивающими центрами двух типов.

Для нахождения z были использованы результаты анализа [142], в соответствии с которыми наиболее приемлемое значение данного параметра равно приблизительно 1.65. Таким образом, по известным значениям объемной доли рассеивателей в среде и их среднего размера вычисляются величины V_s, V_v, p_1, p_2 , затем определяются радиусы пробных рассеивающих центров R_s и R_v . С использованием известных алгоритмов для расчета характеристик рассеяния изолированной однородной сферой и сферой в оболочке (см., например, [6]) могут быть вычислены амплитуды рассеяния для пробных рассеивающих центров, погруженных в базовую среду:

$$f_{1,2}(\hat{i}, \hat{o} = \hat{i}) = f_{1,2}(0) = \frac{i}{2q} \sum_{m=1}^{\infty} (2m+1)(a_m^{1,2} + b_m^{1,2}), \quad (2.13),$$

где $a_m^{1,2}, b_m^{1,2}$ - коэффициенты ряда рассеяния [6] для рассеивающих центров в форме однородного шара (2, радиус шара равен R_v , диэлектрическая проницаемость равна диэлектрической проницаемости базовой среды) и шара в оболочке (1, радиус ядра равен R , внешний радиус равен R_s , диэлектрическая проницаемость ядра равна диэлектрической проницаемости материала рассеивающих центров в моделируемой среде, а диэлектрическая проницаемость оболочки – диэлектрической проницаемости базовой среды). Комплексная величина q соответствует волновому числу распространяющегося излучения в эффективной среде и равна $(\omega/c)\sqrt{\varepsilon_{av}}$ (ω - частота распространяющейся электромагнитной волны).

Минимизация величины $A = p_1 f_1(0) + p_2 f_2(0)$ осуществляется с использованием следующей итеративной процедуры:

$$q_{n+1} = q_n + K \langle \Sigma \rangle, \quad (2.14)$$

где K - подгоночный параметр, выбираемый эмпирическим способом из соображений наискорейшей сходимости итерационной процедуры, а $\langle \Sigma \rangle$ определяется следующим образом:

$$\langle \Sigma \rangle = -4\pi\rho [p_1 f_1(0) + p_2 f_2(0)]. \quad (2.15)$$

Здесь ρ - концентрация рассеивающих центров в моделируемой среде. В работе [142], в частности, предложено использовать K в форме $K = -3/8\pi q_n$, т.е. конструируемая подобным образом итеративная процедура является в определенной степени адаптивной. После окончания итерационного процесса по полученному значению q определяется эффективный показатель преломления моделируемой среды и длина рассеяния l :

$$\begin{cases} n_{ef} = \frac{\text{Re}(q)c}{\omega}; \\ l = \frac{1}{2\text{Im}(q)}. \end{cases} \quad (2.16)$$

Исходный текст программы на языке C, реализующей данную процедуру, представлен в Приложении А.

Отметим, что один из способов проверки предлагаемого подхода заключается в сравнении результатов, получаемых при малых значениях объемной доли рассеивающих центров в среде, с оценками значений длины рассеяния и эффективного показателя преломления в приближении малократного рассеяния, когда коэффициент экстинкции непоглощающей среды определяется суммарным значением сечений рассеяния всех частиц, находящихся в единице объема среды:

$$\mu_t = \mu_s = \frac{1}{l} = \rho\sigma_s = \frac{3fQ_{sca}}{4\langle r \rangle}, \quad (2.17)$$

где Q_{sca} - фактор эффективности рассеяния [6]. На рис. 2.3 приведены результаты подобного сопоставления для произвольно выбранной рассеивающей системы при различных значениях объемной доли рассеивающих центров. Отметим, что обсуждаемый подход, в отличие от модели малократного рассеяния, адекватно описывает наблюдаемое в экспериментах (см., например, [133]) поведение длины рассеяния (и, соответственно, транспортной длины распространения излучения в среде) при возрастании f . Особенностью является убывание l до некоторого минимального значения, зависящего от показателей преломления

рассеивателей и базовой среды и дифракционного параметра рассеивателей) с последующим ростом. Подобная особенность обусловлена влиянием частичной коррелированности положений рассеивателей на статический структурный фактор рассеивающей системы [132] при высоких плотностях упаковки частиц.

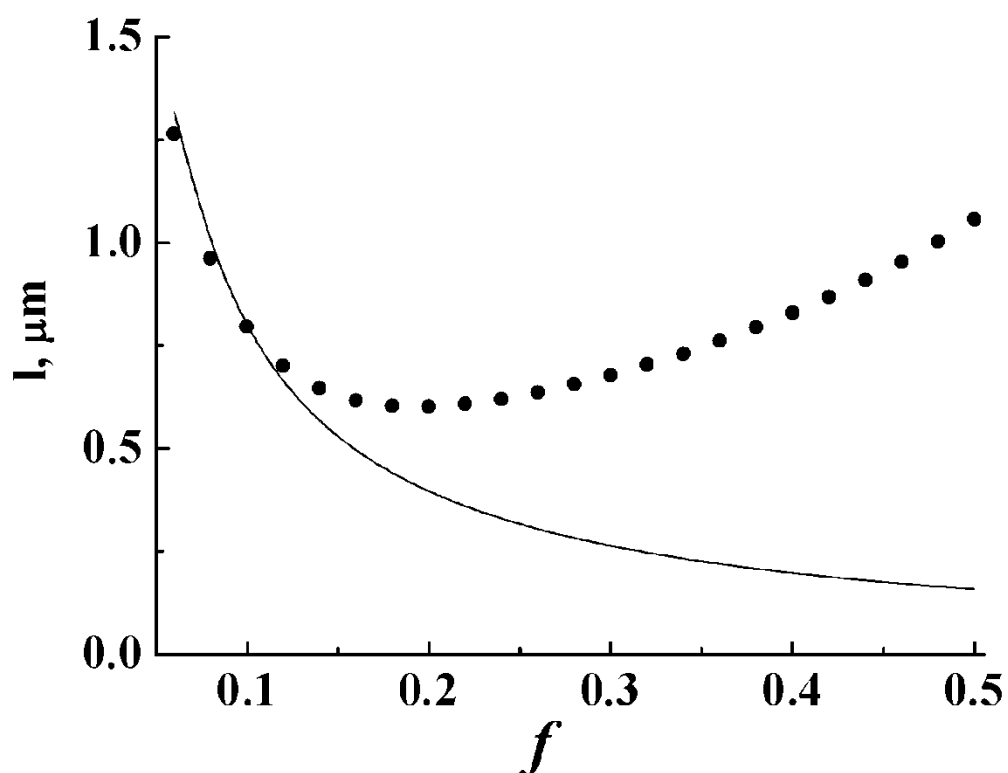


Рис. 2.3. Модельные зависимости длины рассеяния от объемной доли частиц в рассеивающей среде. Длина волны зондирующего излучения – 1 мкм, $\langle r \rangle = 0.25$ мкм, $n_p = 2.0$, базовая среда – воздух. Маркеры - модель эффективной среды; сплошная линия – приближение малократного рассеяния.

В области малых f имеет место соответствие значений, получаемых с использованием двух различных подходов. Очевидно, что при $f \rightarrow 0$ значения n_{ef} , получаемые с помощью модели эффективной среды, должны асимптотически стремиться к значению показателя преломления базовой

среды. Рисунок 2.4 иллюстрирует подобную тенденцию в поведении n_{ef} для различных дисперсных систем.

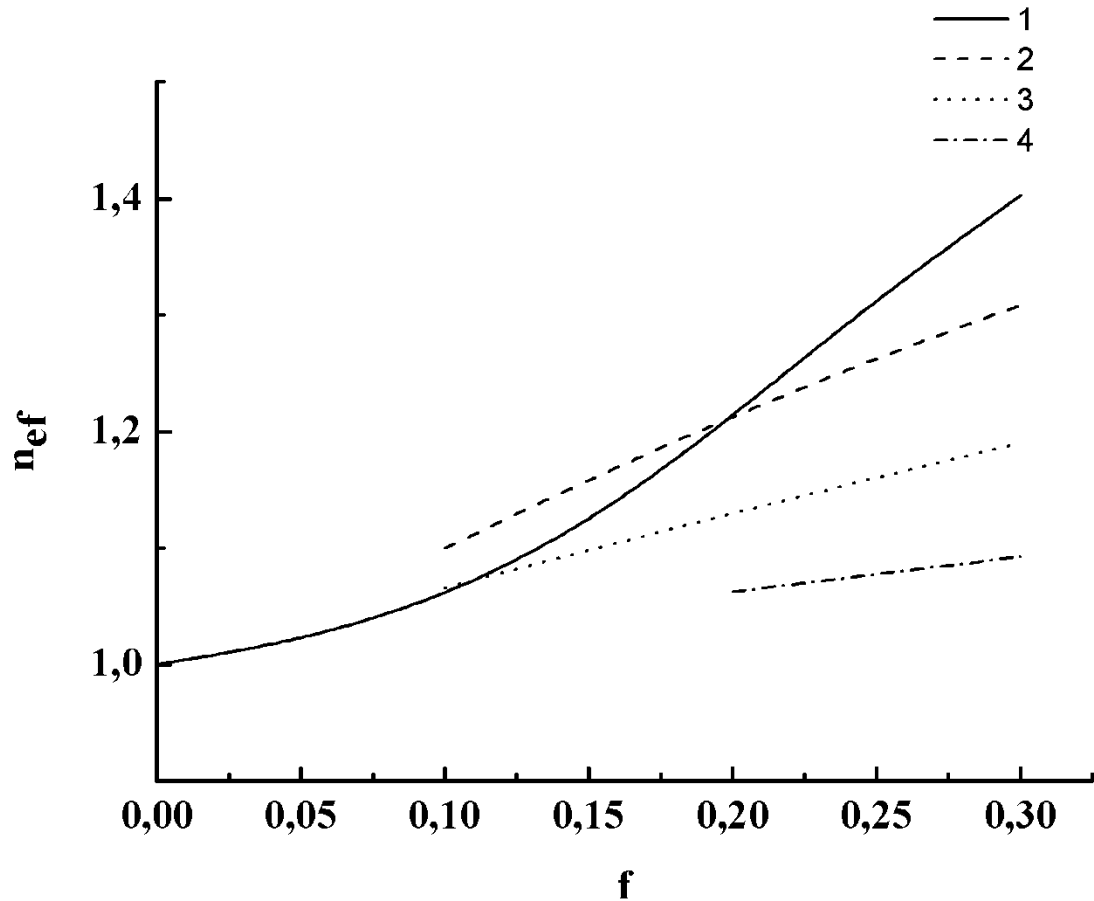


Рис. 2.4. Зависимости эффективного показателя преломления, полученные с использованием модели эффективной среды, от объемной доли рассеивающих центров. Моделируемая система – сферические частицы в воздухе. Длина волны зондирующего излучения – 1 мкм, $\langle r \rangle = 0.25$ мкм; $1 - n_p = 2.2$, $1 - n_p = 1.9$, $1 - n_p = 1.6$, $1 - n_p = 1.3$.

Следует отметить, что для «оптически мягких» частиц при малых значениях объемной доли рассеивателей в среде количество итераций, требуемых для достижения заданной точности оценки параметров при фиксированных начальных величинах действительной и мнимой частей показателя преломления эффективной среды становится слишком большим и

в конечном счете при уменьшении f итерационная процедура перестает сходиться (этому соответствует «обрыв» кривых 2 – 4 в области малых f). В данном случае вычисление n_{ef} при малых значениях объемной доли требует подбора начальных значений для итерационной процедуры. Тем не менее, экстраполяция полученных кривых, демонстрирующих почти линейное поведение, в области малых значений f дает асимптотическое значение $n_{ef} = 1.0$ при $f \rightarrow 0$.

Следует также отметить существенно нелинейное поведение зависимости $n_{ef}(f)$ для показателя преломления рассеивающих центров, равного 2.2. Это предположительно обусловлено близостью данного значения к величине показателя преломления, соответствующего первому резонансу Ми зависимости фактора эффективности рассеяния от волнового параметра рассеивающего центра при заданном отношении радиуса рассеивателя и длины волны ($n_p \approx 2.07$). Отметим также, что нелинейность проявляется и при показателе преломления частиц, равном 1.9 (но в меньшей степени). Расчет эффективности рассеяния по теории Ми для изолированной частицы диаметром 0.5 мкм с показателем преломления, равным 2.2, дает величину порядка $Q_{sca} \approx 4.16$, в то время как пиковое значение, соответствующее первому резонансу Ми, равно ≈ 4.28 . Отметим также, что при $n_p = 1.9$ $Q_{sca} \approx 3.73$ (соответственно нелинейность зависимости $n_{ef}(f)$ проявляется в меньшей степени).

Для дальнейшего анализа представляет интерес представление поведения дисперсных систем в координатах «эффективный показатель преломления – длина рассеяния» при изменениях структурных характеристик системы (среднего радиуса рассеивателей и их объемной доли). На рисунке 2.5 приведены зависимости $l = \varphi(n_{ef})$ для рассеивающих систем, состоящих из рассеивателей с различными значениями $\langle r \rangle$ и f (показатель преломления частиц принят равным 2.0, в качестве базовой среды принят воздух).

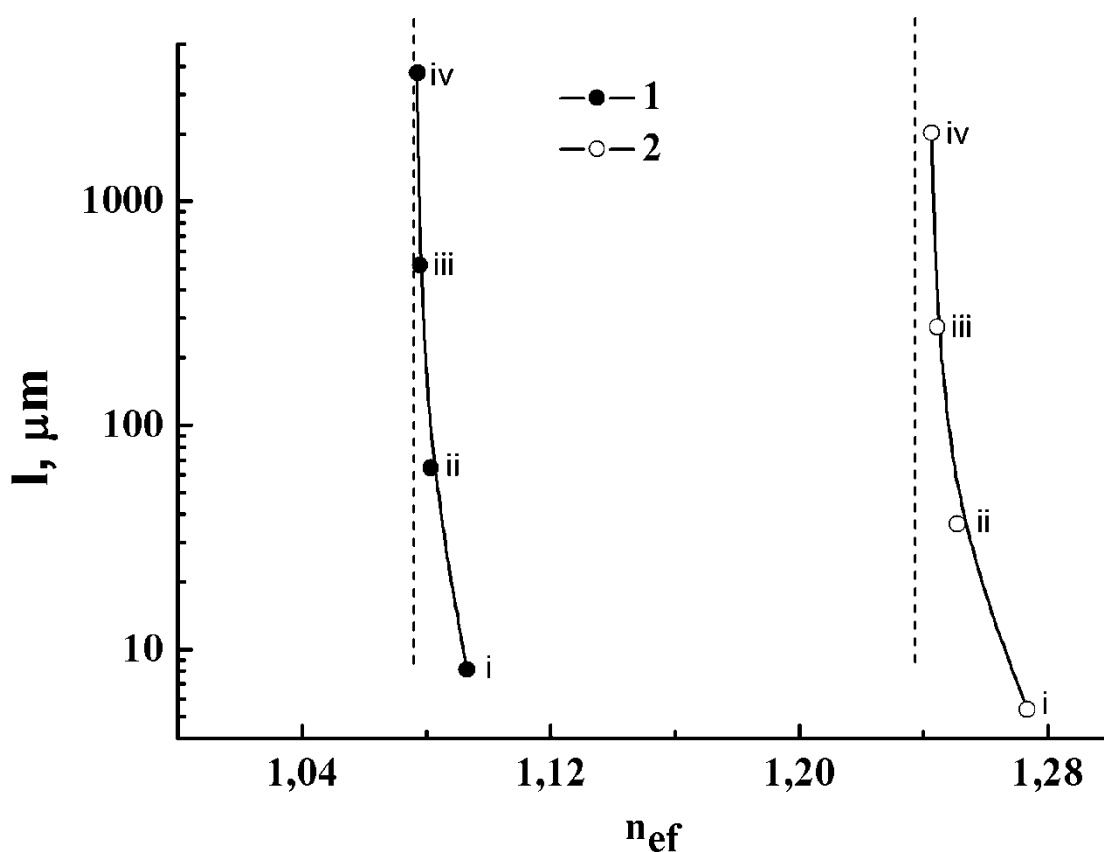


Рис. 2.5. Взаимосвязь значений длины рассеяния и эффективного показателя преломления для дисперсных систем с различными структурными характеристиками (результаты моделирования с использованием обсуждаемого подхода). 1 – $f = 0.1$; 2 – $f = 0.3$. Пунктирными линиями показаны значения n_{ef} , рассчитанные по модели Максвелла Гарнетта. i – $\langle r \rangle = 0.125$ мкм; ii – $\langle r \rangle = 0.0625$ мкм; iii – $\langle r \rangle = 0.03125$ мкм; iv – $\langle r \rangle = 0.015625$ мкм.

Скорость сходимости вычислительной процедуры минимизации среднего значения сечения экстинкции пробных рассеивающих центров определяется значением дифракционного параметра частиц в моделируемой среде, а также исходным значением комплексного показателя преломления эффективной среды, используемого в итеративной процедуре. На рис. 2.6 представлены зависимости числа итераций, требуемого для достижения заданного уровня точности оценки параметров, от дифракционного

параметра рассеивающих центров при различных значениях показателя преломления рассеивателей (базовая среда – воздух).

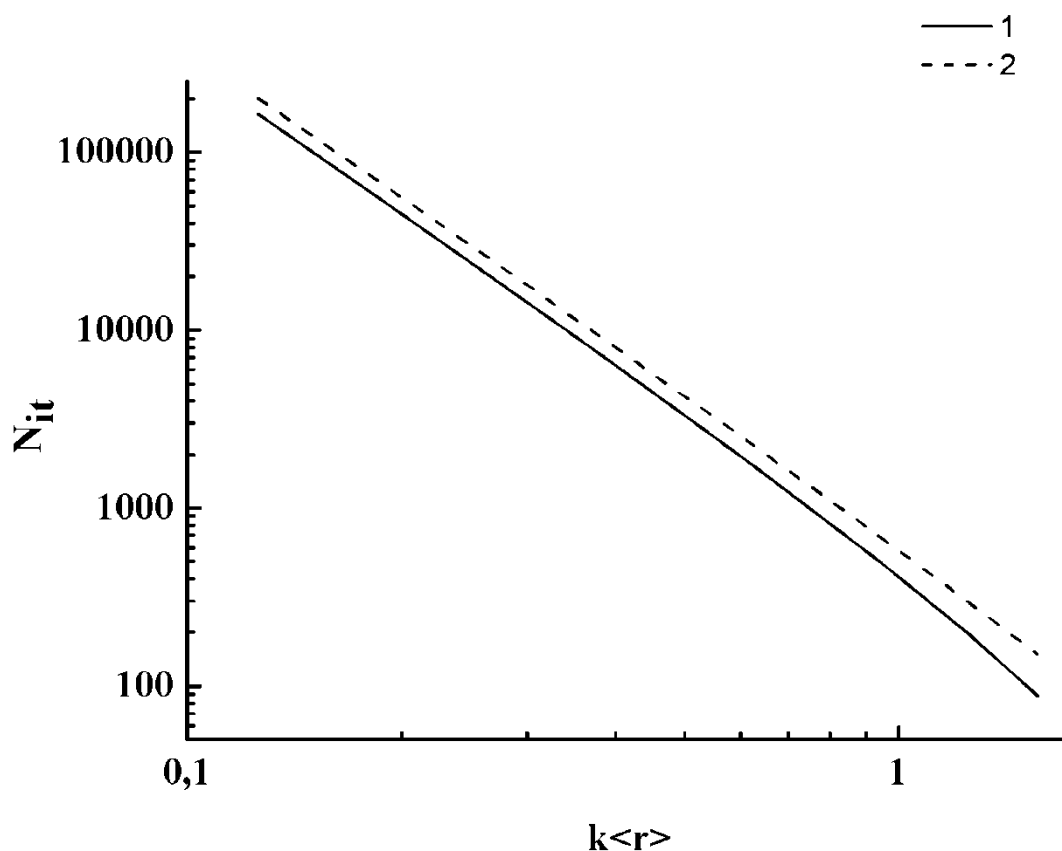


Рис. 2.6. Зависимости числа итераций от дифракционного параметра рассеивающих центров при моделировании с использованием обсуждаемого подхода. ; 1 – $n_p = 2.0$, 2 – $n_p = 1.3$.

Рассмотренная модель эффективной среды может быть модифицирована для нахождения транспортной длины l^* распространения излучения в среде. При этом в качестве минимизируемой величины может быть рассмотрена усредненная разность значений полного сечения и сечения асимметрии пробных центров [6]:

$$\langle \sigma_{pr} \rangle = \langle \sigma_t - \sigma_{asym} \rangle = 0, \quad (2.18)$$

где сечение асимметрии вычисляется из коэффициентов ряда рассеяния для пробных рассеивающих центров следующим образом:

$$\sigma_{asym} = \frac{2\pi}{k^2} \sum_{n=1}^{\infty} \left\{ \frac{2n+1}{n+1} \operatorname{Re}(a_n b_n^*) + \frac{n(n+2)}{n+1} \operatorname{Re}(a_n a_{n+1}^* + b_n b_{n+1}^*) \right\}. \quad (2.19)$$

В данном случае применена аналогичная итерационная процедура. Исходный текст программы на языке программирования С, реализующей процедуру вычисления транспортной длины распространения излучения в моделируемой среде приведен в приложении Б. В качестве входных параметров при вычислении l^* используются те же величины, что и для программы приложения А, а также заранее вычисленные значения l и n_{ef} .

2.3. Краткие выводы по главе

Анализ полученных результатов позволяет сделать следующие выводы:

- рассмотренная модель эффективной среды демонстрирует при вычислении l и эффективного показателя преломления лучшую сходимость для рассеивающих систем с высокими значениями объемной доли и фактора эффективности рассеяния частиц, чем для сред, состоящих из «оптически мягких» частиц с малыми значениями объемной доли; аналогичным образом, скорость сходимости уменьшается при переходе от режима рассеяния Ми к релеевскому рассеянию;
- модель также может быть применена к рассеивающим системам, состоящим из плотноупакованных несферических частиц при условии использования дополнительных предположений, позволяющих установить взаимосвязь между структурными характеристиками исследуемой среды и структурными характеристиками системы, состоящей из эквиобъемных сфер с той же плотностью упаковки и значениями диэлектрической проницаемости рассеивателей и базовой среды.

Целесообразным является использование вычислительной процедуры с настраиваемым исходным значением комплексного показателя преломления эффективной среды, поскольку применение фиксированного значения данного параметра приводит к существенному сужению интервалов оценки l и n_{ef} при изменении $\langle r \rangle$ и f в широких пределах (рис. 2.5).

ГЛАВА 3. АНАЛИЗ ВЛИЯНИЯ ГРАНИЧНЫХ УСЛОВИЙ ДЛЯ УРАВНЕНИЯ ПЕРЕНОСА ИЗЛУЧЕНИЯ НА ВРЕМЕННОЙ ОТКЛИК ЗОНДИРУЕМОЙ СЛУЧАЙНО-НЕОДНОРОДНОЙ СРЕДЫ ПРИ ИМПУЛЬСНО-МОДУЛЯЦИОННОМ И НИЗКОКОГЕРЕНТНОМ ЗОНДИРОВАНИИ

В случае диффузионного характера переноса зондирующего излучения в случайно-неоднородных средах существенное влияние на распространение света оказывает эффект многократного отражения распространяющихся в среде парциальных составляющих от границ раздела «среда – свободное пространство» обратно в среду. Проиллюстрировать подобный эффект для, например, случая зондирования источниками непрерывного излучения можно, рассмотрев приближенное аналитическое выражение для коэффициента диффузного пропускания плоского слоя оптически плотной случайно-неоднородной среды (см., например, [10]):

$$T = \frac{l^*}{L} \cdot \frac{\left(\frac{2}{3}\right) \cdot \left(\frac{1+R}{1-R}\right) + \alpha}{1 + \left(\frac{4}{3}\right) \cdot \left(\frac{1+R}{1-R}\right)}. \quad (3.1)$$

Здесь l^* - как и ранее, транспортная длина распространения зондирующего излучения в среде, α - подгоночный параметр, изменяющийся в пределах от 0 до 1, а величина $z_e = \left(\frac{2}{3}\right) \cdot \left(\frac{1+R}{1-R}\right)$ - нормированное на транспортную длину значение длины экстраполяции (R - отражательная способность границы раздела «случайно-неоднородная среда – свободное пространство»). Данный параметр появляется при рассмотрении поведения диффузной составляющей

на границе раздела среды со свободным пространством и определяет расстояние от геометрической границы, на котором диффузная составляющая в свободном пространстве уменьшается до 0. Отметим, что в случае равенства показателя преломления свободного пространства и эффективного показателя преломления случайно-неоднородной среды транспортная длина принимает минимальное значение, при этом $z_e \approx 2/3$. Отметим, что рост z_e имеет место при отклонении значений эффективного показателя преломления среды от показателя преломления свободного пространства как в сторону положительных, так и отрицательных значений, однако характер поведения зависимостей $z_e = f(\Delta n)$, где $\Delta n = n_e - n$, n - показатель преломления свободного пространства, существенно отличается при $\Delta n > 0$ и $\Delta n < 0$. Это обусловлено дополнительным влиянием эффекта полного внутреннего отражения при углах падения парциальных составляющих на границу, превышающих предельный, в первом случае.

Анализ выражения (3.1) показывает, что возрастание z_e при неизменном значении транспортной длины оказывает существенное влияние на диффузное пропускание слоя, что в ряде случаев является причиной неоднозначности интерпретации результатов измерения диффузного пропускания (одинаковые значения T могут быть получены при различных комбинациях l^* и z_e). Подобная неоднозначность характерна не только для измерений диффузного пропускания, но и для ряда других оптических диффузионных методов зондирования (например, при определении транспортной длины с использованием эффекта когерентного обратного рассеяния, см., например, [64]). Следует отметить, что при использовании модели для расчета оптических транспортных параметров рассеивающей системы (например, модели, описанной в разделе 2.2), позволяющей установить взаимно однозначное соответствие между l^* и эффективным показателем преломления системы, с одной стороны, и ее структурными и диэлектрическими свойствами, с другой стороны, отмеченная выше

неоднозначность может быть использована для решения ряда диагностических задач. Подобный подход детально рассмотрен в главе 4.

В разделе 3.1 данной главы проведены анализ и обобщение существующих подходов, устанавливающих взаимосвязь между эффективным показателем преломления случайно-неоднородной среды и характерным масштабом затухания диффузной составляющей вблизи границ – длиной экстраполяции. В разделе 3.2 представлены результаты анализа влияния несогласованности показателей преломления рассеивающей среды и свободного пространства на временной отклик среды, полученные с использованием статистического моделирования переноса излучения в слое среды. В разделе 3.3 представлены краткие выводы по главе.

3.1. Влияние эффективного показателя преломления случайно-неоднородной среды на длину экстраполяции z_e

Значительный интерес к данному вопросу был проявлен в 90-е годы прошлого века в связи с интенсивным развитием в то время оптических диффузионных методов зондирования случайно-неоднородных сред (таких, как диффузионно-волновая спектроскопия, а также импульсно-модуляционное и частотно-модуляционное зондирование). Детальное аналитическое рассмотрение влияния эффективного показателя преломления среды на значение длины экстраполяции в рамках теории переноса излучения проведено независимо друг от друга группой Дж. Жу, Д. Пэйна и Д. Вейтца (компания «Эксон», Нью-Джерси, США; [144]) и группой Д. Дуриана из Калифорнийского университета [130]. Примененные подходы существенно различаются в деталях, но приводят к идентичным результатам, позволяющим выразить длину экстраполяции через вычисляемую интегральную отражательную способность границы раздела среды со свободным пространством:

$$z_e = \frac{2}{3} \cdot \frac{1+R}{1-R}. \quad (3.2)$$

Отметим, что при больших значениях интегральной отражательной способности границы R нормированное значение длины экстраполяции существенно превышает 1; в работе [114] теоретически рассматривалось поведение оптических транспортных параметров случайно-неоднородной среды по мере приближения параметра локализации излучения kl^* к критическому значению, равному 1. Было показано, что коэффициент диффузии излучения при этом становится масштабно-зависимой величиной, а длина экстраполяции для подобной системы расходится по мере приближения системы к порогу локализации.

В работе [143] расчет R производится на основе анализа баланса потоков энергии диффузно рассеянного излучения на границе раздела с учетом френелевских отражений диффузно рассеянных составляющих от границы. Рассматривается зависящий от угла θ между внутренней нормалью к границе и направлением распространения диффузной составляющей коэффициент отражения для неполяризованного света (поскольку диффузно рассеянный свет полагается полностью деполаризованным):

$$R(\theta) = \frac{R_{\perp}(\theta) + R_{\parallel}(\theta)}{2}, \quad (3.3)$$

где слагаемые в правой части соответствуют коэффициентам френелевского отражения для линейно поляризованных составляющих с направлениями вектора поляризации в плоскости падения и перпендикулярно ей. Анализ баланса потока энергии диффузно рассеянного излучения на границе с учетом граничного условия для диффузной составляющей позволяет получить следующее выражение для интегральной отражательной способности границы:

$$R = \frac{3C_2 + 2C_1}{3C_2 - 2C_1 + 2}, \quad (3.4)$$

где постоянные C_1 и C_2 вычисляются путем интегрирования зависящего от угла θ коэффициента отражения для неполяризованного света:

$$C_1 = \int_0^{\pi/2} R(\theta) \cos \theta \sin \theta d\theta, \quad (3.5)$$

$$C_2 = \int_{-\pi/2}^0 R(\theta) \cos^2 \theta \sin \theta d\theta.$$

Очевидно, что значение R (и, соответственно, z_e) зависит только от отношения эффективного показателя преломления случайно-неоднородной среды к показателю преломления свободного пространства.

На рис. 3.1 представлена зависимость нормированной длины экстраполяции z_e от параметра $\eta = |n_e - n|/n$, характеризующего величину рассогласования эффективного показателя преломления среды относительно показателя преломления свободного пространства [142]. Неинвариантность функции $z_e(\eta)$ относительно изменения знака разности $n_e - n$, выражающаяся в различном поведении двух ветвей зависимости, обусловлена отмеченным выше влиянием эффекта полного внутреннего отражения при положительных значениях $n_e - n$.

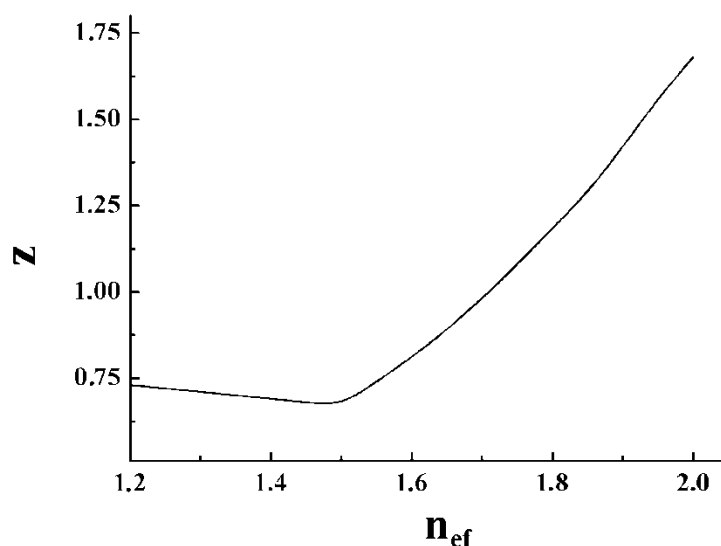


Рис. 3.1. Зависимость нормированной на транспортную длину длины экстраполяции z_e от эффективного показателя преломления случайно-неоднородной среды (показатель преломления свободного пространства принят равным 1.5).

Отметим, что при значениях параметра $\eta = |n_e - n|/n$, не превышающих ≈ 0.06 , влиянием переотражений на границе диффузных составляющих внутри слоя на результаты оптической диффузионной диагностики с приемлемой точностью можно пренебречь, принимая z_e соответствующей случаю согласованных граничных условий ($n_e = n$ и, соответственно, $z_e \approx 2/3$). Однако возрастание η приводит к существенному влиянию обсуждаемого эффекта на результаты оптических диффузионных измерений с использованием непрерывного зондирующего излучения. Анализируя выражения (3.2 – 3.5) и представленную на рис. 3.1 зависимость $z_e(\eta)$, можно показать, что возрастание параметра η до значений порядка $0.3 \div 0.4$ при неизменном значении транспортной длины приводит к существенным изменениям в диффузном пропускании слоя зондируемой среды. В особенности существенного влияния данного эффекта следует ожидать при оптическом диффузионном зондировании микро- и наноструктурированных дисперсных сред, состоящих из полупроводниковых и квазиметаллических частиц с высокой эффективностью рассеяния (например, диоксида титана и его производных, нитрида титана, силицидов объемно-центрированных тугоплавких металлов).

В связи с использованием в диссертационной работе метода низкокогерентного зондирования случайно-неоднородных сред, являющимся в определенной степени аналогом импульсно-модуляционного метода, представляет значительный интерес анализ влияния рассогласования значений показателей преломления дисперсной системы и свободного пространства на временной отклик дисперсной системы при ее зондировании короткими световыми импульсами.

3.2. Анализ влияния граничных условий на границе раздела «дисперсная система – свободное пространство» на временной отклик дисперсной системы при ее зондировании ультракороткими световыми импульсами

Временные отклики дисперсных систем в форме оптически толстых слоев анализировались в зависимости от параметра η при различных значениях параметра анизотропии рассеяния и транспортной длины распространения излучения в слое с использованием метода статистического моделирования переноса излучения в слое (метода Монте-Карло). Исходный текст программы на языке С, реализующей процедуру моделирования, приведен в Приложении к диссертационной работе. В алгоритме моделирования применен принцип использования «фотонных пакетов», в соответствии с которым каждой распространяющейся парциальной составляющей рассеянного поля ставится в соответствие группа «фотонов», характеризуемых одинаковыми параметрами распространения и исходным статистическим весом, равным 1. По мере распространения парциальной составляющей в слое статистический вес «фотонного пакета» уменьшается за счет поглощения среды. В используемой процедуре моделирования учет поглощения производится следующим образом: производится моделирование переноса излучения для непоглощающей среды, по полученным данным восстанавливается функция плотности вероятности значений путей парциальных составляющих в зондируемом слое, после чего производится ее перенормировка с использованием бугеровского множителя вида $\exp(-\mu_a s)$ для каждой группы парциальных составляющих, характеризуемых значением пути s . Значение коэффициента поглощения μ_a , в зависимости от характера поглощения зондирующего излучения в слое, может вводиться различными способами (например, через величину альbedo рассеивающих центров в случае дисперсных систем, состоящих из поглощающих частиц в непоглощающей базовой среде, или через коэффициент поглощения базовой среды для непоглощающих частиц в

поглощающей среде, или путем комбинации этих двух величин). Реализуя подобный подход, мы в значительной степени опирались на результаты дискуссии о зависимости (или независимости) коэффициента диффузии излучения в случайно-неоднородной среде от ее поглощения (см., например, [145 -148]).

В используемой процедуре моделирования в качестве фазовой функции системы применена традиционно используемая функция Хензи-Гринштейна [149], что обусловлено ее хорошей апробацией и достаточной простотой используемого алгоритма, который в наше время является практически унифицированным.

В ходе моделирования анализировались формы функций плотности вероятности выборочных значений оптических путей парциальных составляющих в слое с толщиной $L \gg l^*$ с малым коэффициентом поглощения при его зондировании узким коллимированным (pencil-type) импульсным пучком лазерного излучения с временной зависимостью вида $I_0 \delta(t - t_0)$. Рассматривался режим детектирования обратно рассеянного излучения, собираемого со всей передней поверхности слоя. На рис. 3.2 представлены функции плотности вероятности $\rho(s)$ при различных значениях η для характера рассеяния излучения в слое, близкого к изотропному ($g = 0.3$); рис. 3.3 соответствует промежуточному режиму рассеяния ($g = 0.6$), а рис. 3.4 – существенно анизотропному рассеянию ($g = 0.9$). Отметим, что используемые при моделировании малые значения коэффициента поглощения среды не оказывают достаточно существенного влияния на характер распределения парциальных составляющих в слое, а выполняют лишь функцию дискриминации парциальных составляющих с чрезмерно большими значениями пути в слое («зацикливание блужданий фотонов»). С целью исключения «зацикливания блужданий» (и, тем самым, зависания программы) в алгоритм моделирования введен дополнительный блок исключения фотонных пакетов с числом актов рассеяния, превышающим

некоторую пороговую величину (при моделировании это значение принято равным 10^8).

Анализ данных, представленных на рис. 3.2 – 3.4 показывает, что возрастание η вне зависимости от параметра анизотропии рассеяния приводит к смещению среднего значения $\langle s \rangle$ в область больших значений и уменьшению скорости спада «диффузионного хвоста» распределений $\rho(s)$ в области нормированных на транспортную длину значений s от $\approx 5 \div 6$ до 100.

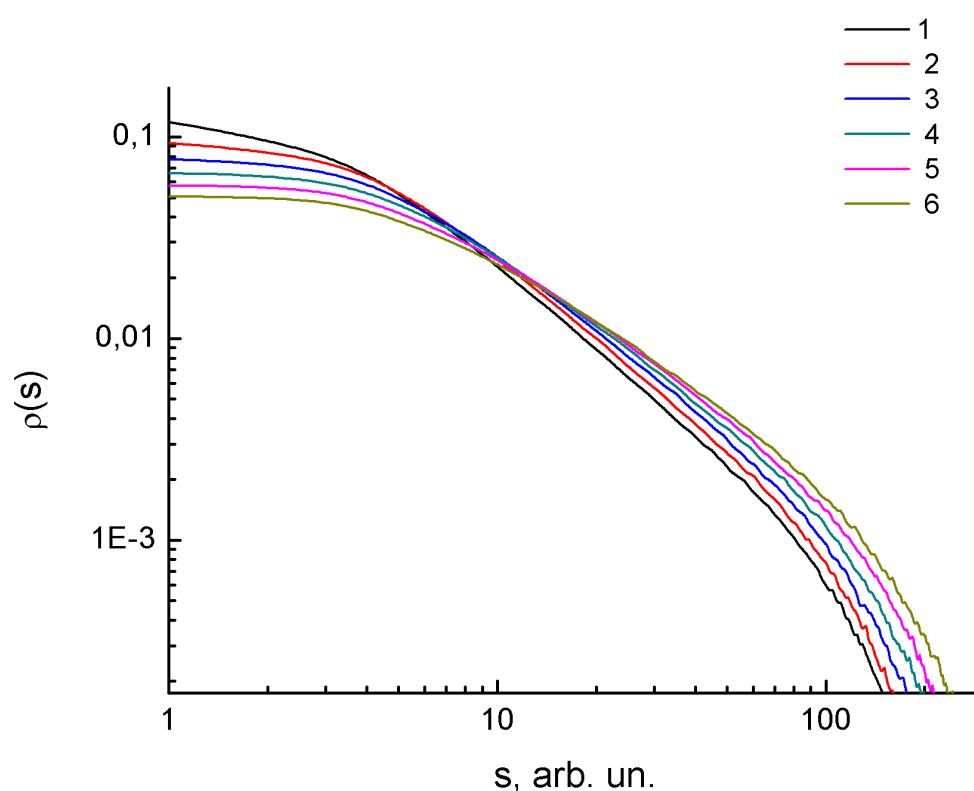


Рис. 3.2. Нормированные функции временного отклика оптически толстого слоя в режиме детектирования обратно рассеянного излучения при зондировании слабопоглощающего слоя ультракоротким световым импульсом (определяемые функцией плотности вероятности распределения путей парциальных составляющих в слое $\rho(s)$). Случай близкого к изотропному режима рассеяния ($g = 0.3$). Переход к временной шкале может быть осуществлен перенормировкой вида $\tau = s/v$, где v - групповая скорость световых волн в среде. 1 - $\eta = 0$ (согласование эффективного показателя

преломления среды и показателя преломления свободного пространства); 2 - $\eta = 0.1$; 3 - $\eta = 0.2$; 4 - $\eta = 0.3$; 5 - $\eta = 0.4$; 6 - $\eta = 0.5$. $l^* = 1; L = 10$.

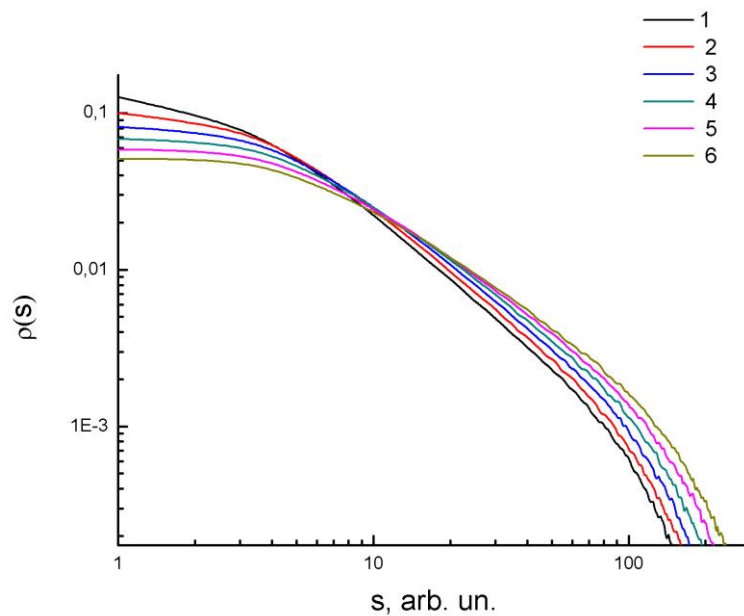


Рис. 3.3. То же, что и на рис. 3.2, для случая промежуточного режима рассеяния ($g = 0.6$).

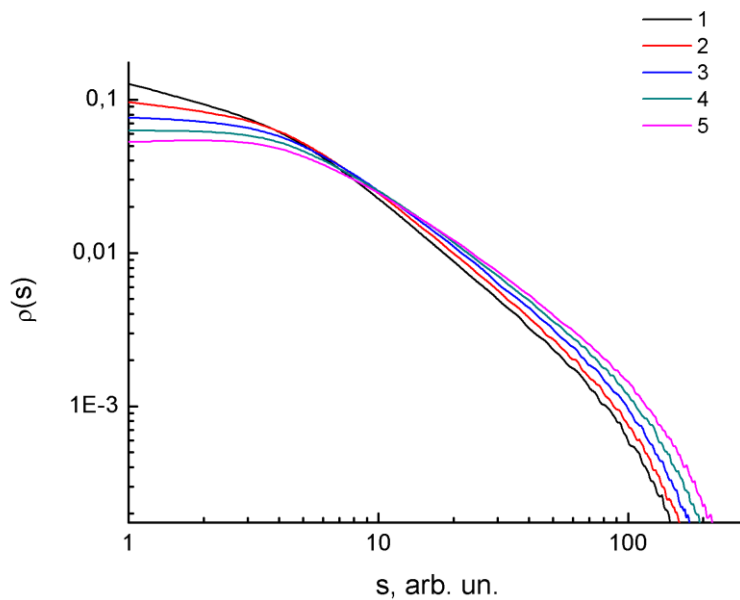


Рис. 3.4. То же, что и на рис. 3.2 и 3.3, для случая анизотропного рассеяния ($g = 0.9$).

Отметим, что при больших значениях s полученные в результате моделирования функции $\rho(s)$ демонстрируют близкий к экспоненциальному спад; данное свойство используется в дальнейшем для определения транспортных свойств зондируемых слоев (см. главу 4). Отметим также, что для отмеченного выше участка закон спада $\rho(s)$ близок к степенному, причем показатель степени близок к 1.5 и убывает с ростом параметра расстройки показателя преломления. Для всех трех случаев распределения путей парциальных составляющих в слое различаются несущественно, что обусловлено доминирующим вкладом в обратно рассеянный сигнал диффузионных составляющих, распространение которых в слое контролируется именно транспортной длиной распространения излучения, а не длиной рассеяния.

На рис. 3.5 представлены результаты моделирования поведения функций $\rho(s)$ для слоев с различной толщиной, но одинаковыми значениями транспортной длины ($l^* = 1.0$) и параметра расстройки показателя преломления ($\eta = 1.3$). Уменьшение толщины слоя приводит к переходу от степенного к экспоненциальному затуханию сигнала при меньших значениях s ; при малых толщинах слоя «степенной» участок вообще практически не выражен.

Результаты моделирования показывают, что введение в алгоритме дополнительной дискриминации парциальных составляющих путем их пространственной фильтрации на поверхности слоя с помощью круглой или кольцевой диафрагмы существенно модифицируют функцию плотности вероятности $\rho(s)$ (и, соответственно, временной отклик слоя). В первую очередь это связано с отсечкой части парциальных составляющих с большими значениями времени блуждания в слое (а в случае кольцевых диафрагм – также и парциальных составляющих с малыми длинами пути распространения в слое). Отметим, что сопоставление полученных данных в предельном случае $L \gg l^*$ с известными из литературы экспериментальными и теоретическими результатами оптического диффузионного зондирования полубесконечных случайно-неоднородных сред с использованием

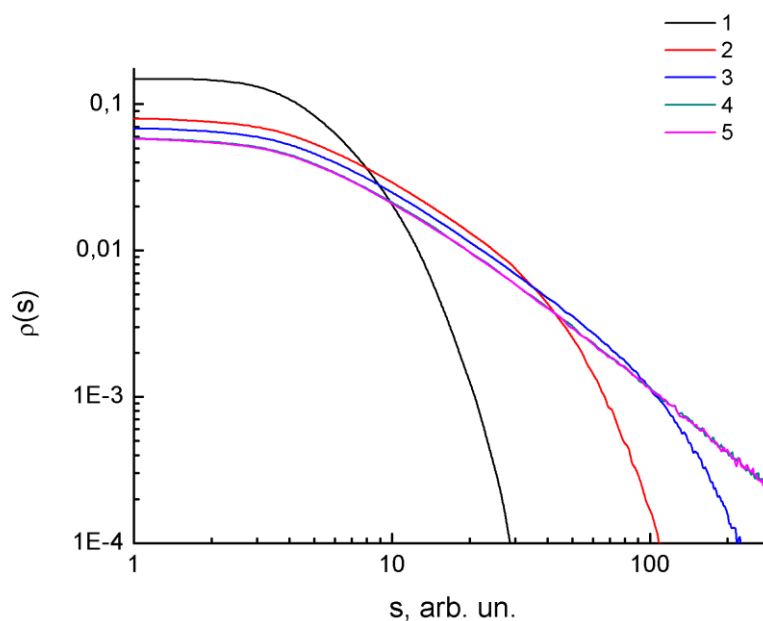


Рис. 3.5. То же, что и на рис. 3.2 – 3.4, но при различной толщине слоя. 1 - $L = 1.0$; 2 - $L = 5.0$; 3 - $L = 10.0$; 4 - $L = 50.0$; 5 - $L = 100.0$.

непрерывных и импульсных источников излучения (см., например, [150 – 155]) по различным характеристикам регистрируемого излучения (например, по радиальному распределению интенсивности диффузно отраженного света; используемый алгоритм моделирования позволяет выполнить подобное сопоставление) показывает хорошее соответствие между двумя группами данных.

3.3. Краткие выводы по главе

В результате проведенного анализа и статистического моделирования влияния граничных условий для уравнения переноса излучения на границе «случайно-неоднородная среда – свободное пространство» установлено, что возрастание степени рассогласования показателя преломления свободного пространства и эффективного показателя преломления случайно-неоднородной среды приводит не только к убыванию скорости спада функции плотности вероятности значений путей парциальных составляющих рассеянного поля в среде (и соответственно, например, регистрируемого

сигнала при импульсно-модуляционном зондировании слоя), но и к переходу в режим экспоненциального спада при больших значениях s . Данное обстоятельство необходимо учитывать при выборе интервалов для анализа регистрируемых сигналов при импульсно-модуляционном и низкокогерентном зондировании случайно-неоднородных сред (см. главу 4).

Следует также отметить характерную особенность полученных в результате моделирования зависимостей $\rho(s)$ для случая зондирования случайно-неоднородного слоя ультракоротким световым импульсом и детектирования обратно рассеянного излучения: при существенно различающихся значениях параметра анизотропии рассеяния и параметра расстройки эффективного показателя преломления слоя относительно показателя преломления свободного пространства приблизительно одинаковые значения $\rho(s)$ достигаются при значениях s , приблизительно равных толщине слоя.

ГЛАВА 4. НИЗКОКОГЕРЕНТНАЯ ИНТЕРФЕРОМЕТРИЯ СЛУЧАЙНО-НЕОДНОРОДНЫХ СРЕД С ИСПОЛЬЗОВАНИЕМ ЧАСТОТНО-МОДУЛИРОВАННЫХ ЛАЗЕРНЫХ ИСТОЧНИКОВ ЗОНДИРУЮЩЕГО ИЗЛУЧЕНИЯ

В традиционных схемах низкокогерентной интерферометрии и оптической когерентной томографии применяются источники зондирующего излучения с низкой временной и достаточно высокой пространственной когерентностью; как правило, в качестве подобных источников применяются суперлюминесцентные диоды (в отдельных случаях также могут быть использованы полупроводниковые лазеры, работающие в подпороговом режиме). Анализ регистрируемых сигналов при этом обычно проводится во временной области (time-domain optical coherence tomography). Применительно к решению задач диссертационной работы применена инструментальная база, в которой, в отличие от традиционных схем ОКТ зондирования, используется принцип анализа сигналов в частотной области (Fourier-domain optical coherence tomography, FD OCT) при использовании перестраиваемого по частоте (свипируемого) лазерного источника с высокой степенью временной когерентности (см., например, [156 - 158]). Подобный подход не требует механического сканирования оптической длины опорного плеча низкокогерентного интерферометра. В данном случае быстрая модуляция по частоте зондирующего излучения позволяет получать частотно-зависимые интерферограммы объекта как временной отклик фотодетектора на регистрируемый сигнал. При обработке детектируемого сигнала применяется общий подход, характерный для всех FD OCT систем – получение А-скана на основе обратного преобразования Фурье сигнала, регистрируемого фотоприемником. При этом обычно применяются такие дополнительные процедуры предварительной обработки, как интерполяция и различные схемы фильтрации (например, медианная) с целью увеличения отношения сигнал-шум в восстанавливаемом А-скане.

В экспериментальных исследованиях, выполненных в рамках данной диссертационной работы, применена низкокогерентная интерференционная система (оптический когерентный томограф) OCS1300SS (производство Thorlabs, США [159]) с лазерным источником с центральной длиной волны 1325 нм (длина когерентности источника в отсутствие свипирования составляет 6 мм) и диапазоном перестройки по длине волны не менее 100 нм. Это обеспечивает эффективную ширину окна когерентности в свободном пространстве не более 12 мкм, что вполне достаточно для решения диагностических задач, рассмотренных в диссертационной работе.

4.1. Методика проведения эксперимента по низкокогерентному интерферометрическому зондированию случайно-неоднородных сред [160 – 162]

Эксперименты по низкокогерентному зондированию слоев случайно-неоднородных сред проводились с использованием модельных образцов (слоев рассеивающих сред с различными значениями отношения геометрической толщины образца к транспортной длине распространения зондирующего излучения в слое среды). В качестве подобных образцов использовались:

- фторопластовая лента ФУМ (ГОСТ 24222-80) толщиной 100 мкм, для которой ожидаемое значение транспортной длины сопоставимо с толщиной образца;
- слои фильтровальной бумаги толщиной 150 мкм (тип Ф по ГОСТ 12026-76);
- слои полидисперсных частиц диоксида титана со средним размером, не превышающим 25 нм (нанопорошок TiO_2 для приготовления слоев - Aldrich 637254, Sigma-Aldrich, США) между стеклянными подложками (толщина подложек – 1.0 мм, толщина слоев частиц задавалась прокладками и составляла 200 – 250 мкм).

В последнем случае исходный материал (нанопорошок диоксида титана), используемый для приготовления образцов, был подвергнут волюмометрическим пробам. Волюмометрические тесты показали, что

насыпная плотность нанопорошка равна (0.293 ± 0.005) г/см³. Паспортные значения насыпной плотности для продукта Aldrich 637254 существенно ниже и составляют $0.04 - 0.06$ г/см³, что позволяет предположить существование в исходном материале значительного количества агрегатов наночастиц со средним размером, превышающим 25 нм. Оценки исходного значения f дают величину порядка 0.075; после сжатия слоев между подложками значение f составляло ≈ 0.23 .

Отметим, что исследованные образцы подвергались независимым измерениям диффузного пропускания и отражения в интервале длин волн 300 нм - 1100 нм с последующей оценкой транспортных параметров с целью сопоставления с результатами измерений транспортной длины с использованием низкокогерентной интерферометрии. Измерения диффузного пропускания и отражения проводились с использованием портативного USB спектрометра Ocean Optics QE65000 и 4-портовой интегрирующей сферы Thorlabs IS236A-4; в качестве источника излучения использовалась галогеновая лампа накаливания. Излучение от лампы к сфере и от сферы к спектрометру передавалось с помощью волоконно-оптических кварц-полимерных патчкордов с диаметром световедущей жилы 200 мкм (производство Ocean Optics).

На рис. 4.1 представлены зависимости усредненной по 30 А-сканам амплитуды интерференционного сигнала для исследованных образцов ленты ФУМ и фильтровальной бумаги от разности хода пучков z в опорном и объектном плечах низкокогерентного интерферометра OCS1300SS (значения z приведены для свободного пространства, без учета n_{ef} зондируемой среды). Особенностью является экспоненциальный спад $I(z)$ при возрастании z : $I(z) \sim \exp(-z/\xi)$, проявляющийся до значений разности хода, при которых отношение «сигнал-шум» становится порядка 1. Интервалы экспоненциального спада сигналов для исследуемых образцов перекрывают не менее 1.5 декад. Другой особенностью для образцов ФУМ является пик,

обусловленный френелевским отражением зондирующего пучка от нижней границы слоя (максимумы сигнала, обусловленные отражениями от границ, показаны стрелками). Для образца бумаги подобная особенность не наблюдается, поскольку толщина образца существенно превышает транспортную длину. Оценки скорости экспоненциального спада интерференционного сигнала ξ дают величину (750 ± 30) мкм для образцов ФУМ и (1190 ± 50) мкм для слоев фильтровальной бумаги.

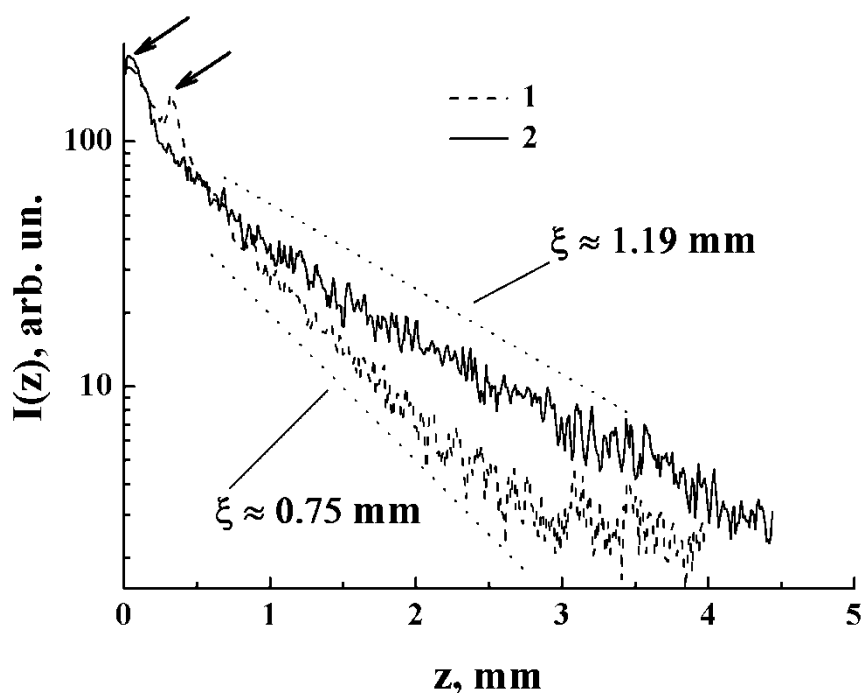


Рис. 4.1. Низкокогерентные интерференционные сигналы для исследуемых образцов: 1 – ФУМ; 2 – фильтровальная бумага. Стрелки – пики френелевского отражения от верхней и нижней границ слоя ФУМ.

На рис. 4.2 приведены аналогичные зависимости для слоя плотноупакованных частиц диоксида титана (здесь для сопоставления также приведена аналогичная зависимость для ленты ФУМ (см. рис. 4.1).

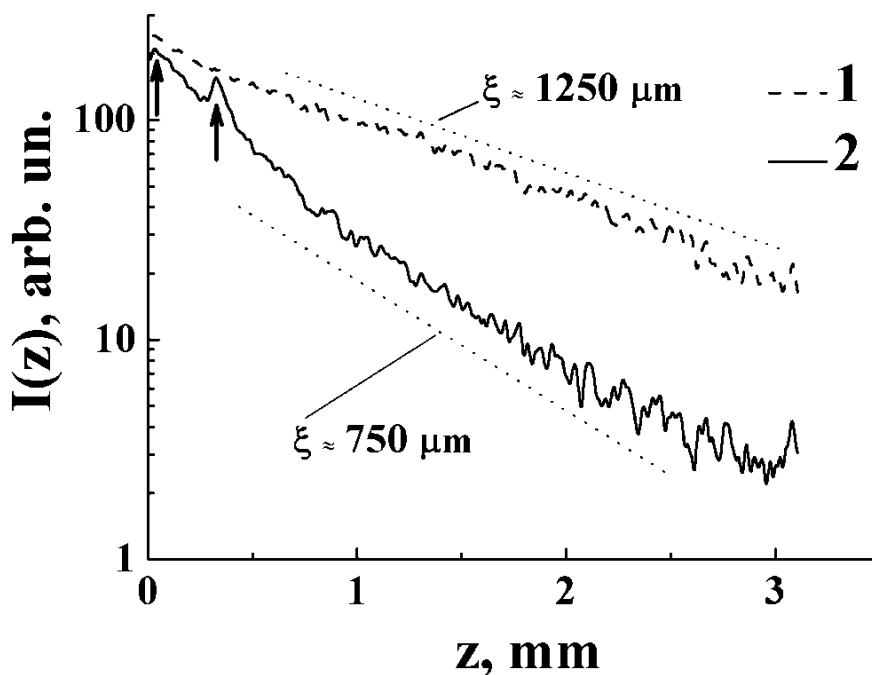


Рис. 4.2. Зависимости выходного сигнала низкокогерентного интерферометра от геометрической разности хода пучков в опорном и объектном плечах при использовании зондируемых слоев в качестве диффузного отражателя в объектном плече. 1 – слой TiO_2 частиц толщиной ≈ 230 мкм; 2 – лента ФУМ.

Отметим, что, несмотря на достаточно близкие значения скорости экспоненциального затухания интерференционного сигнала для образцов бумаги и плотноупакованных слоев наночастиц диоксида титана (≈ 1.19 мм в первом случае и ≈ 1.25 мм во втором случае), следует ожидать существенного различия значений транспортной длины для этих образцов, поскольку их толщины существенно различаются.

4.2. Обсуждение экспериментальных результатов

Очевидно, что особенность, отмеченная на рис. 4.1 и 4.2 стрелками (пик френелевского отражения от нижней границы слоя) проявляется в случае выполнения условия $L/l^* \approx 1$ при одновременно достаточно низком значении параметра анизотропии рассеяния зондирующего излучения в слое.

В противном случае при характере рассеяния, близком к существенно анизотропному, пик не должен наблюдаться, поскольку при этом при относительно большом значении транспортной длины будет иметь место большое значение коэффициента экстинкции среды, непосредственно определяющего скорость затухания когерентной составляющей зондирующего сигнала в среде.

На рис. 4.3 представлены результаты Монте-Карло моделирования эффекта возникновения пика, соответствующего отражению от нижней границы слоя при больших значениях транспортной длины (и, соответственно, малых значениях транспортного коэффициента рассеяния.

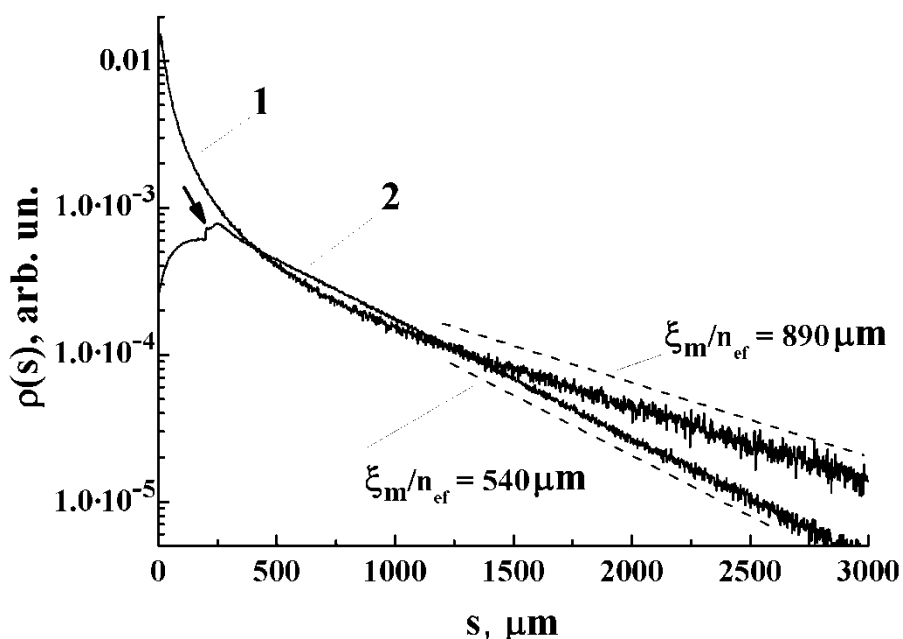


Рис. 4.3. Функции плотности вероятности значений путей парциальных составляющих рассеянного поля в слое $\rho(s)$ при толщине слоя $L = 100 \mu\text{m}$ и эффективном показателе преломления слоя $n_{ef} = 1.45$. Стрелка – пик френелевского отражения от нижней границы слоя при $L\mu'_s < 1$. 1 – $\mu'_s = 0.2 \mu\text{m}^{-1}$; 2 – $\mu'_s = 0.008 \mu\text{m}^{-1}$ (μ'_s – транспортный коэффициент рассеяния, ξ_m – полученные в результате моделирования значения скорости экспоненциального спада плотности вероятности $\rho(s)$).

4.2.1. Низкокогерентная рефлектометрия в режиме $L \gg l^*$

Существуют аналогии между временным откликом среды в режиме детектирования обратно рассеянного излучения при зондировании коротким световым импульсом и интерференционным сигналом, регистрируемым в низкокогерентном интерферометре с зондируемой средой в объектном плече [64]. Применительно к используемой методике низкокогерентное зондирование с шириной окна когерентности 12 мкм эквивалентно импульсно-модуляционному зондированию с длительностью импульса ≈ 0.04 пс. В диффузионном приближении [5] временной отклик оптически толстого слоя среды в режиме детектирования обратно рассеянного излучения описывается следующим выражением [64]:

$$R_d(t) = \frac{3D}{l^* \tilde{L}} \exp\left(-\frac{t}{\tau_a}\right) \cdot \sum_{n=1}^{\infty} \left\{ \exp\left(-\frac{D\pi^2 n^2}{\tilde{L}^2} t\right) \cdot \left[1 - \cos\left(\frac{l^* + Z_1}{\tilde{L}} \cdot 2\pi n\right) \right] \right\}. \quad (4.1)$$

Здесь $D = l^* v_E / 3$ - коэффициент диффузии излучения (v_E - скорость переноса энергии излучения в среде), τ_a - характерное время поглощения (для сред с малым поглощением $\tau_a \rightarrow \infty$), $\tilde{L} = L + l^*(Z_1 + Z_2)$, где безразмерные коэффициенты Z_1, Z_2 определяются отражательной способностью границ слоя. В соответствии с [144] Z_1, Z_2 равны:

$$Z_{1,2} = \frac{2 + \int_0^1 4\mu R_{1,2}(\mu) d\mu}{3 - \int_0^1 9\mu^2 R_{1,2}(\mu) d\mu}, \quad (4.2)$$

где $\mu = \cos \theta$, θ отсчитывается от нормали к поверхности внутри слоя, а $R_{1,2}(\mu)$ равны френелевским коэффициентам отражения границ для неполяризованного света при угле падения θ на границы.

При $\tau_a = \infty$ и $t > \tilde{L}^2 / \pi^2 D$ асимптотическое поведение $R_d(t)$ описывается экспоненциальной функцией: $R_d(t) \sim \exp(-t/\tau_d)$ с τ_d , определяемым выражением:

$$\tau_d \approx \frac{3\tilde{L}^2}{\pi^2 l^* v_E}. \quad (4.3)$$

При низкокогерентном зондировании сред с незначительной материальной и структурной дисперсией существует следующая взаимосвязь между временем распространения светового импульса в среде и разностью хода пучков в интерферометре: $z = v_E t \approx ct/n_{ef}$. Таким образом, в диффузионном приближении значение параметра ξ равно:

$$\xi \approx \frac{3}{\pi^2} \cdot \frac{n_{ef} \cdot [L + l^* \cdot \{Z_1(n_{ef}) + Z_2(n_{ef})\}]^2}{l^*}. \quad (4.4)$$

Анализируя случай зондирования оптически толстых слоев частиц TiO_2 (рис. 4.2), отметим, что одни и те же значения ξ могут быть получены при различных сочетаниях параметров l^* и $Z_1(n_{ef}) = Z_2(n_{ef}) = Z(n_{ef})$. Другими словами, измеренному в эксперименте ξ на координатной плоскости (n_{ef}, l^*) будет соответствовать уникальная кривая $l^* = f(n_{ef})$. С другой стороны, для заданных λ и f различным значениям среднего размера частиц в слое соответствуют различные значения l^* и n_{ef} . Подобная взаимосвязь также описывается некоторой уникальной кривой $l^* = \psi(n_{ef})$. Точка пересечения кривых $l^* = f(n_{ef})$ и $l^* = \psi(n_{ef})$ позволяет определить значения параметров n_{ef} и l^* характеризующих зондируемую среду.

Одним из возможных подходов к определению l^* и n_{ef} при заданных значениях λ , f и $\langle r \rangle$, а также значений показателя преломления частиц и базовой среды является применение модели пространственно-однородной эффективной среды с комплексным показателем преломления. Подобная модель может быть основана на критерии минимизации амплитуды рассеяния вперед пробного рассеивающего центра с параметрами, определяемыми реальной рассеивающей средой, погруженного в эффективную пространственно-однородную среду с комплексным показателем преломления (глава 2). Значения действительной и мнимой частей показателя преломления варьируются с использованием рекурсивной процедуры до достижения минимума модуля амплитуды рассеяния вперед. В

качестве пробного рассеивателя рассматривается сферическая частица в оболочке, радиус которой равен среднему радиусу рассеивателей в реальной среде, а толщина оболочки определяется объемной долей рассеивателей. Показатель преломления ядра пробной частицы равен показателю преломления частиц в реальной среде, а показатель преломления оболочки – показателю преломления базовой среды, содержащей частицы. По найденному значению действительной части показателя преломления определяется n_{ef} реальной среды, а по мнимой части – длина рассеяния l в реальной среде. По найденным значениям n_{ef} и l с помощью аналогичной процедуры определяется значение l^* . В частности, как отмечено ранее, данный подход успешно применялся для интерпретации результатов измерений T_d и угловой ширины пиков когерентного обратного рассеяния для сред на основе плотноупакованных TiO_2 частиц.

На рис. 4.4 приведены зависимость $l^* = f(n_{ef})$, соответствующая полученному в эксперименте значению $\xi \approx 1250$ мкм для слоя частиц TiO_2 толщиной (230 ± 5) мкм, и зависимость $l^* = \psi(n_{ef})$ для модельной системы из сферических частиц с различными значениями радиуса $\langle r \rangle$ и фиксированным значением $f = 0.23$. Зависимость $l^* = \psi(n_{ef})$ получена с использованием модели эффективной среды; значение показателя преломления рассеивателей для $\lambda = 1325$ нм в соответствии с [71] принято равным ≈ 2.75 . Точка пересечения кривых $l^* = f(n_{ef})$ и $l^* = \psi(n_{ef})$ дает $l^* \approx (21.2 \pm 1.3)$ мкм и $n_{ef} \approx 1.283 \pm 0.002$. Соответствующее значение $\langle r \rangle$ равно $\approx 85 \div 90$ нм, что позволяет сделать вывод о доминирующем вкладе в рассеяние агрегатов наночастиц. В низкочастотном пределе $\langle r \rangle / \lambda \rightarrow 0$ вычисляемые с использованием модели эффективной среды значения n_{ef} асимптотически стремятся к величине, даваемой для зондируемой дисперсной системы моделью Максвелла Гарнетта ($n_{ef} \approx 1.250$; отмечено на рисунке вертикальной пунктирной линией), оставаясь несколько больше ее.

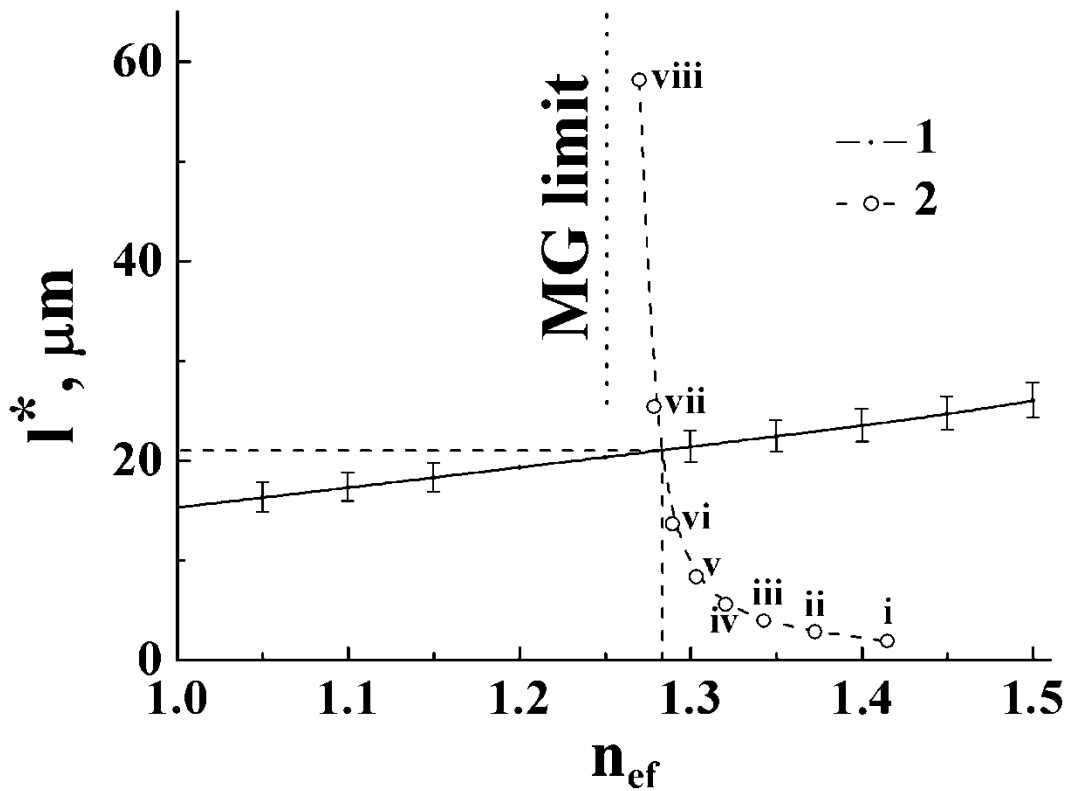


Рис. 4.4. Зависимость $l^* = f(n_{ef})$ (1), полученная для $\xi \approx 1250$ мкм (слой TiO_2 частиц, рис. 1) с использованием выражения (4.4); зависимость $l^* = \psi(n_{ef})$ (2), полученная с использованием модели эффективной среды на основе минимизации амплитуды рассеяния вперед для пробного рассеивающего центра в форме сферической частицы в оболочке. Вертикальная пунктирная линия, отмеченная как “MG limit”, отмечает значение n_{ef} в низкочастотном пределе, даваемое моделью Максвелла Гарнетта. i – $\langle r \rangle = 200$ нм; ii – $\langle r \rangle = 180$ нм; iii – $\langle r \rangle = 160$ нм; iv – $\langle r \rangle = 140$ нм; v – $\langle r \rangle = 120$ нм; vi – $\langle r \rangle = 100$ нм; vii – $\langle r \rangle = 80$ нм; viii – $\langle r \rangle = 60$ нм.

Полученные результаты в комбинации с данными моделирования в рамках модели эффективной среды, часть которых представлена в главе 2, позволили рассмотреть возможность упрощенных вычислений в рамках рассмотренного подхода. Данный упрощенный подход предполагает только

построение функции $l^* = f(n_{ef})$ по данным низкокогерентных измерений, а эффективный показатель преломления среды вычисляется в низкочастотном пределе по модели Максвелла Гарнета. Очевидно (рис. 4.4), что подобный подход приводит к заниженным по сравнению с моделью эффективной среды значениям транспортной длины, причем погрешность подобной оценки возрастает с ростом дифракционного параметра рассеивающих центров и их объемной доли в среде. Анализ полученных результатов показал, что погрешность подобной оценки не более чем 10% по отношению к данным в рамках модели эффективной среды может быть достигнута при условии, что дифракционный параметр рассеивающих центров не превышает 0.3 при значении их объемной доли в среде в интервале от 0.2 до 0.5.

Измерения l^* для слоев наночастиц диоксида титана на $\lambda = 1325$ нм с помощью других методов не проводились, однако полученное значение может быть сопоставлено с данными по диффузному пропусканию T_d и отражению R_d аналогичных по значению f слоев нанопорошка Aldrich 637254 в интервале длин волн от 450 нм до 1050 нм. Измерения проводились с использованием спектрометра Ocean Optics QE65000 и интегрирующей сферы Thorlabs IS236A-4; значения l^* и n_{ef} определялись с помощью инверсного Монте-Карло. В соответствии с полученными данными величина l^* для данной дисперсной системы монотонно возрастает от ≈ 8.9 мкм для $\lambda = 450$ нм до ≈ 17.1 мкм для $\lambda = 1050$ нм. Столь значительный рост l^* с увеличением λ обусловлен сильной зависимостью фактора эффективности рассеяния частиц с $\langle r \rangle < \lambda$ от их дифракционного параметра $2\pi\langle r \rangle n_b / \lambda$, где n_b - показатель преломления среды, содержащей частицы. Учитывая эту тенденцию в поведении l^* , можно заключить, что полученное для $\lambda = 1325$ нм значение удовлетворительно согласуется с результатами измерений T_d и R_d для более коротких длин волн.

4.2.2. Низкокогерентная рефлектометрия в режиме $L \leq l^*$

Для слоев с $L \leq l^*$ диффузионное приближение теории переноса излучения (выражения (4.1, 4.3, 4.4)) не работает. Тем не менее результаты статистического моделирования переноса излучения показывают, что экспоненциальный спад «хвоста» сигнала в режиме обратного рассеяния с ростом t (в случае импульсно-модуляционного зондирования) или z (в случае низкокогерентной интерферометрии) имеет место и в данном случае. На рис. 4.5 приведены полученные функции плотности вероятности значений путей s парциальных составляющих при различных значениях l^*/L . Используемая процедура Монте-Карло моделирования аналогична описанной ранее; исходный текст программы представлен в Приложении. В качестве фазовой функции рассеяния была принята функция Хени-Гринштейна, адекватно описывающая «одночастичные» индикатрисы рассеяния для различных случайно-неоднородных сред в широком диапазоне значений параметра анизотропии рассеяния [149].

Высокоамплитудные пики $\rho(s)$ вблизи $s = 2L$ при $l^*/L > 1$ соответствуют френелевскому отражению зондирующего пучка от нижней границы слоя (пики от верхней границы на рисунке не показаны). Приведенные распределения демонстрируют экспоненциальный спад $\rho(s)$ в области больших s . Отметим, что распределения $\rho(s)$ при $l^*/L = 0.1$ и $l^*/L = 2$ характеризуются приблизительно одинаковой скоростью спада экспоненциального хвоста, но при этом соответствуют различным ветвям (восходящей и нисходящей) зависимости ξ от l^* (рис. 4.6).

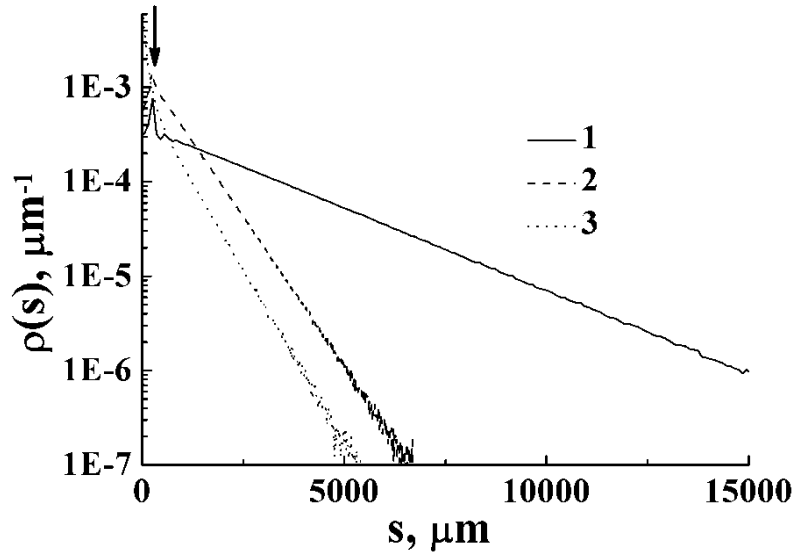


Рис. 4.5. Функции плотности вероятности значений путей парциальных составляющих рассеянного поля в случайно-неоднородном слое при его зондировании коротким световым импульсом и детектировании обратно рассеянного излучения (Монте-Карло моделирование). Стрелкой отмечены пики френелевского отражения от нижней границы слоя (пики от верхней границы на рисунке не показаны). 1 – $L/l^* = 0.1$; 2 – $L/l^* = 0.5$; 3 – $L/l^* = 10$.

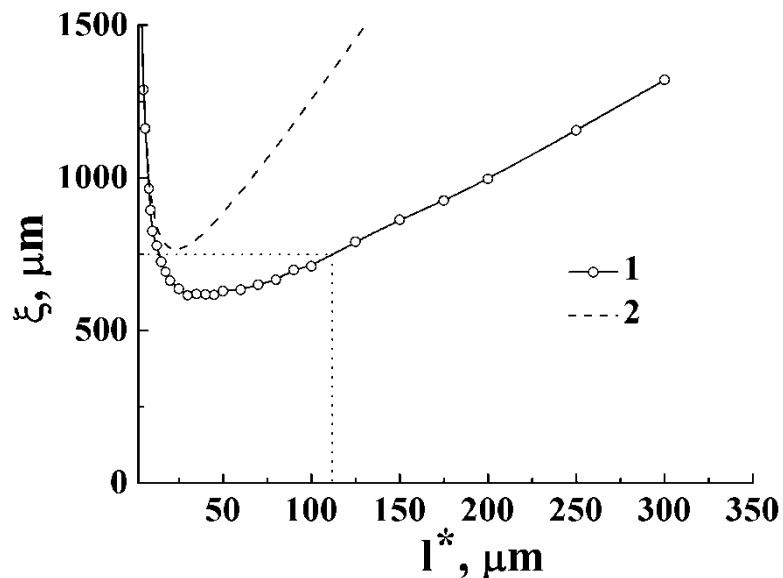


Рис. 4.6. Зависимости ξ от l^* для слоя толщиной 100 мкм с $n_{ef} = 1.45$. 1 – Монте-Карло моделирование; 2 – диффузионное приближение (выражение (4.4)).

Наличие пиков френелевского отражения на зависимости $I(z)$ для образца ФУМ (рис. 4.1) позволило при известной толщине слоя 100 мкм определить его эффективный показатель преломления как $n_{ef} \approx 1.45$; в связи с этим при моделировании было принято данное значение. Таким образом, в случае $L \leq l^*$ при больших значениях z , как и для $L \gg l^*$, сигнал убывает по экспоненциальному закону: $I(z) \propto \exp(-z/\xi)$. На рис. 4.6 представлена зависимость ξ от l^* для слоя толщиной 100 мкм с $n_{ef} = 1.45$, полученная по данным Монте-Карло моделирования. Здесь же представлена зависимость, соответствующей диффузионному приближению (выражение (4.4)). При вычислении $Z_1 = Z_2 = Z$ для границ раздела «слой – воздух» использовано выражение (4.2); значение Z составило ≈ 2.11 . Расхождение между ξ , соответствующим численному решению уравнения переноса (Монте-Карло), и завышенным значением, даваемым диффузионным приближением, становится неприемлемым (более 10%) при $l^*/L > 0.25$. Модельная зависимость $\xi = f(l^*/L)$ позволяет оценить по полученной в эксперименте величине $\xi \approx 750$ мкм значение l^* для образца ФУМ как $\approx (115 \pm 7)$ мкм (слишком малое значение $l^* \approx 14$ мкм, соответствующее нисходящей ветви зависимости, отброшено). Это хорошо согласуется с отношением амплитуд пиков френелевского отражения от верхней и нижней границ слоя (≈ 0.19 с учетом вклада диффузных составляющих сигнала, рис. 4.1). В предположении о близком к изотропному характере рассеяния в слое (что должно выполняться в ближней ИК области) $l^* \approx l$ и отношение пиков должно быть равно $\exp(-2L/l^*) \approx 0.18$.

Экспериментальные данные, полученные для слоев фильтровальной бумаги, были сопоставлены с данными для ленты ФУМ (рис. 4.7); сопоставлялись значения транспортных коэффициентов рассеяния как величин, обратных к значению транспортной длины. Для образцов фильтровальной бумаги на основе данных [163, 164] величина n_{ef} принята равной ≈ 1.52 . В результате сопоставления определенного по

экспериментальной зависимости рис. 4.1 параметра ξ при установленной величине n_{ef} для образцов бумаги было получено значение μ'_s для $\lambda = 1325$ nm: $\approx (0.039 \pm 0.003) \mu\text{m}^{-1}$. Экстраполяция результатов проведенных измерений диффузного пропускания и отражения образцов в интервале λ от 300 nm до 1100 nm с использованием спектрометра Ocean Optics QE65000 и интегрирующей сферы Thorlabs IS236A-4 позволяет предположить, что μ'_s для образцов бумаги при $\lambda = 1325$ nm должен быть существенно (в 4 – 5 раз) больше, чем для образцов ФУМ, что имеет место в случае полученных с использованием низкокогерентной интерферометрии значений.

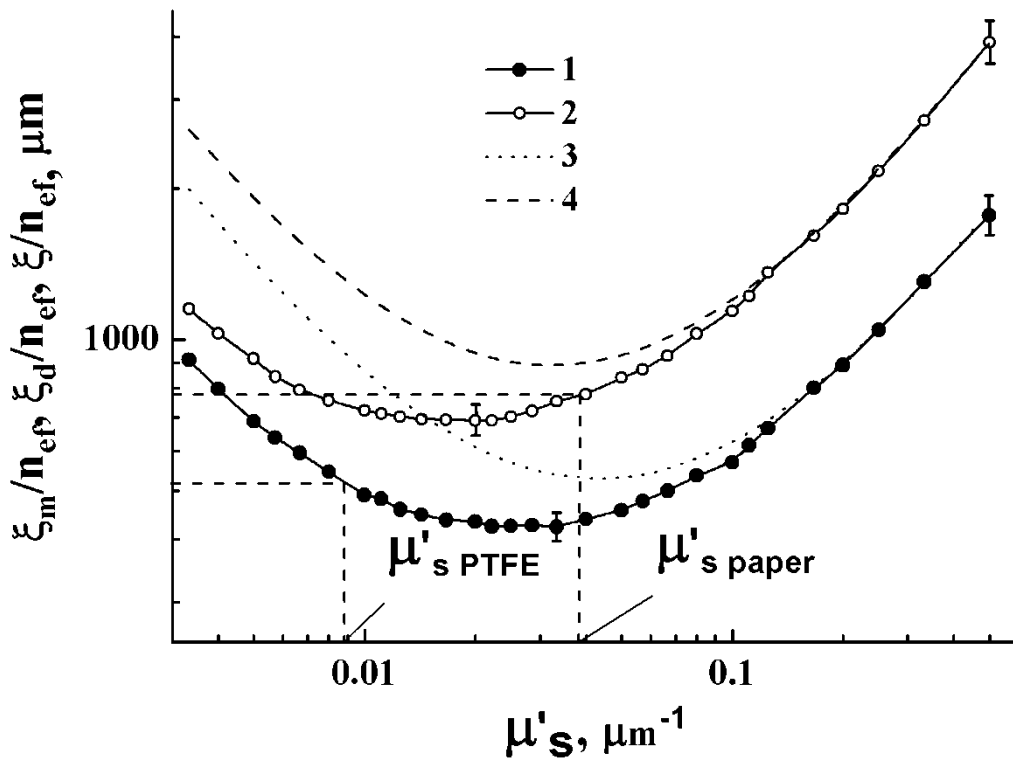


Рис. 4.7. Зависимости ξ_m/n_{ef} (1, 2; результаты Монте-Карло моделирования) и ξ_d/n_{ef} (3, 4; диффузионное приближение, вычисление по формуле 4.4) от μ'_s . 1, 3 – $L = 100 \mu\text{m}$; $n_{ef} = 1.45$; 2, 4 – $L = 150 \mu\text{m}$; $n_{ef} = 1.53$. Горизонтальные отрезки – экспериментальные значения ξ для исследуемых образцов.

Отметим, что в соответствии с результатами моделирования, для исследованных образцов минимальное значение скорости экспоненциального спада интерференционного сигнала имеет место при определенном соотношении между транспортной длиной и геометрической толщиной образца. Анализ полученных Монте-Карло данных для образцов фильтровальной бумаги и ленты ФУМ позволяет представить это оценочное соотношение следующим образом: $L \approx 3l^*$ (при условии, что эффективный показатель преломления зондируемого слоя находится в интервале от 1.40 до 1.60).

4.3. «Квазиволноводный» режим распространения зондирующего излучения в оптически тонких слоях при их низкокогерентном интерферометрическом зондировании [162, 165]

Следует рассмотреть вопрос об особенностях распространения парциальных составляющих рассеянного поля с $s \gg l^*$ в слоях с $L \ll l^*$. Экспоненциально затухающий «хвост» сигнала в случае $L \ll l^*$ обусловлен диффузией вдоль слоя парциальных составляющих с s , существенно превышающими l^* . Оценим влияние l^* и n_{ef} на ξ в режиме изотропного рассеяния, когда $l^* \approx l$. Рассматривая произвольно выбранную парциальную составляющую рассеянного излучения, распространяющуюся вдоль слоя, определим связанную с ней долю потока энергии, остающуюся в слое после каждого акта рассеяния. Для изотропной фазовой функции $p(\theta, \phi) = 1/4\pi$ те компоненты углового спектра рассеянной парциальной составляющей будут оставаться в слое, для которых направления распространения образуют угол с нормалью к поверхностям слоя, превышающий предельный угол $\theta' = \arcsin(1/n_{ef})$. Для каждого акта рассеяния можно записать приближенное соотношение между потоком энергии парциальной составляющей до и после N -го акта рассеяния:

$$W_{N+1} \approx \left(\int_{-\theta'}^{\theta'} \int_0^{2\pi} p(\theta, \phi) \sin \theta d\theta d\phi \right) / \left(\int_{-\pi/2}^{\pi/2} \int_0^{2\pi} p(\theta, \phi) \sin \theta d\theta d\phi \right) W_N = \frac{\sqrt{n_{ef}^2 - 1}}{n_{ef}} W_N.$$

При большом числе актов рассеяния:

$$W_N \sim \exp \left\{ -N \cdot \ln \left(\frac{n_{ef}}{\sqrt{n_{ef}^2 - 1}} \right) \right\} \approx \exp \left\{ -\frac{z}{l^*} \cdot \ln \left(\frac{n_{ef}}{\sqrt{n_{ef}^2 - 1}} \right) \right\}, \quad (4.5)$$

где в данном случае z - расстояние, проходимое парциальной составляющей в слое. Данная модель предсказывает экспоненциальное убывание сигнала, порождаемого парциальными составляющими с $s \gg l^*$, распространяющимися вдоль слоя. В режиме изотропного рассеяния $\xi/n_{ef} = \left\{ \ln \left(n_{ef} / \sqrt{n_{ef}^2 - 1} \right) \right\}^{-1} \cdot l^*$. С помощью Монте-Карло моделирования были получены значения ξ/n_{ef} для слоев с $L/l^* = 0.02$ при различных значениях параметра анизотропии рассеяния $g = 1 - (l/l^*)$ и n_{ef} . Результаты моделирования представлены на рис. 4.8 в виде зависимостей $K = \xi/l^* n_{ef}$ от $\Gamma = \left\{ \ln \left(n_{ef} / \sqrt{n_{ef}^2 - 1} \right) \right\}^{-1}$. В режиме почти изотропного рассеяния ($g = 0.1$) $\xi/l^* n_{ef} \cong \Gamma$. При возрастании анизотропии рассеяния значения K убывают, несмотря на преимущественное рассеяние в объем слоя при $g \rightarrow 1$. Это обусловлено возрастанием числа актов рассеяния N на расстоянии порядка l^* ; величину N можно оценить как $1/(1-g)$. В случае сильной анизотропии рассеяния ($g \geq 0.85 - 0.90$) и значениях n_{ef} , больших 2, величина K практически не меняется с ростом эффективного показателя преломления слоя.

На рис. 4.9 представлены результаты статистического моделирования распространения парциальных составляющих рассеянного зондирующего излучения в оптически тонких слоях случайно-неоднородных сред, иллюстрирующие возрастание вклада в регистрируемый сигнал составляющих, распространяющихся вдоль слоя на расстояния порядка его толщины и превышающие ее, при уменьшении оптической толщины слоя (переход к «квазиволноводному» режиму). Толщина слоя принята равной 40 мкм, оптические параметры (транспортная длина и параметр анизотропии рассеяния) приведены на рисунке. Точки соответствуют предельным

отклонениям траекторий различных парциальных составляющих («фотонов» в методе Монте-Карло) от оси пучка в направлениях вдоль слоя (пучок падает вдоль оси z снизу на поверхность слоя). Случаи С и D соответствуют режиму зондирования с $L \sim l^*$, а А и В - с $L \ll l^*$ (когда доля парциальных составляющих, распространяющихся преимущественно вдоль слоя, существенно возрастает и имеет место переход к «квазиволноводному» режиму).

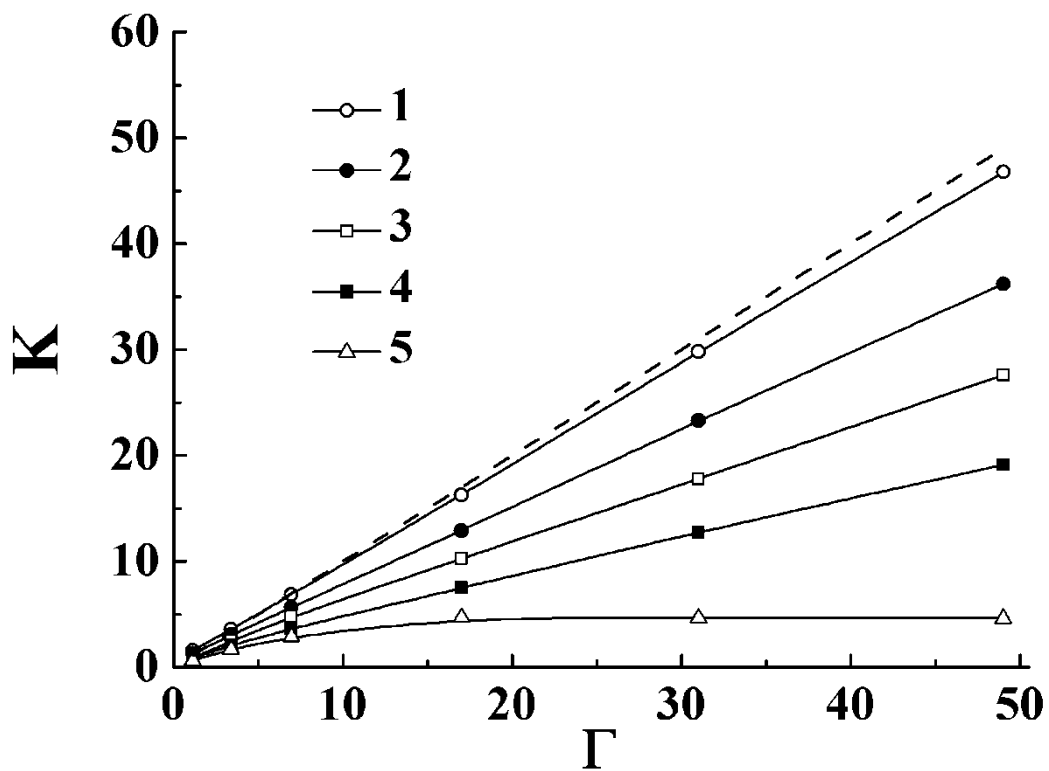


Рис. 4.8. Зависимости K от $\Gamma = \left\{ \ln \left(n_{ef} / \sqrt{n_{ef}^2 - 1} \right) \right\}^{-1}$ для слоя с $L/l^* = 0.02$ и $n_{ef} = 1.45$ при различных значениях параметра анизотропии. 1 – $g = 0.1$; 2 – $g = 0.3$; 3 – $g = 0.5$; 4 – $g = 0.7$; 5 – $g = 0.9$. Пунктирная линия соответствует случаю $K = \Gamma$ (изотропное рассеяние в слое).

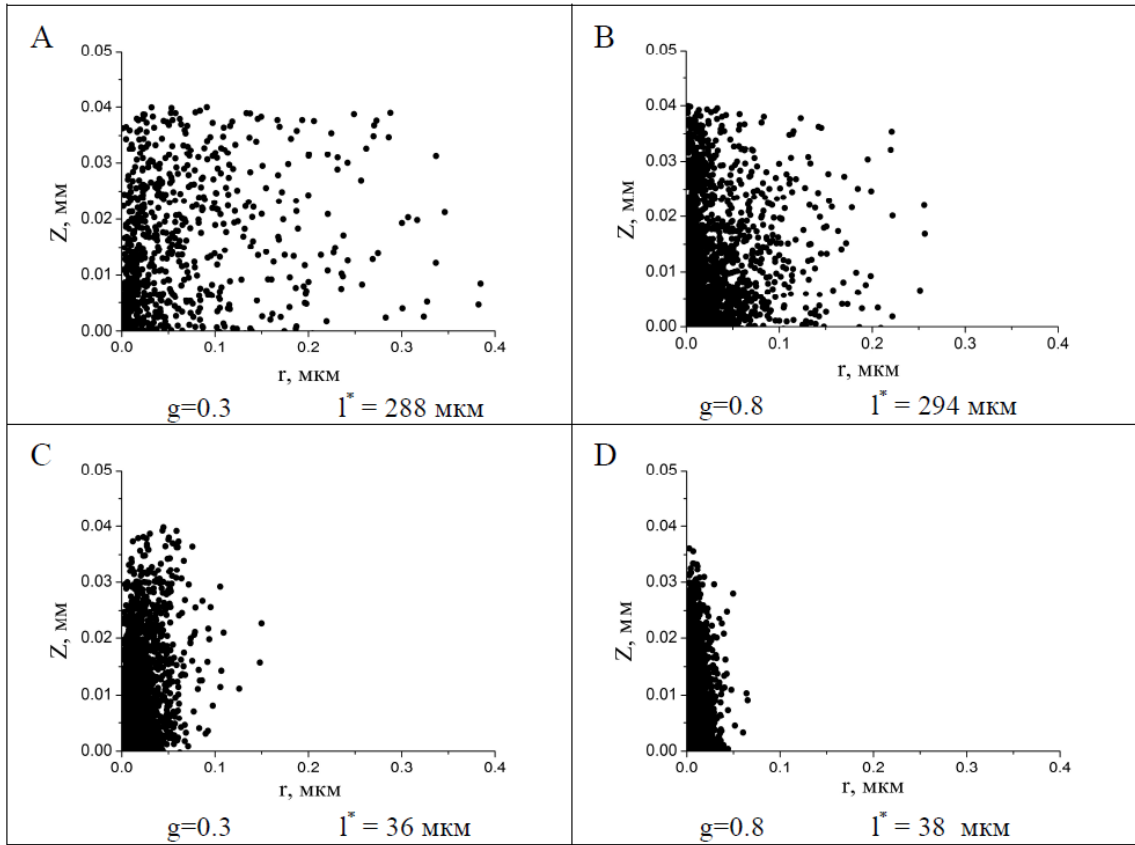


Рис. 4.9. Результаты статистического моделирования распространения парциальных составляющих рассеянного зондирующего излучения в оптически тонких слоях случайно-неоднородных сред (эффект перехода к «квазиволноводному» режиму).

Отметим, что зависимость ξ от l^* , равно как и влияние n_{ef} и g на K должны приводить в случае широкополосных источников к спектральной селекции излучения, распространяющегося вдоль слоя в режиме пространственно-ограниченной диффузии. Для слоев, состоящих из релеевских частиц ($\tilde{a} \ll \lambda$), должен наблюдаться тривиальный сдвиг спектра диффузных составляющих с $s \gg l^*$ в длинноволновую область. В то же время для слоев из более крупных частиц ($\tilde{a} \sim \lambda$) возрастание l^* при увеличении λ будет сопровождаться также существенным увеличением параметра анизотропии рассеяния, что должно приводить к более интенсивному затуханию длинноволновых составляющих. Определенное влияние также

должны оказывать особенности дисперсионной характеристики среды, приводящие к вариациям n_{ef} при изменении λ . Отметим, что из-за малых значений интенсивности распространяющихся вдоль слоев с $L \ll l^*$ парциальных составляющих с $s \gg l^*$ их анализ является сложной технической задачей, требующей применения детекторов с весьма широким динамическим диапазоном.

4.4. Краткие выводы по главе

Представленные результаты позволяют сделать вывод, что низкокогерентное рефлектометрическое зондирование слоев случайно-неоднородных сред является достаточно универсальным подходом, позволяющим анализировать транспортные характеристики зондируемой случайно-неоднородной среды на фиксированной длине волны не только для диффузно рассеивающих сред, но и для систем с существенным вкладом нерассеянных и малократно рассеянных составляющих в регистрируемый сигнал. Разработана методология определения транспортных параметров случайно-неоднородных сред по данным низкокогерентной интерферометрии-рефлектометрии с использованием среды в качестве диффузного отражателя в объектном плече интерферометра для различных режимов распространения излучения в слое среды.

Значительный интерес представляют дальнейшие исследования режима пространственно-ограниченной диффузии излучения вдоль оптически тонких слоев случайно-неоднородных сред, который можно интерпретировать как специфическое проявление волноводного распространения излучения в тонких пленках с большими потерями на рассеяние.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Таким образом, в результате выполнения диссертационной работы установлены новые фундаментальные закономерности, контролирующие процесс распространения света в слоях случайно-неоднородных сред, характеризующихся различными режимами рассеяния излучения в среде. Данные закономерности проявляются как в случае оптически толстых слоев, характеризующихся отношением геометрической толщины слоя к транспортной длине распространения излучения, существенно превышающим 1, так и для оптически тонких слоев, характеризующихся существенно недиффузионным режимом распространения излучения. Для всех случаев характерен экспоненциальный спад «хвоста» детектируемого оптического сигнала, обратно рассеянного зондируемым слоем, причем скорость спада во всех случаях определяется значением транспортной длины распространения излучения в слое.

Однако следует отметить, что влияние других параметров среды (в первую очередь ее эффективного показателя преломления и геометрической толщины слоя) кардинально различается для случаев диффузионного и существенно недиффузионного режимов распространения. В первом случае это влияние обусловлено множественными переотражениями диффузных составляющих на границе обратно в слой и характером их распространения в слое, приводящим к квадратичной зависимости скорости спада от эффективной толщины слоя (эффективная толщина слоя определяется геометрической толщиной, откорректированной на значения длины экстраполяции для верхней и нижней границ слоя). Подобная зависимость приводит к существованию минимального значения характерного масштаба экспоненциального затухания зондирующего излучения в слое при определенном соотношении между транспортной длиной и геометрической толщиной слоя (для исследованных в диссертационной работе образцов случайно-неоднородных сред отношение толщины слоя к транспортной длине, соответствующее максимальной скорости убывания сигнала при

зондировании приблизительно равно 3). При этом скорость убывания сигнала не зависит от режима рассеяния зондирующего излучения в слое (изотропное или анизотропное рассеяние).

Напротив, для существенно недиффузионного режима скорость спада не зависит от толщины образца, а в значительной степени определяется величиной параметра анизотропии рассеяния (уменьшаясь с ростом последнего). Данная особенность обусловлена специфическим режимом распространения экспоненциально затухающих диффузных составляющих в слое – «квазиволноводным» режимом, при котором они распространяются преимущественно вдоль слоя на расстояния, существенно превышающие геометрическую толщину слоя. Следует отметить, что в данном случае амплитуда регистрируемого обратно рассеянного сигнала будет весьма мала, что потребует для реализации предлагаемых методов и подходов высокочувствительные методы и системы детектирования, способные эффективно работать в условиях малых значений отношения «сигнал-шум».

В ходе выполнения диссертационной работы также рассмотрены различные подходы к определению эффективного показателя преломления зондируемой среды, проанализированы пределы применимости классической модели Максвелла Гарнета по дифракционному параметру рассеивающих центров и разработан подход к определению оптических транспортных параметров случайно-неоднородных сред с высокой плотностью упаковки рассеивающих центров с использованием модели эффективной среды в приближении когерентного потенциала. Следует отметить, что разработанный подход в комбинации с разработанным в ходе выполнения диссертационной работы методом анализа данных низкокогерентной интерферометрии позволяет определить не только оптические транспортные параметры зондируемой дисперсной среды, но и ее структурные характеристики (в частности, средний размер рассеивающих центров, как это было продемонстрировано для случая зондирования слоев плотноупакованных наночастиц диоксида титана).

Полученные результаты являются физической основой для модернизации существующих и разработки новых подходов к анализу результатов оптических диффузионных измерений с использованием импульсно-модуляционных или низкокогерентных методов. Среди прикладных результатов данной диссертационной работы следует прежде всего отметить разработку низкокогерентного интерференционного метода определения оптических транспортных параметров случайно-неоднородных сред по скорости затухания экспоненциально спадающего сигнала, регистрируемого в режиме обратного рассеяния. Данный результат, в частности, открывает дополнительные возможности в части морфофункциональной диагностики биологических тканей с применением оптической когерентной томографии. Также он представляет определенный интерес с точки зрения физического материаловедения композитных микро- и наноструктурированных материалов и дисперсных систем.

Результаты, полученные в ходе выполнения диссертационной работы, имеют не только научное, но и образовательное значение. В частности, предполагается их использование для повышения качества подготовки бакалавров и магистров различных естественнонаучных и технических направлений («Физика», «Техническая физика», «Приборостроение» и др.) путем модернизации ряда специальных курсов, затрагивающих вопросы взаимодействия электромагнитного излучения с веществом и различные научно-технические аспекты применения лазерных и широкополосных источников излучения для решения диагностических задач в биомедицине и физическом материаловедении. Другим направлением повышения качества подготовки бакалавров и магистров по указанным направлениям является разработка и внедрение в учебный процесс ряда новых учебно-исследовательских работ повышенной сложности на основе разработанных в диссертационной работе методов и подходов. Указанные работы будут являться важной составляющей специального практикума по лазерной и оптической диагностике случайно-неоднородных сред.

Дальнейшие исследования по данному направлению предполагают модификацию разработанных теоретических подходов, алгоритмов и специального программного обеспечения с целью обеспечения возможности определения дополнительных транспортных параметров случайно-неоднородной среды (в частности, длины поглощения зондирующего излучения в среде и параметра анизотропии рассеяния) в дополнение к рассмотренным в диссертационной работе, а также снятие ограничения на присутствие сильного поглощения зондирующего излучения в среде. Кроме того, предполагаются систематические теоретические и экспериментальные исследования эффекта «квазиволноводного» распространения зондирующего излучения в оптически тонких слоях случайно-неоднородных сред.

Список использованных источников

1. Тучин, В. В. Лазеры и волоконная оптика в биомедицинских исследованиях / В. В. Тучин // - М.: Физматлит. - 2010. - 488 с.
2. Tuchin, V. V. Optical Polarization in Biomedical Applications / V. V. Tuchin, L. Wang, D. A. Zimnyakov // - N. Y.: Springer-Verlag. - 2006. - 285 p.
3. Tuchin, V. V. Handbook of Coherent-Domain Optical Methods for Biomedical Diagnostics, Environmental and Material Science / V. V. Tuchin // - Boston.: Kluwer Academic Publishers. - 2004. - V. 1 & 2. - 1047 p.
4. Рытов, С. М. Введение в статистическую радиофизику / С. М. Рытов, Ю. А. Кравцов, В. И. Татарский // - М.: Наука. - 1978. – Ч. 2. - 463 с.
5. Исимару, А. Распространение и рассеяние волн в случайно-неоднородных средах: в 2 т. / А. Исимару // - М.: Наука. - 1986. - Т. 1. – 400 с.
6. Борен, К. Поглощение и рассеяние света малыми частицами / К. Борен, Д. Хафмен // - М.: Мир. - 1986. - 664 с.
7. Optical transmission through strong scattering and highly polydisperse media / J. G. Rivas, R. Sprik, C. M. Soukoulis and et al. // Europhys. Lett. - 1999. - V. 48. - p. 22-28.
8. Lagendijk, A. Influence of internal reflection on diffusive transport in strongly scattering media / A. Lagendijk, R. Vreeker, P. de Vries // Phys. Lett. A. - 1989. - V. 136. - p. 81-88.
9. Van Rossum, M. C. W. Optical conductance fluctuations: Diagrammatic analysis in the Landauer approach and nonuniversal effects / M. C. W. Van Rossum, Th. M. Nieuwenhuizen, R. Vlamings // Phys. Rev. E. - 1995. - V. 51. - p. 6158.

10. Geometric constraints for the design of diffusing-wave spectroscopy experiments / P. D. Kaplan, M. S. Kao, A. G. Yodh, D. J. Pine // *Applied Optics*. - 1993. - V. 32. - p. 3828-3836.
11. Sheng, P. *Introduction to Wave Scattering, Localization, and Mesoscopic Phenomena*. Elsevier / P. Sheng // San Diego: Academic press. - 1995. - 333 p.
12. Genack, A. Z. Signatures of photon localization / A. Z. Genack, A. A. Chabanov // *J. Phys. Math. Gen.* - 2005. - V. 38. - N. 49. - p. 10465–10488.
13. Drake, J. M. Observation of nonclassical optical diffusion / J. M. Drake, A. Z. Genack // *Phys. Rev. Lett.* - 1989. - V. 63. - p. 259
14. Tuchin, V. V. *Tissue Optics: Light Scattering Methods and Instruments for Medical Diagnosis* / V. V. Tuchin // Second Edition. SPIE Press Monograph. - 2007. - V. 166. - p. 882
15. Wang, R. K. *Advanced Biophotonics: Tissue Optical Sectioning* / R. K. Wang, V. V. Tuchin // CRC Press. Series in Optics and Optoelectronics. - 2013. - 733 p.
16. Ashley, J. W. *Optical-Thermal Response of Laser-Irradiated Tissue* / J. W. Ashley, van Gemert. J. C. Martin // - N.-Y.: Springer. - 2011. - 971 p.
17. Lihong, V. Wang. *Biomedical Optics: Principles and Imaging* / V. Wang. Lihong, Hsin-i Wu Wiley. – 2007. – 376 p.
18. Tuchin, V. V. *Handbook of Optical Sensing of Glucose in Biological Fluids and Tissues* / V. V. Tuchin // CRC Press. - 2007. – 709 p.
19. Braun, M. *Ultrashort Laser Pulses in Biology and Medicine* / M. Braun, P. Gilch, W. Zinth // Springer Series on Biological and Medical Physics. Biomedical Engineering. - 2008. - 320 p.

20. Brezinski, M. Optical Coherence Tomography / M. Brezinski // Academic Press. - 2006. - 480 p.
21. Tuan Vo-Dinh. Biomedical Photonics Handbook / Tuan Vo-Dinh // CRC Press. - 2003. - 1864 p.
22. Huabei Jiang, Diffuse Optical Tomography: Principles and Applications, CRC Press, 2010. – 375 p.
23. Splinter, R. An Introduction to Biomedical Optics / R. Splinter, B. A. Hooper // CRC Press. 1 ed. - 2006. - 632 p.
24. Leahy, M. J. Microcirculation Imaging. (Wiley-VCH). Editor. - 2012. – 411 p.
25. Fujimoto, J. G. Biomedical Optical Imaging / J. G. Fujimoto, D. Farkas // Oxford University Press. USA. Eds. - 2009. - 440 p.
26. In vitro double-integrating-sphere optical properties of tissues between 630 and 1064 nm / J. F. Beek, P. Blokland, P. Posthumus and et al. // Phys. Med. Biol. - 1997. - V. 42. - p. 2255–2261.
27. Steven L Jacques. Optical properties of biological tissues: a review // Phys. Med. Biol. - 2013. - V. 58. - N. 11. - R. 37.
28. Reflectance spectroscopy with polarized light: is it sensitive to cellular and nuclear morphology / K. Sokolov, R. D. Drezek, K. Gossage, R. R. Richards-Kortum // Opt. Express 5. - 1999. - p. 302–317.
29. Yoo, K. M. Coherent backscattering of light from biological tissues / K. M. Yoo, G. C. Tang, R. R. Alfano // Appl. Opt. - 1990. - V. 29. - p. 3237–3239.
30. Yoon, G. Coherent backscattering in biological media: measurement and estimation of optical properties/ G. Yoon, D. N. G. Roy, R. C. Straight // Appl. Opt. - 1993. - V. 32. - p. 580–585.

31. Spectroscopic diagnosis of bladder cancer with elastic light scattering / J. R. Mourant, I. J. Bigio, J. Boyer and et al. // *Lasers Surgery Med.* - 1995. - V. 17. - p. 350–357.
32. Observation of periodic fine structure in reflectance from biological tissue: a new technique for measuring nuclear size distribution / L. T. Perelman, V. Backman, M. Wallace and et al. // *Phys. Rev. Lett.* - 1998. - V. 80. - p. 627–630.
33. Detection of preinvasive cancer cells / V. Backman, M. B. Wallace, L. T. Perelman and et al. // *Nature.* - 2000. - V. 406. - p. 35–36.
34. Fluorescence, reflectance, and light-scattering spectroscopy for evaluating dysplasia in patients with Barrett's esophagus / I. Georgakoudi, B. C. Jacobson, J. Van Dam and et al. // *Gastroenterology.* - 2001. - V. 120. - p. 1620–1629.
35. Noninvasive functional optical spectroscopy of human breast tissue / N. Shah, A. Cerussi, C. Eker and et al. // *Proc. Natl. Acad. Sci. USA.* - 2001. - V. 98. - p. 4420–4425.
36. Jacques, S. L. Imaging skin pathology with polarized light / S. L. Jacques, J. C. Ramella-Roman, K Lee // *J. Biomed. Opt.* - 2002. - V. 7. - p. 329–340.
37. Physical interpretation of the phase function related parameter γ studied with a fractal distribution of spherical scatterers / S. Chamot, E. Migacheva, O. Seydoux and et al. // *Optics Express.* - 2010. - V. 18. - N. 23. - p. 23664–23675.
38. Depth profiling of laser-heated chromophores in biological tissues by pulsed photothermal radiometry / Th. E. Milner, D. M. Goodman, B. S. Tanenbaum, J. S. Nelson // *JOSA A.* - 1995. - V. 12. - Issue 7. - p. 1479–1488.

39. Photothermal determination of optical coefficients of tissue phantoms using an optical fibre probe / J. G. Laufer, P. C. Beard, S. P. Walker, T. N. Mills // *Phys. Med. Biol.* - 2001. - V. 46. - p. 2515–2530.
40. Huang, Z. A review of progress in clinical photodynamic therapy / Z. Huang // *Technol. Cancer Res. Treat.* - 2005. - V. 4. - N. 3. - p. 283–293.
41. Wilson, B. C. The physics, biophysics, and technology of photodynamic therapy / B. C. Wilson, M. S. Patterson // *Physics in Medicine and Biology.* - 2008. - V. 53. - N. 9. - p. R61–R109.
42. De Luca, D. Laser Safety Standards and Measurements of Hazard Parameters for Medical Lasers / D. De Luca, I. Delfino, M. Lepore // *International Journal of Optics and Applications.* - 2012. - V. 2. - N. 6. - p. 80-86.
43. Niemz, M. H. Laser-tissue interactions. Fundamentals and applications / M. H. Niemz // Berlin.: Springer. - 2007. - 308 p.
44. Cheong, W. F. Thermal Response of Laser-Irradiated Tissue / W. F. Cheong, A. J. Welch, M. J. C. van Gemert // *Summary of Optical Properties. Optical.* 2nd ed. New York. - 1995. - p. 101-129.
45. Seteikin, A.Y. Dynamic model of thermal reaction of biological tissues to laser-induced fluorescence and photodynamic therapy / A. Y. Seteikin, I. V. Krasnikov, E. Drakaki // *J Biomed Opt.* - 2013. - V. 18. – N. 7. - p. 075002.
46. Model-Based Real-Time Control for Laser Induced Thermal Therapy with Applications to Prostate Cancer Treatment / Y. Feng, D. Fuentes, R. J. Stafford, J. T. Oden // *Proc. of SPIE.* - 2009. - V. 7175. - p. 717515-1 - 717515-9.
47. Experimental evaluation of mathematical models for predicting the thermal response of tissue to laser irradiation / J. Torres, M. Motamedi, J. Pearce, A. Welch // *applied optics.* - 1993. - V. 32. – Issue. 4. – p. 597-606.

48. Feng, Y. A two-state cell damage model under hyperthermic conditions: theory and in vitro experiments / Y. Feng, J. T. Oden, M. N. Rylander // *Journal of Biomechanical Engineering*. - 2008. - V. 130. - p. 1–10.
49. Light propagation in tissues with controlled optical properties / V. V. Tuchin, I. L. Maksimova, D. A. Zimnyakov and et al. // *J. Biomed. Opt.* - 1997. - V. 2. - N. 4. - p. 401–417.
50. Concurrent enhancement of imaging depth and contrast for optical coherence tomography by hyperosmotic agents / R. K. Wang, X. Xu, V. V. Tuchin, J. B. Elder // *J. Opt. Soc. Am. B.* - 2001. - V. 18. - N. 7. - p. 948–953.
51. Assessment of tissue optical clearing as a function of glucose concentration using optical coherence tomography / N. Sudheendran, M. Mohamed, M.G. Ghosn and et al. // *J Innov Opt Health Sci.* - 2010. - V. 3. - N. 3. - p. 169-176.
52. Drew, C. Mechanical tissue optical clearing devices: evaluation of enhanced light penetration in skin using optical coherence tomography / C. Drew, T. E. Milner, C. G. Rylander // *J Biomed Opt.* - 2009. - V. 14. - N. 6. – p. 064019.
53. Thrane, L. Optical tissue clearing improves usability of optical coherence tomography (OCT) for high-throughput analysis of the internal structure and 3D morphology of small biological objects such as vertebrate embryos / L. Thrane, Th. M. Jørgensen, J. Männer // *Proc. SPIE 8953. Optical Methods in Developmental Biology.* – 2014. – V. 2. – p. 895305.
54. Evaluation of optical clearing with the combined liquid paraffin and glycerol mixture / J. Wang, Y. Liang, Sh. Zhang and et al. // *Biomedical Optics Express.* - 2011. - V. 2. - N. 8. - p. 2329-2338.

55. Polarized light transmission through skin using video reflectometry: toward optical tomography of superficial tissue layers / S. L. Jacques, M. R. Ostermeyer, L. V. Wang and et al. // Proc. SPIE. Lasers in Surgery: Advanced Characterization, Therapeutics, and Systems VI. – 1996. – V. 2671. – p. 199.
56. Ido, K. Optimizing 3D multiphoton fluorescence microscopy / K. Ido, N. Jonathan, S. Mordechai // Optics Letters. - 2013. - V. 38. - N. 19. - p. 3945–3948.
57. Denk, W. Two-photon laser scanning fluorescence microscopy/ W. Denk, J. Strickler, W. Webb // Science. - 1990. - V. 248. - N. 4951. - p. 73–76.
58. Helmchen, F. Deep tissue two-photon microscopy / F. Helmchen, W. Denk // Nat Methods. - 2005. - V. 2. - N. 12. - p. 932–940.
59. Masters, B. R. Multiphoton excitation fluorescence microscopy and spectroscopy of in vivo human skin / B. R. Masters, P. T. So, E. Gratton // Biophysical Journal. - 1997. - V. 72. - N. 6. - p. 2405–2412.
60. Bewersdorf, J. Multifocal multiphoton microscopy / J. Bewersdorf, P. Rainer, S. W. Hell // Optics Letters. - 1998. - p. 665–667.
61. Localization of light in a disordered medium / D. S. Wiersma, P. Bartolini, A. Lagendijk, R. L. Righini // Nature. - 1997. - V. 390. - p. 671-673.
62. Light scattering near the localization transition in macroporous GaP networks / F. J. P. Schuurmans, M. Megens, D. Vanmaekelbergh, A. Lagendijk // Phys. Rev. Lett. - 1999. - V. 83. - p. 2183-2186.
63. Localization or classical diffusion of light? (Reply to comment) / D. S. Wiersma, J. G. Rivas, P. Bartolini and et al. // Nature. - 1999. - V. 398. - p. 206-207.

64. Static and dynamic transport of light close to the Anderson localization transition / J. G. Rivas, R. Sprik, A. Lagendijk and et al. // Phys. Rev. - 2001. - V. 63. - p. 046613:1-12.
65. Three-dimensional photonic crystals as a cage for light / A. F. Koenderink, P. M. Johnson, J. F. G. Lopez, W. L. Vos // C. R. Physique. - 2002. - V. 3. - p. 67-77.
66. Observation of anomalous transport of strongly multiple scattered light in thin disordered samples / R. H. J. Kop, P. de Vries, R. Sprik, A. Lagendijk // Phys. Rev. Lett. - 1997. - V. 79. - p. 4369-4372.
67. Ioffe, A.F. Noncrystalline, amorphous and liquid electronic semiconductors / A.F. Ioffe, A.R. Regel // Prog Semicond. - 1960. - V. 4. - p.237–291.
68. Wertheim, M. Exact Solution of the Percus-Yevick Integral Equation for Hard Spheres / M. Wertheim // Physical Review Letters. - 1963. - V. 10. - N. 8. - 321 p.
69. Pusey, P. N. Phase behaviour of concentrated suspensions of nearly hard colloidal spheres / P. N. Pusey, W. Van Megen // Nature. -1986. - V. 320. - N. 6060. - 340 p.
70. Random media characterization using the analysis of diffusing light data on the basis of an effective medium model / D. A. Zimnyakov, A. B. Pravdin, L. V. Kuznetsova and et al. // JOSA A. - 2007. - V. 24. - Issue 3. - p.711-723.
71. Electronic archive New Semiconductor Materials. Characteristics and Properties [Электронный ресурс] // <http://www.ioffe.ru/SVA/NSM/nk/Oxides/Gif/tio2.gif>
72. Scattering Lens Resolves sub-100 nm Structures with Visible Light / E. G. van Putten, D. Akbulut, J. Bertolotti and et al. // Phys. Rev. Lett. - 2011. - V. 106. - p. 193905: 1-4.

73. Focusing light through random photonic media by binary amplitude modulation / D. Akbulut, T. J. Huisman, E. G. van Putten and et al. // *Opt. Express*. - 2011. - V. 19. - p. 4017 - 4029.
74. Non-invasive imaging through opaque scattering layers / J. Bertolotti, E. G. van Putten, C. Blum and et al. // *Nature*. - 2012. - V. 491. - p. 232-234.
75. Scattering optics resolve nanostructure / J. Bertolotti, E. G. van Putten, D. Akbulut and et al. // *Proc. SPIE*. - 2011. - V. 8102. - p. 810206: 1-11.
76. Vellekoop, I. M. Exploiting disorder for perfect focusing / I. M. Vellekoop, A. Lagendijk, A. P. Mosk // *Nature Photon*. - 2010. - V. 4. - p. 320-322.
77. Летохов, В.С. Генерация света рассеивающей средой с отрицательным резонансным поглощением / В.С. Летохов // *ЖЭТФ*. - 1967. - Т. 53. - 1442 с.
78. Wiersma, D. S. Light diffusion with gain and random lasers / D. S. Wiersma, A. Lagendijk // *Phys. Rev. E*. - 1996. - V. 54. - p. 4256-4265.
79. Van Soest, G. Amplifying volume in scattering media / G. van Soest, M. Tomita, A. Lagendijk // *Opt. Lett*. - 1999. - V. 24. - p. 306-308.
80. Dynamics of a random laser above threshold / G. van Soest, F. J. Poelwijk, R. Sprik, A. Lagendijk // *Phys. Rev. Lett*. - 2001. - V. 86. - N. 8. - p. 1522-1525.
81. van der Molen, K. L. Quantitative analysis of several random lasers / K. L. van der Molen, A. P. Mosk, A. Lagendijk // *Optics Communications*. - 2007. - V. 278. - p. 110-113.
82. van der Molen, K. L. Intrinsic intensity fluctuations in random lasers / K. L. van der Molen, A. P. Mosk, A. Lagendijk // *Phys. Rev. A*. - 2006. - V. 74. - p. 053808: 1-6.

- 83.El-Dardiry, R. G. S. Tuning random lasers by engineered absorption / R. G. S. El-Dardiry, A. Lagendijk // *Appl. Phys. Lett.* - 2011. - V. 98. - p. 161106: 1-3.
- 84.Weak Localization of Light in Superdiffusive Random Systems / M. Burrelli, V. Radhalakshmi, R. Savo and et al. // *Physical Review Letters.* - 2012. - V. 108. - p. 110604.
- 85.Enhanced light-conversion efficiency of titanium-dioxide dye-sensitized solar cells with the addition of indium-tin-oxide and fluorine-tin-oxide nanoparticles in electrode films / T. P. Chou, Q. Zhang, B. Russo G. Cao // *J. Nanophoton.* - 2008. - V. 2. - N. 1. - p. 023511.
- 86.Titania Particle Size Effect on the Overall Performance of Dye-Sensitized Solar Cells / T. P. Chou, Q. Zhang, B. Russo and et al. // *J. Phys. Chem. C.* - 2007. - V. 111. - p. 6296-6302.
- 87.van de Hulst, H. C. Multiple Light Scattering / H. C. van de Hulst // *Academic Press. N.-Y.* - 1980. - V. 1. - N. 2. - p. 1217.
- 88.Prahl S. A., van Gemert M. J. C., and Welch A. J. Determining the optical properties of turbid media by using the adding–doubling method // *Applied Optics.* 1993. V. 32. Issue 4. p. 559-568.
- 89.Yao, J. Inverse adding-doubling method for the determination of optical properties of thermotropic material / J. Yao // *Proc. SPIE. International Conference on Display and Photonics.* – 2010. – V. 7749. – p. 77490V.
- 90.Palmer, G. M. Monte Carlo-based inverse model for calculating tissue optical properties. Part I: Theory and validation on synthetic phantoms / G. M. Palmer, N. Ramanujam // *Applied Optics.* - 2006. - V. 45. - Issue 5. - p. 1062-1071.

91. Inverse Monte Carlo for estimation of scattering and absorption in liquid optical phantoms / H. Karlsson, I. Fredriksson, M. Larsson, T. Strömberg // *Optics Express*. - 2012. - V. 20. – Issue. 11. - p. 12233-12246.
92. Inverse Monte Carlo in a multilayered tissue model: merging diffuse reflectance spectroscopy and laser Doppler flowmetry / I. Fredriksson, O. Burdakov, M. Larsson, T. Strömberg // *Journal of Biomedical Optics*. - 2013. - V. 18. - N. 12. - p. 127004.
93. Monte Carlo lookup table-based inverse model for extracting optical properties from tissue-simulating phantoms using diffuse reflectance spectroscopy / R. Hennessy, S. L. Lim, M. K. Markey, J. W. Tunnell // *J. Biomed. Opt.* - 2013. - V. 18. - N. 3. - p. 037003.
94. Wang, L. Use of a laser beam with an oblique angle of incidence to measure the reduced scattering coefficient of a turbid medium / L. Wang , S. L. Jacques // *Applied Optics*. - 1995. - V. 34. - Issue 13. - p. 2362-2366.
95. Measurement of tissue optical properties by the use of oblique-incidence optical fiber reflectometry / S.-P. Lin, L. Wang, S. L. Jacques, F. K. Tittel // *Applied Optics*. - 1997. - V. 37. - N. 1. - p. 136-143.
96. Measurement of absorption and scattering spectra with oblique incidence reflectometry / S.-P. Lin, L.-H. Wang, S. L. Jacques, F. K. Tittel // in *OSA Trends in Optics and Photonics on Biomedical Optical Spectroscopy and Diagnostics*. E. Sevick-Muraca and D. Benaron, eds. Optical Society of America. Washington. D.C. - 1996. - V. 3. - p. 44-49.
97. Marquez, G. White light oblique incidence reflectometer for measuring absorption and reduced scattering spectra of tissue-like turbid media / G. Marquez, L. V. Wang // *Optics Express*. - 1997. - V. 1. - N. 13. - p. 454-460.

98. Akkermans, E. Coherent Backscattering of Light by Disordered Media: Analysis of the Peak Line Shape / E. Akkermans, P. E. Wolf, R. Maynard // Physical Review Letters. - 1986. - V. 56. - N. 14. - p. 1471–1474.
99. MacKintosh, F. C. Coherent backscattering of light in the presence of time-reversal-noninvariant and parity-nonconserving media / F. C. MacKintosh, S. John // Phys. Rev. B. - 1988. - V. 37. - p. 1884.
100. Theoretical study of the coherent backscattering of light by disordered media / E. Akkermans, P.-E. Wolf, R. Maynard, G. Maret // J. Phys. France. - 1988. - V. 49. - p. 77-98.
101. Кузьмин, В. Л. Влияние границы среды на когерентное обратное рассеяние света / В. Л. Кузьмин, В. П. Романов // ЖЭТФ. - 1999. - Т. 116. - №. 6. - 1912 с.
102. Аксенова, Е. В. Когерентное обратное рассеяние света в нематических жидких кристаллах / Е. В. Аксенова, В. Л. Кузьмин, В. П. Романов // ЖЭТФ. - 2009. - Т. 135. - №. 3. - 587 с.
103. Кузьмин, В. Л. Аномальные поляризационные эффекты при рассеянии света в случайных средах / В. Л. Кузьмин, И. В. Меглинский // ЖЭТФ. - 2010. - Т. 137. - №. 5. - 848 с.
104. Experimental study of enhanced backscattering from one- and two-dimensional random rough surfaces / M.-J. Kim, J. C. Dainty, A. T. Friberg, A. J. Sant // JOSA A. - 1990. - V. 7. - N. 4. - p. 569-577.
105. Myakinin, V. A. Experimental study of coherence enhancement effects after backscattering from rough surfaces through turbulence / V. A. Myakinin, Ch. J. Solomon // Proc. SPIE. Atmospheric Propagation and Remote Sensing III. - 1994. - V. 2222. - p. 674-681.

106. Wolf, P.-E. Weak Localization and Coherent Backscattering of Photons in Disordered Media / P.-E. Wolf, G. Maret // *Phys. Rev. Lett.* - 1985. - V. 55. - p. 2696-2699.
107. Albada, M. P. V. Observation of Weak Localization of Light in a Random Medium / M. P. V. Albada, A. Lagendijk // *Phys. Rev. Lett.* - 1985. - V. 55. - p. 2692-2695.
108. John, S. Strong localization of photons in certain disordered dielectric superlattices / S. John // *Phys. Rev. Lett.* - 1987. - V. 58. - p. 2486-2489.
109. Yablonovitch, E. Inhibited Spontaneous Emission in Solid-State Physics and Electronics / E. Yablonovitch // *Physical Review Letters.* - 1987. - V. 58. - N. 20. - p. 2059-2062.
110. Photonic band structure: the face-centered-cubic case employing nonspherical atoms / E. Yablonovitch, T. J. Gmitter, K. M. Leung and et al. // *Physical Review Letters.* - 1991. - V. 67. - N. 17. - p. 2295-2298.
111. Anderson, P. W. Absence of Diffusion in Certain Random Lattices / P. W. Anderson // *Phys. Rev.* - 1958. - V. 109. - N. 5. - p. 1492-1505.
112. Scaling Theory of Localization: Absence of Quantum Diffusion in Two Dimensions / E. Abrahams, P. W. Anderson, D. C. Licciardello, T. V. Ramakrishnan // *Phys. Rev. Lett.* - 1979. - V. 42. - N. 10. - p. 673-676.
113. Localization or classical diffusion of light / F. Scheffold, R. Lenke, R. Tweert and et al. // *Nature.* - 1999. - V. 398. - p. 206-207.
114. van Tiggelen, B. A. Reflection and transmission of waves near the localization threshold / B. A. van Tiggelen, A. Lagendijk, D. S. Wiersma // *Phys. Rev. Lett.* - 2000. - V. 84. - p. 4333-4336.

115. Кузьмин, В. Л. Когерентные эффекты при рассеянии света в неупорядоченных системах / В. Л. Кузьмин, В. П. Романов // УФН. - 1996. - Т. 166. - с. 247–278.
116. Low-coherent backscattering spectroscopy for tissue characterization / Y. L. Kim, Y. Liu, R. K. Wali and et al. // Applied Optics. - 2005. - V. 44. - N. 3. - p. 366-377.
117. Coherent backscattering spectroscopy / Y. L. Kim, Y. Liu, V. M. Turzhitsky and et al. // Optics Letters. - 2004. - V. 29. - N. 16. - p. 1906-1908.
118. Diffusing wave spectroscopy / D. J. Pine, D. A. Weitz, P. M. Chaikin, E. Herbolzheimer // Physical Review Letters. - 1988. - V. 60. - N. 12. - p. 1134.
119. Multiangle dynamic light scattering analysis using angular intensity weighting determined by iterative recursion / X. Liu, J. Shen, J. C. Thomas and et al. // Applied Optics. - 2012. - V. 51. - Issue 7. - p. 846-854.
120. Ansari, R.R. Submicron Particle Size Distributions by Dynamic Light Scattering with Non-Negative Least-Squares Algorithm / R.R. Ansari, S.-L. Nyeo // Chinese Journal of Physics. - 2012. - V. 50. - N. 2. - p. 459-477.
121. Frisken, B.J. Revisiting the Method of Cumulants for the Analysis of Dynamic Light-Scattering Data / B.J. Frisken // Applied Optics. - 2001. - V. 40. - N. 24. - p. 4087–91.
122. Zhenhai, D. Application Research of GMRES Algorithm in dynamic light scattering Particles Size Distribution Inversion / D. Zhenhai, S. Lianyun // Physics Procedia. International Conference on Applied Physics and Industrial Engineering. - 2012. - V. 24. - Part C. - p. 2089–2093.

123. Size distribution of nanoparticles by dynamic light scattering. Comparison of Bayesian and Tikhonov inversion methods / L. A. Clementi, J. R. Vega, H. R. B. Orlande, L. M. Gugliotta // *Inverse Problems in Science and Engineering Special Issue: Selected papers from the 3rd Inverse Problems. Design and Optimization (IPDO) Symposium.* - 2012. - V. 20. - N. 7. - p. 973-990.
124. О спекл-коррелометрическом методе оценки транспортного коэффициента рассеяния случайно-неоднородных сред / Д. А. Зимняков, А. А. Исаева, Е. А. Исаева, и др. // *Письма в ЖТФ.* -2012. - Т. 38. - № 20. - с. 43-49.
125. Thompson, C. A. Imaging in scattering media by use of laser speckle / C. A. Thompson, K. J. Webb, A. M. Weiner // *J. Opt. Soc. Am. A.* - 1997. - V. 14. - p. 2269–2277.
126. Polarization-sensitive speckle spectroscopy of scattering media beyond the diffusion limit / D. A. Zimnyakov, J.-T. Oh, Y. P. Sinichkin and et al. // *JOSA A.* - 2004. - V. 21. - Issue 1. - p. 59-70.
127. Zimnyakov, D. A. Blink speckle spectroscopy of scattering media / D. A. Zimnyakov, M. A. Vilensky // *Optics Letters.* - 2006. - V. 31. - Issue 4. - p. 429-431.
128. Photon path length distribution in random media from spectral speckle intensity correlations / L. F. Rojas, M. Bina, G. Cerchiari and et al. // *European Physical Journal Special Topics.* - 2011. - V. 199. - N. 1. - p. 167-180.
129. Experimental determination of the effective refractive index in strongly scattering media / J. G. Rivas, D. H. Dau, A. Imhof and et al. // *Optics Comm.* - 2003. - V. 220. - p. 17-21.

130. Vera, M. U. The angular distribution of diffusely transmitted light / M. U. Vera, D. J. Durian // *Physical Review*. - 1996. - V.53. - p. 3215-24.
131. Gusev, A. I. *Nanocrystalline Materials* / A. I. Gusev, A. A. Rempel // Cambridge: Cambridge International Science Publishing. - 2004. - 351 p.
132. MacKintosh, F. C. Diffusing-wave spectroscopy and multiple-scattering of light in correlated random-media / F. C. MacKintosh, S. John // *Physical Review*. - 1989. - V. 40. - p. 2383.
133. Saulnier, P. M. Scatterer correlation effects on photon transport in dense random media / P. M. Saulnier, M. P. Zinkin, G. H. Watson // *Phys.Rev. B*. - 1990. - V. 42. - p. 2621.
134. Ванн де Хюлст, Г. Рассеяние света малыми частицами / Г. Ванн де Хюлст // Издательство иностранной литературы. М.: ИИЛ. - 1961. - 536 с.
135. Electronic archive *New Semiconductor Materials. Characteristics and Properties* // http://omlc.org/calc/mie_calc.html.
136. Busch, K. Transport and Scattering Mean Free Paths of Classical Waves / K. Busch, C. M. Soukoulis, E. N. Economou // *Phys. Rev. B*. - 1994. - V. 50. - p. 93.
137. Soukoulis, C. M. Propagation of Classical Waves in Random Media / C. M. Soukoulis, S. Datta, E. N. Economou // *Phys. Rev. B*. - 1994. - V. 49. - p. 3800.
138. Kroha, J. Localization of Classical Waves in a Random Medium: A Self-Consistent Theory / J. Kroha, C. M. Soukoulis, P. Wolfle // *Phys. Rev. B*. - 1993. - V. 47. - p. 11093.

139. Busch, K. Transport Properties of Random Media: A New Effective Medium Theory / K. Busch, C. M. Soukoulis // *Phys. Rev. Lett.* - 1995. - V. 75. - p. 3442.
140. Оптические свойства плотноупакованных дисперсных систем в приближении эффективной среды / М. В. Алонова, О. В. Ангельский, С. Б. Ермоленко, и др. // *Вестник СГТУ.* - 2013. – Т. 72. - №. 3. - с. 12-19.
141. Низкокогерентная интерферометрия как метод оценки транспортных параметров случайно-неоднородных сред / Д. А. Зимняков, Дж. С. Сина, С. А. Ювченко, и др. // *Квантовая электроника.* - 2014. - Т. 44. - №. 2. - с. 59-64.
142. Эффект «инверсии» рассеивающей среды в слоях плотноупакованных частиц диоксида титана / Д. А. Зимняков, С. А. Ювченко, Дж. С. Сина, и др. // *Письма в ЖЭТФ.* - 2013. - Т. 98. - С. 366-370.
143. Busch K. Transport Properties of Random Media: An Energy-Density CPA Approach / K. Busch, C. M. Soukoulis // *Phy. Rev. B.* - 1996. - V. 54. - p. 893.
144. Zhu, J. X. Internal reflection of diffusive light in random media / J. X. Zhu, D. J. Pine, D. A. Weitz // *Phys. Rev. A.* - 1991. - V. 44. - №. 6. – P. 3948-3959.
145. Durian, D. J. The diffusion coefficient depends on absorption / D. J. Durian // *Optics Letters.* – 1998. – V. 23. – p. 1502-1504.
146. Furutsu, K. Diffusion approximation for a dissipative random medium and the applications / K. Furutsu, Y. Yamada // *Phys. Rev. E.* – 1994. – V. 50. – p. 3634–3640.

147. Independence of the diffusion coefficient from absorption: experimental and numerical evidence / M. Bassani, F. Martelli, G. Zaccanti, and et al. // *Optics Letters*. – 1997. -. V. 22. - Issue. 12. - p. 853-855.
148. Does the photon-diffusion coefficient depend on absorption? / T. Durduran, A. G. Yodh, B. Chance, D. A. Boas // *JOSA A*. – 1997. - Vol. 14. – Issue. 12. p. 3358-3365.
149. Henyey, L. G. Diffuse radiation in the galaxy / L. G. Henyey, J. L. Greenstein // *Astrophysical Journal*. – 1941. – V. 93. – p.70-83.
150. Patterson, M. S. Time-resolved reflectance and transmittance for the non-invasive measurement of tissue optical properties / M. S. Patterson, B. Chance, B. C. Wilson // *Appl. Opt.* – 1989. – V. 28. – p. 2331–2336.
151. Arridge, S. R. The theoretical basis for the determination of optical pathlengths in tissue: temporal and frequency analysis / S. R. Arridge, M. Cope, D. T. Delpy // *Phys. Med. Biol.* – 1992. – V. 37. – p. 1531–1560.
152. Investigation of the temporal spread of an ultrashort light pulse on transmission through a highly scattering medium / N. C. Bruce, F. E. W. Schmidt, J. C. Dainty and et al. // *Applied Optics*. – 1995. - V. 34. - N. 25. – p. 5823-5828.
153. Sakami, M. Analysis of short-pulse laser photon transport through tissues for optical tomography / M. Sakami, K. Mitra, T. Vo-Dinh // *Opt. Lett.* – 2002. - V. 27. – p. 336–338.
154. Short pulse laser propagation through tissues for biomedical imaging / C. Das, A. Trivedi, K. Mitra, T. Vo-Dinh // *J. Phys. D: Appl. Phys.* – 2003. – V. 36. – p.1714–1721.
155. Feng, S. Photon migration in the presence of a single defect: a perturbation analysis / S. Feng, F.-A. Zeng, B. Chance // *Applied Optics*. – 1995. - V. 34. - Issue. 19. - p. 3826-3837.

156. Chinn, S. R. Optical coherence tomography using a frequency-tunable optical source / S. R. Chinn, E. A. Swanson, J. E. Fujimoto // *Opt. Lett.* – 1997. – V. 22. – p. 340-342.
157. Sensitivity advantage of swept source and Fourier domain optical coherence tomography / M. A. Choma, M. V. Sarunic, C. H. Yang, J. A. Izatt // *Opt Express.* – 2003. – V. 11. – N. 18. – p. 2183–2189.
158. Lim, L. S. Comparison of spectral domain and swept-source optical coherence tomography in pathological myopia / L. S. Lim, G. Cheung, S. Y. Lee // *Eye.* – 2014. – V. 28. – p. 488-491.
159. Electronic archive New Semiconductor Materials. Characteristics and Properties//
https://www.thorlabs.com/newgrouppage9.cfm?objectgroup_id=2098
160. Измерение транспортного коэффициента рассеяния случайно-неоднородных сред методом низкокогерентной рефлектометрии / Д. А. Зимняков, Дж. С. Сина, С. А. Ювченко, и др. // *Письма в ЖТФ.* - 2014. - Т. 40. - № 3. - С. 76-82.
161. Диффузионная низкокогерентная интерферометрия случайно-неоднородных сред / Д. А. Зимняков, О. В. Ушакова, Е. А. Исаева, и др. // *Проблемы оптической физики и биофотоники SFM.* - 2013. - С. 86-91.
162. Поляриметрический анализ сульфакрилатных отрывов эпидермиса как метод оптической биопсии / С. Р. Утц, Е. М. Решетникова, М. В. Алонова, и др. // *Саратовский научно-медицинский журнал.* - 2013. - Т. 9. - № 3. - с. 540-543.
163. Fabritius, T. Determination of the refractive index of paper with clearing agents / T. Fabritius, J. Saarela, R. Myllyla // *Proc. SPIE. International Conference on Lasers, Applications, and Technologies 2005: High-Power Lasers and Applications.* – 2006. – V. 6053. – P. 60530X.

164. Simultaneous composition and thickness measurement of paper using terahertz time-domain spectroscopy / P. Mousavi, F. Haran, D. Jez and et al. // *Applied Optics*. – 2009. - V. 48. - Issue. 33. - p. 6541-6546.
165. Diffusing low-coherence interferometry of turbid media: an approach to transport parameters evaluation / D. A. Zimnyakov, J. S. Sina, O. V. Ushakova and et al. // *Proc. SPIE*. - 2014. - V. 9066. - P. 9066-84.

ПРИЛОЖЕНИЕ А

Исходный текст программы на языке С++ для вычисления длины рассеяния зондирующего излучения в среде и эффективного показателя преломления среды в рамках модели эффективной среды в приближении когерентного потенциала

```

#include<stdio.h>
#include<stdlib.h>
#include<stdlib.h>
#include<conio.h>
#include<complex.h>
#include<dos.h>
#include<math.h>
complex coat_foramp(double,double,double,complex,complex,complex);
double goal(complex);
complex search(void);
complex n_curr,n_bkgnd,n_scat,curr;
double n_real,n_imag,scat_r,f,wavelength,delta_r,delta_i,scale,sca_len;
double V,Vv,Vs,z,p1,p2,coat_r,host_r,buf_inp;
main()
{
printf("Input refractive index of host medium\n");
scanf("%lg",&buf_inp);
n_bkgnd=complex(buf_inp,0);
printf("Input refractive index of scatter\n");
scanf("%lg",&buf_inp);
n_scat=complex(buf_inp,0);
printf("Input volume fraction\n");
scanf("%lg",&f);
printf("Input scatter radius\n");
scanf("%lg",&scat_r);
printf("Input wavelength\n");
scanf("%lg",&wavelength);
z=1.65;
V=4*M_PI*pow(scat_r,3)/3;
Vs=V*pow(z,3)/(f*(pow(z,3)-1)+1);
Vv=pow(z,3)*(V-f*Vs);
p2=(V-f*Vs)/(Vv*f);
p2/=1+(V-f*Vs)/(Vv*f);
p1=1-p2;
coat_r=pow((3*Vs/(4*M_PI)),0.33333);
host_r=pow((3*Vv/(4*M_PI)),0.33333);
printf("Effective index is = %lg, scattering length is =
%lg\n",real(search()),(wavelength/(4*M_PI*imag(search()))));

```

```

getch();
}
complex coat_foramp(double r_cor,double r_coat,double lambda,complex
n_cor,complex n_coat, complex n_media)
{
complex REFREL1,REFREL2,X1,X2,Y2,Y,REFREL;
complex D1X1,D0X1,D1X2,D0X2,D1Y2,D0Y2;
complex XI0Y,XI1Y,XIY,CHI0Y2,CHI1Y2,CHIY2,CHI0X2,CHI1X2,CHIX2;
complex
CHIPX2,CHIPY2,ANCAP,BNCAP,DNBAR,GNBAR,AN,BN,CRACK,BRACK;
complex PSI0Y,PSI1Y,PSIY,CHI0Y,CHI1Y,CHIY;
complex AMESS1,AMESS2,AMESS3,AMESS4;
complex FORAMP;
double X,DEL,Y_stop,par_cor,par_coat;
int N_stop,N,RN,IFLAG;
DEL=1.0E-8;
REFREL1=n_cor;REFREL2=n_coat;
REFREL=n_media;
par_cor=2*M_PI*r_cor/lambda;par_coat=2*M_PI*r_coat/lambda;
X1=REFREL1*par_cor;
X2=REFREL2*par_cor;
Y=REFREL*par_coat;
Y2=REFREL2*par_coat;
Y_stop=par_coat+4*pow(par_coat,0.3333)+2;
N_stop=int(ceil(Y_stop));
D0X1=cos(X1)/sin(X1);
D0X2=cos(X2)/sin(X2);
D0Y2=cos(Y2)/sin(Y2);
PSI0Y=cos(Y);
PSI1Y=sin(Y);
CHI0Y=-sin(Y);
CHI1Y=cos(Y);
XI0Y=complex(real(PSI0Y)+imag(CHI0Y),imag(PSI0Y)-real(CHI0Y));
XI1Y=complex(real(PSI1Y)+imag(CHI1Y),imag(PSI1Y)-real(CHI1Y));
CHI0Y2=-sin(Y2);
CHI1Y2=cos(Y2);
CHI0X2=-sin(X2);
CHI1X2=cos(X2);
FORAMP=complex(0,0);
N=1;
IFLAG=0;
do
{
RN=N;
PSIY=(2*RN-1)*PSI1Y/Y-PSI0Y;

```

```

CH1Y=(2*RN-1)*CHI1Y/Y-CHI0Y;
XIY=complex(real(PSIY)+imag(CH1Y),imag(PSIY)-real(CH1Y));
D1Y2=1/(RN/Y2-D0Y2)-RN/Y2;
if(IFLAG==1)goto A;
D1X1=1/(RN/X1-D0X1)-RN/X1;
D1X2=1/(RN/X2-D0X2)-RN/X2;
CH1X2=(2*RN-1)*CHI1X2/X2-CHI0X2;
CH1Y2=(2*RN-1)*CHI1Y2/Y2-CHI0Y2;
CHIPX2=CHI1X2-RN*CHIX2/X2;
CHIPY2=CHI1Y2-RN*CHIY2/Y2;
ANCAP=REFREL2*D1X1-REFREL1*D1X2;
ANCAP=ANCAP/(REFREL2*D1X1*CHIX2-REFREL1*CHIPX2);
ANCAP=ANCAP/(CHIX2*D1X2-CHIPX2);
BRACK=ANCAP*(CHIY2*D1Y2-CHIPY2);
BNCAP=REFREL2*D1X2-REFREL1*D1X1;
BNCAP=BNCAP/(REFREL2*CHIPX2-REFREL1*D1X1*CHIX2);
BNCAP=BNCAP/(CHIX2*D1X2-CHIPX2);
CRACK=BNCAP*(CHIY2*D1Y2-CHIPY2);
AMESS1=BRACK*CHIPY2;
AMESS2=BRACK*CHIY2;
AMESS3=CRACK*CHIPY2;
AMESS4=CRACK*CHIY2;
if(abs(AMESS1)>DEL*abs(D1Y2))goto A;
if(abs(AMESS2)>DEL)goto A;
if(abs(AMESS3)>DEL*abs(D1Y2))goto A;
if(abs(AMESS4)>DEL)goto A;
BRACK=complex(0,0);
CRACK=complex(0,0);
IFLAG=1;
A: DNBAR=D1Y2-BRACK*CHIPY2;
DNBAR=DNBAR/(1-BRACK*CHIY2);
GNBAR=D1Y2-CRACK*CHIPY2;
GNBAR=GNBAR/(1-CRACK*CHIY2);
AN=((DNBAR/(REFREL2/REFREL))+RN/Y)*PSIY-PSI1Y;
AN=AN/(((DNBAR/(REFREL2/REFREL))+RN/Y)*XIY-XI1Y);
BN=((REFREL2/REFREL)*GNBAR+RN/Y)*PSIY-PSI1Y;
BN=BN/(((REFREL2/REFREL)*GNBAR+RN/Y)*XIY-XI1Y);
FORAMP=FORAMP+(2*RN+1)*(AN+BN);
PSI0Y=PSI1Y;
PSI1Y=PSIY;
CHI0Y=CHI1Y;
CHI1Y=CHIY;
XI1Y=complex(real(PSI1Y)+imag(CHI1Y),imag(PSI1Y)-real(CHI1Y));
CHI0X2=CHI1X2;
CHI1X2=CHIX2;

```

```

CHI0Y2=CHI1Y2;
CHI1Y2=CHIY2;
D0X1=D1X1;
D0X2=D1X2;
D0Y2=D1Y2;
N=N+1;
while(N-1-N_stop<0);
return(FORAMP);
}
double goal(complex n_eff)
{
double result;
result=abs(p1*coat_foramp(scat_r,coat_r,wavelength,n_scat,n_bkgnd,n_eff)+p2*c
oat_foramp(host_r,host_r,wavelength,n_bkgnd,n_bkgnd,n_eff));
return(result);
}
complex search(void)
{
n_real=1.5;
n_imag=0.5;
n_curr=complex(n_real,n_imag);
do
{
scale=goal(n_curr);
delta_r=goal(complex((1+0.01*scale)*real(n_curr),imag(n_curr)))-
goal(complex(real(n_curr),imag(n_curr)));
delta_i=goal(complex(real(n_curr),(1+0.01*scale)*imag(n_curr)))-
goal(complex(real(n_curr),imag(n_curr)));
n_curr=complex(real(n_curr)-0.01*(delta_r/fabs(delta_r))*scale,imag(n_curr)-
0.01*(delta_i/fabs(delta_i))*scale);
}
while(scale>1.0E-8);
return(n_curr);
}

```

Исходный текст программы на языке C++ для вычисления транспортной длины распространения зондирующего излучения в среде (в качестве исходных данных используются результаты вычислений по приведенной выше программе)

```

#include<stdio.h>
#include<stdlib.h>
#include<stdlib.h>
#include<conio.h>
#include<complex.h>
#include<dos.h>

```

```

#include<math.h>
double coat_foramp(double,double,double,complex,complex,complex);
double goal(complex);
complex search(void);
complex curr,n_curr,n_eff,n_bkgnd,n_scat;
double n_real,n_imag,scat_r,f,wavelength,delta_r,delta_i,scale;
double V,Vv,Vs,z,p1,p2,coat_r,host_r,buf_inp;
main()
{
printf("Input real part of effective index\n");
scanf("%lg",&n_real);
printf("Input refractive index of host medium\n");
scanf("%lg",&buf_inp);
n_bkgnd=complex(buf_inp,0);
printf("Input refractive index of scatter\n");
scanf("%lg",&buf_inp);
n_scat=complex(buf_inp,0);
printf("Input volume fraction\n");
scanf("%lg",&f);
printf("Input scatter radius\n");
scanf("%lg",&scat_r);
printf("Input wavelength\n");
scanf("%lg",&wavelength);
z=1.65;
V=4*M_PI*pow(scat_r,3)/3;
Vs=V*pow(z,3)/(f*(pow(z,3)-1)+1);
Vv=pow(z,3)*(V-f*Vs);
p2=(V-f*Vs)/(Vv*f);
p2/=1+(V-f*Vs)/(Vv*f);
p1=1-p2;
coat_r=pow((3*Vs/(4*M_PI)),0.33333);
host_r=pow((3*Vv/(4*M_PI)),0.33333);
/*for(n_imag=0;n_imag<1;n_imag+=0.01)
{
curr=complex(n_real,n_imag);
printf("%lg    %lg\n",n_imag,goal(curr));
getch();
}*/
curr=search();
printf("MTFP is = %lg\n",(wavelength/(4*M_PI*imag(curr))));
getch();
}
double coat_foramp(double r_cor,double r_coat,double lambda,complex
n_cor,complex n_coat, complex n_media)
{

```

```

complex REFREL1,REFREL2,X1,X2,Y2,Y,REFREL;
complex D1X1,D0X1,D1X2,D0X2,D1Y2,D0Y2;
complex XI0Y,XI1Y,XIY,CHI0Y2,CHI1Y2,CHIY2,CHI0X2,CHI1X2,CHIX2;
complex
CHIPX2,CHIPY2,ANCAP,BNCAP,DNBAR,GNBAR,AN,BN,CRACK,BRACK;
complex PSI0Y,PSI1Y,PSIY,CHI0Y,CHI1Y,CHIY;
complex AMESS1,AMESS2,AMESS3,AMESS4;
complex FORAMP;
complex A_N[400],B_N[400];
double X,DEL,Y_stop,par_cor,par_coat,QEXT,QASM;
int N_stop,N,RN,IFLAG;
DEL=1.0E-8;
REFREL1=n_cor;REFREL2=n_coat;
REFREL=n_media;
par_cor=2*M_PI*r_cor/lambda;par_coat=2*M_PI*r_coat/lambda;
X1=REFREL1*par_cor;
X2=REFREL2*par_cor;
Y=REFREL*par_coat;
Y2=REFREL2*par_coat;
Y_stop=par_coat+4*pow(par_coat,0.3333)+2;
N_stop=int(ceil(Y_stop));
D0X1=cos(X1)/sin(X1);
D0X2=cos(X2)/sin(X2);
D0Y2=cos(Y2)/sin(Y2);
PSI0Y=cos(Y);
PSI1Y=sin(Y);
CHI0Y=-sin(Y);
CHI1Y=cos(Y);
XI0Y=complex(real(PSI0Y)+imag(CHI0Y),imag(PSI0Y)-real(CHI0Y));
XI1Y=complex(real(PSI1Y)+imag(CHI1Y),imag(PSI1Y)-real(CHI1Y));
CHI0Y2=-sin(Y2);
CHI1Y2=cos(Y2);
CHI0X2=-sin(X2);
CHI1X2=cos(X2);
FORAMP=complex(0,0);
N=1;
IFLAG=0;
do
{
RN=N;
PSIY=(2*RN-1)*PSI1Y/Y-PSI0Y;
CHIY=(2*RN-1)*CHI1Y/Y-CHI0Y;
XIY=complex(real(PSIY)+imag(CHIY),imag(PSIY)-real(CHIY));
D1Y2=1/(RN/Y2-D0Y2)-RN/Y2;
if(IFLAG==1)goto A;

```

```

D1X1=1/(RN/X1-D0X1)-RN/X1;
D1X2=1/(RN/X2-D0X2)-RN/X2;
CHIX2=(2*RN-1)*CHI1X2/X2-CHI0X2;
CHIY2=(2*RN-1)*CHI1Y2/Y2-CHI0Y2;
CHIPX2=CHI1X2-RN*CHIX2/X2;
CHIPY2=CHI1Y2-RN*CHIY2/Y2;
ANCAP=REFREL2*D1X1-REFREL1*D1X2;
ANCAP=ANCAP/(REFREL2*D1X1*CHIX2-REFREL1*CHIPX2);
ANCAP=ANCAP/(CHIX2*D1X2-CHIPX2);
BRACK=ANCAP*(CHIY2*D1Y2-CHIPY2);
BNCAP=REFREL2*D1X2-REFREL1*D1X1;
BNCAP=BNCAP/(REFREL2*CHIPX2-REFREL1*D1X1*CHIX2);
BNCAP=BNCAP/(CHIX2*D1X2-CHIPX2);
CRACK=BNCAP*(CHIY2*D1Y2-CHIPY2);
AMESS1=BRACK*CHIPY2;
AMESS2=BRACK*CHIY2;
AMESS3=CRACK*CHIPY2;
AMESS4=CRACK*CHIY2;
if(abs(AMESS1)>DEL*abs(D1Y2))goto A;
if(abs(AMESS2)>DEL)goto A;
if(abs(AMESS3)>DEL*abs(D1Y2))goto A;
if(abs(AMESS4)>DEL)goto A;
BRACK=complex(0,0);
CRACK=complex(0,0);
IFLAG=1;
A: DNBAR=D1Y2-BRACK*CHIPY2;
DNBAR=DNBAR/(1-BRACK*CHIY2);
GNBAR=D1Y2-CRACK*CHIPY2;
GNBAR=GNBAR/(1-CRACK*CHIY2);
AN=((DNBAR/(REFREL2/REFREL))+RN/Y)*PSIY-PSI1Y;
AN=AN/(((DNBAR/(REFREL2/REFREL))+RN/Y)*XIY-XI1Y);
BN=((REFREL2/REFREL)*GNBAR+RN/Y)*PSIY-PSI1Y;
BN=BN/(((REFREL2/REFREL)*GNBAR+RN/Y)*XIY-XI1Y);
A_N[N]=AN;
B_N[N]=BN;
PSI0Y=PSI1Y;
PSI1Y=PSIY;
CHI0Y=CHI1Y;
CHI1Y=CHIY;
XI1Y=complex(real(PSI1Y)+imag(CHI1Y),imag(PSI1Y)-real(CHI1Y));
CHI0X2=CHI1X2;
CHI1X2=CHIX2;
CHI0Y2=CHI1Y2;
CHI1Y2=CHIY2;
D0X1=D1X1;

```



```

D0X2=D1X2;
D0Y2=D1Y2;
N=N+1;
}
while(N-1-N_stop<0);
QEXT=0;
for(N=1;N<N_stop+1;N++)
{
QEXT=QEXT+(2*N+1)*real(A_N[N]+B_N[N]);
}
QASM=0;
for(N=1;N<N_stop+1;N++)
{
QASM+=2*((2*N+1)/(N*(N+1)))*real(A_N[N]*conj(B_N[N]))+((N*(N+2))/(N+
1))*real(A_N[N]*conj(A_N[N+1])+B_N[N]*conj(B_N[N+1]));
}
return(QEXT-QASM);
}
double goal(complex n_eff)
{
double result;

result=fabs(p1*coat_foramp(scat_r,coat_r,wavelength,n_scat,n_bkgnd,n_eff)+p2*
coat_foramp(host_r,host_r,wavelength,n_bkgnd,n_bkgnd,n_eff));
return(result);
}
complex search(void)
{
n_imag=0.01;
n_curr=complex(n_real,n_imag);
do
{
scale=goal(n_curr);
delta_i=goal(complex(real(n_curr),(1+0.01*scale)*imag(n_curr)))-
goal(complex(real(n_curr),imag(n_curr)));
n_curr=complex(real(n_curr),imag(n_curr)-0.01*(delta_i/fabs(delta_i))*scale);
printf("%lg\n",scale);
}
while(scale>1.0E-8);
return(n_curr);
}

```

ПРИЛОЖЕНИЕ В

Исходный текст программы на языке C++ для Монте-Карло моделирования ансамбля значений путей парциальных составляющих рассеянного оптического поля в слое случайно-неоднородной среды

```

#include<stdio.h>
#include<stdlib.h>
#include<math.h>
#include<conio.h>
#include<dos.h>
#include<time.h>
void calculate_travel_path(void);
void analyze_photon_position(void);
void monte(void);
int INPUT_SUR_CROSS;
int OUTPUT_SUR_CROSS;
int REFLECTION;
int ABSORBED;
double x, y, z, xold, yold, zold; /*photon current and old coordinates*/
double path; /*photon path*/
double scal_prod;
double c1, c2, c3, c1_rel, c2_rel, c3_rel; /*directional cosines and their old values*/
double mua, mus, musp, g; /*medium optical parameters*/
double re_ind;
double Td_calc, Rd_calc, Td_meas, Rd_meas, Tc_meas, extinct, solv_fun1, solv_fun2;
double D; /*medium thickness*/
double L; /*one act travel path*/
double refre1, refre2, refre3;
double L_tuned;
double la, ls; /*scattering and absorbtion lengths in media*/
double rnm, rnm1, rnm2;
double inc_angle;
double out_angle;
int ind1, ind2;
double a11, a12, a13, a21, a22, a23, a31, a33;
double a1, a2, re_coef;
double phi, cphi, sphi, theta, ctheta, stheta, phi_old, theta_old;
double hgpart1, hgpart2, hgpart3, hgpart4, hgpart5, hgpart6, fee;
long p; /*number of photons to be processed*/
double b1, b2, b4;
long b3; /*number of photons passed*/
double s, module, musp_st, mua_st, g_st;
double
reference, g_cur, mua_cur, musp_cur, A111, B111, C111, A222, B222, C222, der11, der1

```

```

2,der21,der22;
long counter;
double referen1,referen2,referen3,radius,delta,ap_ang;
FILE *out,*out1,*out2;
main()
{
out=fopen("path.dat","w");
randomize();
printf("Input slab thickness\n");
scanf("%lg",&D);
printf("Input reduced scattering coefficient\n");
scanf("%lg",&musp);
printf("Input absorption coefficient\n");
scanf("%lg",&mua);
printf("Input g\n");
scanf("%lg",&g);
printf("Input refractive index of background medium\n");
scanf("%lg",&re_ind);
//printf("Input number of photons\n");
//scanf("%ld",&p);
//printf("Input aperture angle\n");
//scanf("%lg",&ap_ang);
monte();
//printf("b2=%lg    b4=%lg\n",b2,b4);
getch();
fclose(out);
}
void monte(void)
{
p=1000000;
b1=0;b2=0;b3=0;b4=0;counter=0;
{
A1: if(b3>p-1)goto D1;
b3++;
//printf("%ld\n",b3);
path = 0.; x = 0.0; y = 0.0; z = 0.; c1 =0.0; c2 = 0.0; c3 = 1.0;
INPUT_SUR_CROSS = 0; OUTPUT_SUR_CROSS = 0;
REFLECTION = 0; ABSORBED = 0; s = 0.0;

B1: calculate_travel_path();
analyze_photon_position();
if(ABSORBED == 1){goto A1;}
if((INPUT_SUR_CROSS == 1)&&(REFLECTION == 0)) {
/*if(((x*x+y*y)<=(radius+delta)*(radius+delta))&&((x*x+y*y)>=radius*radius))
//{

```

```

//if((c3<=1.0)&&(c3>=ap_ang))
//{
//counter++;
//fprintf(out,"%lg\n",path);
//}
//} */
goto A1;
}
if((OUTPUT_SUR_CROSS == 1)&&(REFLECTION == 0)){
{
printf("%ld\n",b3);
b2+=exp(-mua*path);
}
fprintf(out,"%lg\n",path);
if(path==D)b4+=exp(-mua*path);
goto A1;
}
INPUT_SUR_CROSS = 0; OUTPUT_SUR_CROSS = 0; REFLECTION =
0;ABSORBED = 0;
goto B1;
}
D1:Td_calc=b2/double(b3);Rd_calc=b1/double(b3);
fcloseall();
}
void calculate_travel_path(void)
{
rnm1 = (double)random(32766)/32766.;
if(rnm1 > 1.) rnm1=1.0;
if(rnm1 < 1e-12)rnm1 = 1e-12;
ls = -(1. - g)*log(rnm1)/musp;
L=ls;
xold = x;
yold = y;
zold = z;
}

void analyze_photon_position(void)
{
if((L>D)&&(zold==0)&&(xold==0)&&(yold==0)&&(c3==1)) {
REFLECTION = 0;
OUTPUT_SUR_CROSS = 1;
path = D;
c3=-1;
goto END;
}

```

```

if(((zold + L*c3)<=0)&&(zold>0)) {
INPUT_SUR_CROSS = 1;
L_tuned = -zold/c3;
inc_angle = acos(fabs(c3));
if(inc_angle >= asin(1./re_ind)) REFLECTION = 1;
else {
out_angle = asin( re_ind*sin(inc_angle));
a1 = sin(inc_angle - out_angle)/sin(inc_angle + out_angle);
a2 = tan(inc_angle - out_angle)/tan(inc_angle + out_angle);
re_coef = (a1*a1 + a2*a2)/2.;
if(((float)random(30000)/30000.) <= re_coef) REFLECTION = 1;
else REFLECTION = 0;
}
path+=L_tuned;
x = xold + L_tuned*c1;
y = yold + L_tuned*c2;
z = 0;
c1 = c1;
c2 = c2;
c3 = -c3;
goto END;
}
if(((zold + L*c3)>=D)&&(zold<D)) {
OUTPUT_SUR_CROSS = 1;
L_tuned =(D-zold)/c3;
inc_angle = acos(fabs(c3));
if(inc_angle >= asin(1./re_ind)) REFLECTION = 1;
else {
out_angle = asin( re_ind*sin(inc_angle));
a1 = sin(inc_angle - out_angle)/sin(inc_angle + out_angle);
a2 = tan(inc_angle - out_angle)/tan(inc_angle + out_angle);
re_coef = (a1*a1 + a2*a2)/2.;
if(((float)random(30000)/30000.) <= re_coef) REFLECTION = 1;
else REFLECTION = 0;
}
path+=L_tuned;
x = xold + L_tuned*c1;
y = yold + L_tuned*c2;
z = D;
c1 = c1;
c2 = c2;
c3 = -c3;
goto END;
}
path+=L;

```

```

x = xold + L*c1;
y = yold + L*c2;
z = zold + L*c3;
REPEAT: rnm = (double)random(32766)/32766.0;
if(rnm > 1.) rnm = 1.;
if(rnm < 1e-12)rnm = 1e-12;
phi=2*M_PI*rnm;
cphi=cos(phi);
sphi=sin(phi);
rnm = (double)random(32766)/32766.0;
if(rnm > 1.) rnm = 1.;
if(rnm < 1e-30)rnm = 1e-30;
hgpart1=(1.0+(g*g));
hgpart2=(1.0-(g*g));
hgpart3=(1.0-g+(2.0*g*rnm));
hgpart4=hgpart3*hgpart3;
hgpart5=1/(2.0*g);
hgpart6=(hgpart2)*(hgpart2);
fee=(hgpart1-(hgpart6/hgpart4))*(hgpart5);
if(fee>1.0)fee=1.0;
referen1=c1;referen2=c2;referen3=c3;
theta=acos(fee);
ctheta=cos(theta);
stheta=sin(theta);
//fprintf(out,"%lg    %lg\n",theta,fee);
c1_rel = stheta*cphi;
c2_rel = stheta*sphi;
c3_rel = ctheta;
if((c1==0)&&(c2==0)&&(c3==1))
{
a11=1;a12=0;a13=0;
a21=0;a22=1;a13=0;
a31=0;a33=1;
}
else
{
a11=(c1*c3)/sin(acos(c3));
a12=c2/sin(acos(c3));
a13=c1;
a21=(c2*c3)/sin(acos(c3));
a22=c1/sin(acos(c3));
a23=c2;
a31=sin(acos(c3));
a33=c3;
}

```

```
refre1=(a11*c1_rel)-(a12*c2_rel)+(a13*c3_rel);
refre2=(a21*c1_rel)+(a22*c2_rel)+(a23*c3_rel);
refre3=-(a31*c1_rel)+(a33*c3_rel);
module=sqrt(refre1*refre1+refre2*refre2+refre3*refre3);
refre1/=module;
refre2/=module;
refre3/=module;
scal_prod=referen1*refre1+referen2*refre2+referen3*refre3;
if((fabs(scal_prod-fee)/fabs(fee))>1.0E-2){
goto REPEAT;
}
c1=refre1;
c2=refre2;
c3=refre3;

END:s+=1.0e-8;
if(s>1.0e-4) ABSORBED = 1;
}
```