Федеральное государственное автономное образовательное учреждение высшего образования «Национальный исследовательский Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского»

На правах рукописи

MMyne J

Жуков Михаил Сергеевич

ЧИСЛЕННЫЙ АНАЛИЗ МЕТОДОМ МОНТЕ-КАРЛО ВРЕМЕННЫХ И ЭНЕРГЕТИЧЕСКИХ ХАРАКТЕРИСТИК СИГНАЛОВ В ХАОТИЧЕСКИХ СРЕДАХ И СИСТЕМАХ

1.3.4. - радиофизика

ДИССЕРТАЦИЯ

на соискание ученой степени кандидата физико-математических наук

Научный руководитель доктор физ.-мат. наук, проф., Владимир Георгиевич Гавриленко

Нижний Новгород 2022

Оглавление

Введение
Глава 1 Восстановление оптических характеристик неоднородной мутной
среды на основании данных времяразрешенной диффузионной рефлектометрии 17
1.1 Метод оптической диффузионной рефлектометрии для неинвазивной
функциональной диагностики биологических тканей 19
1.1.1 Особенности распространения оптического излучения в биотканях 19
1.1.2 Метод оптической диффузионной рефлектометрии. Основные
принципы
1.1.3 Применение метода ОДР для функционального имиджинга биотканей
1.1.4 Проблемы метода ОДР и способы их решения
1.2 Теоретический анализ распространения оптического излучения в сильно
рассеивающей и поглощающей среде25
1.2.1 Теория переноса излучения
1.2.2 Диффузионное приближение теории переноса излучения для
стационарных и импульсных источников
1.2.3 ОДР с непрерывным источником. Область наиболее вероятных
траекторий
1.2.4 ОДР с импульсным источником. Характеристики рассеянного импульса
1.3 Монте-Карио молецирование сигналов ОЛР из среды с неоднородным по
глубине поглощением
1.4 Результаты численного расчета формы импульса и функции
распределения
1.5 Восстановление эффективных оптических параметров неоднородной
среды 42

Выводы

4.1 Постановка задачи и теоретический анализ...... 82

4.2 Алгоритм численного моделирования и проверка его адекватности...... 86

4.3.2 Анализ вклада многократно отраженных волн в полный сигнал........95

Выводы	
Заключение	
Список литературы	

Введение

Актуальность темы исследования и степень ее разработанности

Исследованию статистических характеристик волновых полей различной физической природы в случаях, когда на пути распространения волн встречаются хаотические неоднородности параметров среды, приводящие к рассеянию волн, посвящена весьма обширная литература (смотри, например [1-3]). Это обусловлено тем, что такие ситуации часто встречаются как в естественных условиях, так и в искусственно созданных практически важных системах. В настоящее время разработан целый ряд аналитических методов решения таких задач. Большинство из них являются приближёнными, и позволяют получить достаточно хорошо согласующиеся с опытом результаты либо когда усреднённые характеристики среды однородны в пространстве, либо когда можно ограничиться приближением однократно рассеянных волн. В случаях, когда практически важное значение имеет корректный учёт многократного рассеяния волн на большие углы в статистически неоднородных системах, получение аналитических решений весьма затруднено. При этом на первый план выступают численные методы анализа, среди которых важное место занимает корпускулярный метод статистического моделирования Монте-Карло [4]. В последние годы данный метод используется, например, при теоретическом рассмотрении различных вопросов рассеяния оптического излучения в биологических тканях, в частности с учётом флуоресценции [5]. В диссертации этот метод развивается и применяется при решении всех рассматриваемых в ней вопросов. К ним относятся:

расчёт статистических характеристик импульсного оптического излучения видимого и ближнего ИК диапазонов, рассеянного в оптически толстых образцах неоднородных биологических тканей, важный для развития метода оптической диффузионной рефлектометрии, который может успешно применяться для неинвазивного мониторинга динамики кровенаполнения различных участков коры головного мозга;

анализ усреднённых энергетических и временных характеристик принимаемых сигналов при распространении волн в плоских волноводах с шероховатыми границами, моделирующих условия распространения радиоволн в области между поверхностью Земли и нижней границей ионосферы, канализацию микроволнового электромагнитного излучения в планарных структурах и прохождение звука через подводный звуковой канал между поверхностью водоёма и его дном;

расчёт изменения формы короткого радиоимпульса при рассеянии в городских условиях на основе статистической модели больших районов городской застройки, важный для анализа искажений кодированных сигналов, используемых при мобильной связи.

Во всех, указанных выше случаях корпускулярный метод Монте-Карло представляет собой по существу единственный относительно простой способ корректного расчёта многократного рассеяния волн, позволяющий получить физически интересные и практически важные результаты.

Цели и задачи работы

Целью диссертационной работы является анализ временных И характеристик энергетических сигналов при многократном рассеянии В хаотических средах и системах численным методом на основе корпускулярного статистического моделирования Монте-Карло.

Для достижения этой цели решены следующие задачи.

1. Для мутной среды с неоднородным распределением показателя поглощения выполнено численное моделирование методом Монте-Карло формы первоначально короткого оптического импульса и функции пространственного распределения траекторий фотонов в этой среде, излучённых источником и попавших в приёмник.

2. Произведено численное восстановление эффективных оптических параметров неоднородной рассеивающей среды.

3. Предложена схема диагностики распределения в пространстве показателя поглощения биологической рассеивающей среды по данным времяразрешенной диффузионной рефлектометрии.

4. Выполнен численный расчёт корпускулярным методом Монте-Карло средней плотности энергии волнового поля в плоском волноводе, образованном горизонтальными шероховатыми отражающими поверхностями, в зависимости от горизонтального расстояния между источником и областью регистрации при различных параметрах системы.

5. Тем же методом проанализировано распределение усреднённой плотности энергии излучения по высоте внутри волновода на заданном горизонтальном расстоянии от источника.

6. Произведено численное моделирование модифицированным Монте-Карло корпускулярным методом распространения первоначально короткого импульса в плоском волноводе с плавными шероховатыми границами при бистатическом зондировании. Проанализированы временные характеристики принимаемого сигнала при многократном отражении И скользящем распространении.

7. Выполнено статистическое моделирование корпускулярным методом Монте-Карло энергетического спектра задержек принимаемого сигнала в случае распространения первоначально короткого радиоимпульса в городских условиях при учёте многократных отражений от стен зданий и дифракции волн на их крышах.

Методы исследований

При решении поставленных задач использовались аналитические методы расчёта и численное статистическое моделирование корпускулярным методом Монте-Карло.

Научная новизна

Научная новизна работы состоит в постановке ряда нерешенных ранее задач, разработке методов численного анализа и в полученных оригинальных результатах.

1. Впервые проведено Монте-Карло моделирование формирования сигнала в системе оптической диффузионной рефлектометрии, использующей импульсное зондирующее излучение, из среды со слоистым распределением показателя поглощения.

2. Предложен оригинальный корпускулярный алгоритм численного расчета энергетических характеристик волнового поля, позволяющий промоделировать распространение некогерентных волн в плоском волноводе с шероховатыми границами методом Монте-Карло и впервые учесть влияние многократных отражений, случайных затенений участков граничных поверхностей неровностями и дифракции волн на вершинах неоднородностей.

3. Впервые численно проанализированы временные характеристики принимаемого сигнала при распространении первоначально короткого импульса в плоском волноводе с шероховатыми границами в случае многократного отражения и скользящего распространения.

4. С помощью корпускулярного метода Монте-Карло впервые выполнен численный расчёт формы рассеянного в городских условиях первоначально короткого радиоимпульса с учётом многократных отражений и дифракции волн на крышах городских строений.

Научная и практическая значимость

Полученные в диссертации результаты показывают, что метод статистического моделирования Монте-Карло, основанный на корпускулярном представлении волнового поля, позволяет корректно выполнить численный расчёт различных статистических характеристик некогерентного излучения, при многократном рассеянии в различных хаотических средах и системах.

Рассчитанные в диссертации статистические характеристики оптического излучения в мутной среде с неоднородным распределением показателя поглощения могут быть полезны для совершенствования оптической диффузионной рефлектометрии с целью диагностики областей с повышенным кровенаполнением биологических тканей.

Выполненный в диссертации анализ энергетических и временных характеристик сигналов в плоском волноводе с шероховатыми границами важен для расчёта и диагностики подводных звуковых каналов.

Расчет зависимости энергетического спектра задержек радиосигнала от условий распространения в городе и усреднённых параметров городской застройки полезен для оценки характеристик каналов передачи в системах мобильной связи.

Достоверность полученных результатов

Достоверность полученных численных результатов подтверждается совпадением в частных случаях с известными в литературе теоретическими зависимостями, а также с выведенными в диссертации аналитическими формулами.

Основные положения, выносимые на защиту

1. Численное статистическое моделирование методом Монте-Карло, основанное на корпускулярном подходе, даёт возможность исследовать влияние слоистых неоднородностей показателя поглощения в мутной среде на форму принимаемого первоначально короткого зондирующего импульса и траекторию движения фотонов от источника к приёмнику.

2. Полученные результаты численных расчётов формы зондирующего импульса позволяют восстановить при помощи теоретических формул эффективные (усреднённые) значения показателей поглощения и транспортного рассеяния неоднородной среды.

3. Разработанный алгоритм численного анализа методом Монте-Карло позволяет рассчитать зависимость пространственно усреднённой плотности

энергии волнового поля в плоском волноводе с шероховатыми границами от расположения источника и приёмника с учётом многократных отражений от границ, дифракции волн на вершинах неоднородностей и затенения области регистрации от источника.

4. Выполненные аналитические и численные расчёты показали, что предложенный алгоритм численного моделирования методом Монте-Карло даёт возможность правильно рассчитать форму принимаемого сигнала при некогерентном многократном отражении короткого импульса в плоском волноводе с плавными шероховатыми границами.

5. Предложенный способ численного расчёта корпускулярным методом Монте-Карло позволяет корректно проанализировать энергетический спектр задержек в области наблюдения при распространении первоначально короткого радиоимпульса в городских условиях и выяснить влияние таких важных факторов, как положение источника и области регистрации, расстояние между ними, случайность размеров зданий и дифракция волн на их крышах.

Структура и объем диссертации

Диссертация состоит из введения, четырех глав, заключения и списка литературы. Общий объем составляет 133 страниц. В диссертации 62 рисунка, 41 формул, 1 таблица. Количество цитированных источников – 106, в том числе публикаций диссертанта – 14.

Благодарности

Автор выражает признательность и благодарность своему научному руководителю Владимиру Георгиевичу Гавриленко, а также Сергеевой Екатерине Александровне, Жукову Сергею Николаевичу и Яшнову Владимиру Александровичу за помощь и поддержку в научной работе.

Краткое содержание диссертации

Во введении обосновывается актуальность работы, формулируется её цель, кратко излагается содержание диссертации, приводятся основные положения, выносимые на защиту.

В **первой** главе проведена количественная оценка показателей поглощения и рассеяния биологических тканей, по оптическим сигналам, рассеянным стохастической средой методом Монте-Карло.

В **разделе 1.1** описан метод оптической диффузионной рефлектометрии применяемый для неинвазивной функциональной диагностики биологических тканей.

В разделе 1.2 проведен теоретический анализ распространения оптического излучения в сильно рассеивающей и поглощающей среде с целью решения задачи определения параметров этой среды.

В разделе 1.3 описан метод Монте-Карло для численного моделирования изменения профилей импульса и функций распределения фотонов, зарегистрированных системой ОДР из плоско-слоистой стохастической среды, с меняющимся показателем поглощения.

В разделе 1.4 приведены расчеты зависимости усредненной интенсивности принимаемого сигнала от длины траектории фотонов (форма импульса) для однородной и неоднородной сред с целью сопоставления результатов моделирования с профилем импульса, рассчитанным из аналитической формулы. Выполнено моделирование функции распределения для однородного и неоднородного случаев.

Выяснено, что искажение функции распределения за счет неоднородности поглощения соответствует смещению области наиболее вероятных траекторий фотонов по глубине, таким образом получено, что при наиболее сильном искажении формы принимаемого импульса наиболее вероятные траектории фотонов проходят через более сильно поглощающий слой.

В разделе 1.5 выполнена оценка эффективных (усредненных) показателей поглощения и транспортного рассеяния неоднородной среды в зависимости от расстояния. Проведено восстановление эффективного значения поглощения и транспортного рассеяния для однородной и неоднородной среды, в которой слой с повышенным поглощением располагается на глубине между источником и приемником. Разобрано влияние поглощающего слоя на восстановленный эффективный показатель поглощения.

В заключительном **разделе 1.6** первой главы сформулированы основные выводы, вытекающие из проведённого исследования.

Во второй главе проведено исследование энергетических характеристик сигналов в плоском волноводе с шероховатыми границами. Численное моделирование в данном случае так же проводилось методом Монте-Карло.

В разделе 2.1 описаны условия, параметры и геометрия задачи распространения сигналов в плоском волноводе. Описан алгоритм моделирования численным методом Монте-Карло для данной задачи. Показано, что предлагаемая методика дает возможность численно рассчитать среднее значение плотности энергии излучения в окрестности точки наблюдения.

В разделе 2.2 представлены результаты численного счета. Параметры волновода были выбраны наиболее близко соответствующие распространению высокочастотного звука в мелком море. Проведено сравнение результатов точного расчёта методом мнимых источников с учётом интерференции прямой и отражённых волн с полученными в корпускулярном приближении методом Монте-Карло для гладкого волновода. Сравнение показало, метод численного расчёта может быть успешно применён и для расчёта пространственно усреднённых энергетических характеристик волнового поля в волноводе с шероховатыми границами. Подтверждено наличие ослабляющего влияния неоднородностей границ на усреднённое значение плотности энергии излучения в волноводе. Получено распределение средней плотности энергии в поперечном сечении волновода для различных расстояний между источником и приемником. Показано, что распределение по высоте средней плотности энергии является заметно

неравномерным. Для него характерно вызванное затенениями уменьшение энергии излучения при приближении области регистрации к границам волновода.

В заключительном **разделе 2.3** второй главы сформулированы основные выводы, вытекающие из проведённого исследования.

В **третьей** главе проведено исследование мощности (формы) принимаемых импульсов от времени при распространении импульсного излучения внутри плоского волновода с шероховатыми границами. Численное моделирование в данном случае так же проводилось методом Монте-Карло.

В разделе 3.1 проведена постановка задачи, теоретический анализ и уточнен алгоритм численного расчета. Выполнен численный расчет формы однократно отраженного импульса.

В разделе 3.2 приведены результаты численного моделирования для данной задачи. Выявлено хорошее соответствие выполненного численного расчета формы однократно отраженного импульса с полученной теоретической зависимостью. Полученные результаты при многократно отраженном импульсе показали влияние затенения приёмника от источника неровностями близко расположенной к приёмнику границы. Подробно проанализирован эффект влияния затенений в зависимости расстояния точки наблюдения от средней плоскости границы волновода.

В четвертой главе проведен анализ энергетического спектра задержек для радиоволн, распространяющихся в городской среде.

В разделе 4.1 проведен точный аналитический расчёт энергетического спектра задержек однократно отражённых волн в рамках упрощённой двумерной статистической модели городской застройки. При сравнении результата полученного аналитически энергетического спектра с результатами численного моделирования методом Монте-Карло получено хорошее совпадение.

В разделе 4.2 описана особенность алгоритма численного метода Монте-Карло, разработанного для экспериментального расчета энергетического спектра задержек. Проведена оценка адекватности алгоритма путем сравнения результатов

численного расчёта по полной (трёхмерной) программе в ситуации, максимально приближенной к рассмотренному выше двумерному случаю.

В разделе 4.3 проведено исследование влияния многократно отраженных волн на энергетический спектр задержек.

В разделе 4.3.1 проведено сравнение рассчитанных форм импульсов при двух расстояниях между источником и приёмником (3 длины свободного пробега и 9 длин). Получено, что усреднённый принимаемый импульс расширяется с увеличением расстояния между приёмником и областью регистрации. Влияние флуктуаций высоты и толщины зданий усиливается с увеличением длины волны за счёт увеличения влияния дифракции на крыше при случайном уменьшении высоты зданий. При учёте многократных отражений энергетический спектр задержек заметно расширяется.

В **разделе 4.3.2** проведен анализ вклада в сигнал частиц, отраженных разное количество раз. Получено, что вклад сигналов, отраженных более трёх раз незначителен.

В **разделе 4.3.3** проанализировано влияние многократно отраженных волн на ширину полного сигнала в зависимости от расстояния между источником и приемником. Получено, что количество двукратно и трехкратно отраженных волн существенно превосходит число однократно отраженных волн.

При увеличении расстояния между источником и приемником результаты вычислений приближаются к экспоненциальным зависимостям, кроме того проявляется эффект «насыщения»: при увеличении расстояния скорость расширения импульса сильно уменьшается.

Так же показано достаточно хорошее совпадение двумерной теории и трёхмерного расчёта при малых расстояниях между источником и приемником. При увеличении этого расстояния трёхмерный расчет и двумерная модель дают сильно отличающиеся результаты. Это связано, видимо, с влиянием шероховатости стен зданий и явлением дифракции волн на крышах городских строений конечной высоты, что приводит к значительному расширению импульса.

В разделе 4.3.4 проведено исследование влияния случайных отклонений высоты зданий от среднего значения для случая низко расположенного источника. Подтвердилось, что энергетический спектр задержек расширяется с увеличением расстояния между источником и приемником.

В разделе 4.3.5 проведено исследование влияния коэффициента отражений от стен зданий на ширину энергетического спектра задержек. Получено, что при увеличении коэффициента отражения от зданий энергетический спектр задержек уширяется из-за увеличения вклада двукратно и трехкратно отраженных частиц, максимумы энергетических спектров которых смещены в сторону больших задержек.

В разделе 4.4 проведено исследование ширины энергетического спектра задержек для случая высоко расположенного источника. В целом расчёты высокорасположенного показали, ЧТО В случае источника зависимости энергетического спектра задержек от расстояния между источником и приемником, от отклонения зданий по высоте и от коэффициента отражения от зданий демонстрируют качественно такие же закономерности, как И В случае низкорасположенного источника.

Дополнительно проведена оценка ширины энергетического спектра задержки на уровне 0,5 в зависимости от расстояния между источником и приемником. Расчеты показали, что как и при низко расположенном источнике, ширина энергетического спектра задержек монотонно возрастает с ростом расстояния. При этом скорость роста довольно быстро убывает, и кривая зависимости приближается к горизонтальной линии. Уточнение формы импульса показало, что с увеличением расстояния аппроксимирующие линии приближаются к прямым, и, следовательно, задний фронт энергетического спектра задержек экспоненциально спадающим. Модуль показателя становится экспоненты уменьшается с ростом расстояния.

В разделе 4.5 сформулированы основные выводы, вытекающие из проведённого исследования.

Личный вклад автора

Диссертант принимал непосредственное участие в постановке задач, выполнении аналитических расчётов, разработке алгоритмов статистического моделирования методом Монте-Карло. Им выполнены все численные расчёты. Он также принимал участие в обсуждении и интерпретации полученных результатов.

Апробация результатов работы и публикации

Диссертационная работа выполнена на кафедре распространения радиоволн и радиоастрономии радиофизического факультета Нижегородского государственного университета им. Н.И. Лобачевского. Её основные результаты опубликованы в работах [6-19]. Материалы диссертации докладывались: на XIV, XV, XVI, XVII, XVIII, XIX, XX научных конференциях по радиофизике на базе радиофизического факультета ННГУ им. Н.И. Лобачевского (г. Нижний Новгород, 2010-2016 г.), XXV Всероссийской открытой конференции «Распространение радиоволн» (г. Томск, 2016 г.), VIII Всеросийских Армандовских чтениях (г. Муром, 2018 г.).

Результаты работы получены при финансовой поддержке: Министерства образования и науки Российской федерации (соглашение 8741), грантом Президента РФ для молодых ученых – кандидатов наук (МК-1652.2012.2), грантом Российского фонда фундаментальных исследований (грант № 13-02-97064р поволжье а), а также в соответствии с госзаданием № 3.1252.2014/К.

Глава 1 Восстановление оптических характеристик неоднородной мутной среды на основании данных времяразрешенной диффузионной рефлектометрии

Неинвазивные методы исследования объектов живых играют все возрастающую роль в развитии новых средств биомедицинской диагностики. В настоящее время в клинической практике уже активно применяются такие методы такие как позитрон-эмиссионная томография (далее - ПЭТ), функциональная магнитно-резонансная томография (далее - фМРТ) [20, 21], оптическая когерентная томография (далее - ОКТ) [22, 23], на стадии внедрения находится метод оптической диффузионной рефлектометрии (далее - ОДР) [24-26]. Метод ОДР основан на регистрации оптического сигнала, рассеянного мутной средой, с последующей обработкой этого сигнала для восстановления оптических параметров исследуемой среды.

Одна из биомедицинских задач заключается в диагностике наиболее сложного человеческого органа - головного мозга. Для адекватного изучения функциональных процессов в мозге необходимы максимально неинвазивные методы, не разрушающие его структуру и не влияющие на его функции. В ряде работ было показано, что функциональная активность коры головного мозга приводит к изменению его оптических параметров, таким образом, по изменению оптического пропускания и отражения можно судить о динамике активности тех или иных областей коры [27]. Исследования, проведенные в последние годы, показали, что ОДР позволяет бесконтактно оценивать изменения активности мозга взрослого человека. ОДР может применяться для оценки активности мозга при двигательном, визуальном и звуковом возбуждении. Основываясь на измерении поглощения и рассеяния, можно регистрировать несколько типов сигналов: изменение степени оксигенации гемоглобина; изменение объема крови; изменение окислительно-восстановительного состояния цитохром-ц-оксидазы; быстрые оптические сигналы, предположительно связанные с изменениями рассеяния света.

Для решения задач биомедицинской диагностики необходимо тщательное изучение процесса распространения света в рассеивающих и поглощающих средах, какими являются биоткани. Однако решение данной задачи затруднено тем, что на данный момент не существует универсальной теории для описания прохождения света через пространственно-неоднородные среды. Такая задача может быть эффективно решена с помощью компьютерного моделирования этого процесса. Численное моделирование позволяет сделать предварительный прогноз качества изображений при разработке приборов биомедицинской диагностики, исследовать распространение излучения в биологических тканях сложной геометрии, разрабатываты восстановления алгоритмы для оптических параметров исследуемых сред, а также предсказывать изменение характеристик изображения при изменении оптических параметров исследуемой среды. Численный метод статистических испытаний Монте-Карло, основанный на многократном расчете случайных траекторий фотонов в исследуемой среде, является одним из наиболее используемых методов описания движения фотонов в мутных средах [4].

Целью данной главы является количественная оценка распределения в пространстве показателей поглощения и рассеяния биотканей по сигналам ОДР. Объектом исследования является модель головного мозга человека. Для решения поставленной задачи используется численное моделирование методом Монте-Карло. Получаемый сигнал статистически обрабатывается и сравнивается с известными результатами теории многократного рассеяния. Эта задача является актуальной для задач биомедицинской диагностики и функционального имиджинга головного мозга. Полученные результаты могут использоваться для правильной постановки эксперимента, а также для последующей интерпретации изображений, получаемых методами оптического имиджинга.

1.1 Метод оптической диффузионной рефлектометрии для неинвазивной функциональной диагностики биологических тканей

1.1.1 Особенности распространения оптического излучения в биотканях

Видимый диапазон электромагнитного излучения определяется диапазоном длин волн λ=400-700 нм. Диапазон длин волн излучений, используемый для биомедицинской диагностики, несколько шире: он включает в себя как видимый, так и ближний ИК диапазон, и покрывает область спектра λ=400-1300 нм. В пределах указанного диапазона в спектре поглощения воды присутствует провал, позволяет оптическому излучению распространяться без заметного что поглощения на достаточно большие глубины. Однако существует ряд особенностей, ограничивающих беспрепятственное прохождение света через биоткани.

В общем случае, прохождение оптического излучения через вещество сопровождается рядом физических процессов и взаимодействий. Если интенсивность излучения не слишком велика, то, как правило, возникают три основных эффекта, препятствующие свободному распространению света:

- отражение и преломление,

- поглощение,

- рассеяние.

Величина отраженной энергии определяется свойствами поверхности объекта. Особенности распространения излучения в толще вещества определяется соотношением между характеристиками рассеяния и поглощения в нем. В таких сложных средах, как биологические ткани, указанные процессы имеют некоторые особенности (в соответствии с рисунком 1.1). За счет многократного рассеяния и поглощения лазерный пучок уширяется и затухает при распространении в ткани. Рассеяние на большие углы является причиной распространения значительной доли излучения в обратном направлении (обратное рассеяние). Поглощенный свет

преобразуется в тепло, переизлучается в виде флуоресценции или фосфоресценции, а также тратится на фотобиохимические реакции.



Рисунок 1.1. Виды взаимодействия лазерного излучения с биотканью.

Обозначения основных характеристик, определяющих распространение пучка света в рассеивающей среде, представлены в таблице 1. Оптические характеристики существенным образом влияют на распространение излучения в биотканях. Например, в лазерной хирургии для проведения успешной операции существенным является знание поглощающих и рассеивающих свойств выбранной При воздействии ткани. лазерным излучением на сильно отражающие поверхности, например, металлические имплантаты В стоматологии ИЛИ ортопедии, показатель преломления будет играть важную роль.

Показатель поглощения биотканей варьируется в пределах 0.001 – 0.05 мм⁻¹. В условиях сниженного поглощения воды основными поглотителями в биоткани являются компоненты крови, а именно оксигенированный и дезоксиненированный гемоглобин. Спектр поглощения этих веществ приведен на рисунке 1.2 [28] (отметим, что именно характерный вид спектра определяет цвет артериальной и венозной крови). В биомедицинской оптике контраст изображений основан на различии в показателе поглощения кровенаполненных областей и окружающих тканей [29]. В частности, характер распространения излучения чувствителен к

изменению объема крови в исследуемой области, а также к относительному изменению содержания окси/дезоксигемоглобина.

Обознацение	Физический смысл	Размерность
Обозначение	величины	
μ_a	коэффициент поглощения	M^{-1}
μ_s	коэффициент рассеяния	M ⁻¹
$\mu_t = \mu_a + \mu_s$	полный коэффициент	M^{-1}
	взаимодействия	
p(s,s`)	фазовая функция рассеяния	cp ⁻¹
	средний косинус угла	нет
g	рассеяния (фактор	
	анизотропии)	
$< l > = 1/\mu_t$	средняя длина свободного	М
	пробега фотона	
$a=\mu_s/\mu_t$	альбедо	нет
	приведенный	M ⁻¹
μ_s '= $\mu_s(1-g)$	(транспортный)	
	коэффициент рассеяния	
S	единичный вектор	нет
	направления	
$L(\mathbf{r},\mathbf{s},t)$	лучевая интенсивность	Вт/(м ² ср)
С	скорость света	м/с

Таблица 1 - Перечень основных обозначений



Рисунок 1.2. Спектры поглощения оксигемоглобина, дезоксигемоглобина и воды; область 600-900 нм - окно прозрачности.

На принципе различия поглощения у разных биотканей также основана рентгеновская диагностика. Однако, характер распространения излучения оптического диапазона в биоткани отличается от лучевого распространения рентгена. Существенную роль в распространении света в биотканях играет рассеяние. Показатель рассеяния в указанном выше спектральном диапазоне составляет 5-30 мм⁻¹ и на 2-4 порядка превосходит показатель поглощения. В результате рассеяния свет становится диффузным, а изображения сильно поглощающих областей – существенно размытыми.

1.1.2 Метод оптической диффузионной рефлектометрии. Основные принципы

Метод оптической диффузионной рефлектометрии (ОДР) основан на освещении сильно рассеивающей и поглощающей среды направленным пучком света и регистрации обратно рассеянного оптического сигнала (в соответствии с рисунком 1.3) с последующей обработкой этого сигнала для восстановления оптических параметров исследуемой среды [2]. Данный метод применяется, когда интересующая область в объекте расположена вблизи его поверхности. Метод ОДР

может быть реализован с помощью трех основных экспериментальных подходов. Первый из них - использование непрерывного излучения, он основан на измерении

потерь интенсивности прошедшего излучения, обусловленных поглощением и рассеянием света в тканях на пути от источника света до приемника [30]. Другой подход заключается в использовании излучения от источника (обычно лазерного диода), модулированного на одной или нескольких частотах радиодиапазона [31]. В



Рисунок 1.3. Диффузно рассеянный в мутной среде фотон

этом случае детектирующая система представляет собой демодулятор, который измеряет интенсивность (*I*), сдвиг фазы, глубину модуляции относительно входного сигнала, как функцию от расстояния между источником и приемником излучения. Третий подход основан на использовании коротких импульсов света, направляемых в исследуемый объем ткани. Для регистрации рассеянного импульсного сигнала необходимо использовать или коррелятор фотонов [32], или синхронизированную импульсную электронно-лучевую камеру [33].

1.1.3 Применение метода ОДР для функционального имиджинга биотканей

Спектральный диапазон излучения, используемый для диагностики методом ОДР, заключен в области 600-900 нм, в пределах «терапевтического окна прозрачности» (в соответствии с рисунком 1.2). Использование излучения с такими длинами волн позволяет детектировать области с изменяющимся уровнем кровенаполнения. В настоящее время метод ОДР используется в таких областях как маммология [34] и функциональный имиджинг мозга (в соответствии с рисунком 1.4). В ряде работ было показано, что функциональная активность коры головного мозга приводит к изменению показателя поглощения отдельных его областей. Диффузно рассеянный свет чувствителен к изменению поглощения,

поскольку повышении при поглощения В определенной области биоткани снижается количество (уменьшается энергия) фотонов, проходящих через эту область от источника к приемнику. Таким образом, ПО изменению диффузного отражения можно крайней судить, по мере, 0 динамике среднего показателя биоткани. Если поглощения В информацией располагать 0



Рисунок 1.4. Функциональный имиджинг мозга методом ОДР; source – источник излучения, detector- приемник

корреляции уровня кровенаполнения и функциональной динамики участков коры головного мозга, то изменение оптического сигнала, в свою очередь, будет коррелировать с изменением активности тех или иных областей коры [27].

1.1.4 Проблемы метода ОДР и способы их решения

При использовании метода ОДР в биологических тканях и при формировании их изображений приходится иметь дело с двумя типами задач, а именно с прямой и обратной задачами. Общая формулировка прямой задачи состоит в следующем: дан набор оптических свойств X в интересующей нас области пространства Г. а также набор источников Q в (Γ + $\partial\Gamma$), где $\partial\Gamma$ граница области Г, требуется определить набор результатов измерений Y в точках расположения приемников. Естественно, обратная задача состоит в нахождении X, но данным Q и Y. Оптические свойства X считаются стационарными. Это предположение справедливо для биологических тканей, где типичные времена изменения интенсивности зондирующего света всегда намного короче, чем временной масштаб любых возможных изменений оптических свойств.

Как уже было указано, обработка оптического сигнала в методе ОДР происходит с использованием численных алгоритмов с целью восстановления оптических параметров исследуемой биоткани. Однако существует проблема корректного восстановление параметров поглощения по зарегистрированному сигналу диффузного рассеяния. Обычно алгоритмы, применяемые при решении обратной задачи ОДР, основаны на расчете распространения излучения в сильно рассеивающей и поглощающей среде в рамках диффузионного приближения теории переноса излучения [35]. Простые аналитические выражения для сигнала ОДР можно получить с помощью решения диффузионного уравнения лишь в безграничной или плоской геометрии [36]. Однако применимость ЭТОГО приближения ставится под сомнение, когда детектор излучения расположен близко к источнику, когда среда обладает сложной геометрией или неоднородностью оптических параметров. В этом случае необходимо уточнять возможность применения формул диффузионного приближения путем сопоставления аналитического решения с результатами численного моделирования транспорта фотонов, выполненного для сложной среды.

Другая сложность при решении обратной задачи ОДР – возможность показателей поглощения независимого определения И рассеяния. При использовании непрерывного излучения подсветки обычно удается восстановить лишь произведение этих характеристик, что приводит к неоднозначности определения степени оксигенации крови или объема крови при функциональном Дополнительная информация имиджинге. может быть получена при использовании амплитудно-модулированного или импульсного излучения.

1.2 Теоретический анализ распространения оптического излучения в сильно рассеивающей и поглощающей среде

1.2.1 Теория переноса излучения

Теоретическое описание распространения излучения в сильно рассеивающей и поглощающей среде базируется на теории переноса излучения [35, 36]. Вместо

того, чтобы иметь дело непосредственно с электромагнитным полем, эта теория оперирует лучевой интенсивностью L(r, s, t), которая представляет собой оптическую энергию, протекающую за единицу времени через единичную площадку, перпендикулярную направлению s, в пространственной точке r. Показано, что лучевая интенсивность может быть отождествлена с должным образом «гранулированной» модификацией функции распределения Вигнера, которая описывает когерентность первого порядка электромагнитного поля [37]. обстоятельство Это позволяет связать теорию переноса co строгой теорией. Теория переноса пренебрегает электромагнитной эффектами пространственной когерентности на больших расстояниях. В результате этого в теории переноса теряются различия между излучением лазера и теплового источника. Существуют экспериментальные подтверждения того, что для большинства интересных явлений различие между когерентным и некогерентным излучением стирается на расстоянии в несколько десятков длин свободного пробега фотона [31].

Основным уравнением теории переноса является уравнение переноса излучения [38]. В общем случае уравнение описывает эволюцию тензора лучевой интенсивности, отражающего поляризационные свойства света. Если пренебречь поляризационными эффектами, указанное уравнение сводится к скалярному уравнению относительно лучевой интенсивности $L(\mathbf{r}, \mathbf{s}, t)$.

Нестационарное уравнение переноса излучения имеет вид [35]:

$$s\nabla L(\boldsymbol{r},\boldsymbol{s},t) + \frac{1}{c} \frac{\partial L(\boldsymbol{r},\boldsymbol{s},t)}{\partial t} =$$

= $-\mu_t L(\boldsymbol{r},\boldsymbol{s},t) + \frac{\mu_s}{4\pi} \int_{4\pi} L(\boldsymbol{r},\boldsymbol{s},t) p(\boldsymbol{s},\boldsymbol{s}') d\Omega' + S(\boldsymbol{r},\boldsymbol{s},t)$, (1.1)

где $\mu_t = \mu_s + \mu_a$ – полный коэффициент взаимодействия; *c* – скорость света, $L(\mathbf{r}, \mathbf{s}, t)$ - лучевая интенсивность в точке **r** в направлении **s**; $p(\mathbf{s}, \mathbf{s}')$ - фазовая функция рассеяния, $d\Omega'$ - единичный телесный угол в направлении **s**'. где $S(\mathbf{r}, \mathbf{s}, t)$ – распределение источников.

Предыдущее уравнение дополняется граничными условиями на поверхности ∂*Г*:

$$L(\boldsymbol{r},\boldsymbol{s},t)\big|_{(sn)<0} = L_{\mathcal{Q}}(\boldsymbol{r},\boldsymbol{s},t) + \Re L(\boldsymbol{r},\boldsymbol{s},t)\big|_{(sn)>0}, \ \boldsymbol{r} \in \partial \Gamma$$

где $L_Q(\mathbf{r}, \mathbf{s}, t)$ – граничное распределение лучевой интенсивности, создаваемое внешними источниками; **n** - внешняя нормаль к границе рассматриваемой области пространства $\partial \Gamma$ в точке **r**; \Re - оператор отражения.

Однако непосредственно в практических задачах интерес представляет, как правило, не сама функция $L(\mathbf{r}, \mathbf{s}, t)$, а интегралы от нее по некоторым областям фазового пространства, которые характеризуют параметры приемника или измерительных областей в среде. Часто такой величиной является средняя интенсивность в точке:

$$U(\mathbf{r},t) = \int_{4\pi} L(\mathbf{r},\mathbf{s},t) d\Omega$$

Уравнение (1.1) представляют собой интегро-дифференциальное уравнение, решаемое аналитически только в простейших случаях. Значительное количество исследований посвящено разработке методов, позволяющих либо непосредственно решать, либо упрощать эти уравнения.

В условиях сильного рассеяния, т.е. когда среднее число актов рассеяния 10, фотона превосходит существенно для описания нестационарного распределения излучения в среде вместо уравнения переноса излучения используется приближенное уравнение, имеющее вид уравнения диффузии [36]. Соответствующее приближение теории переноса излучения называется диффузионным приближением.

1.2.2 Диффузионное приближение теории переноса излучения для стационарных и импульсных источников

Миграция фотонов в биологических и других мутных (многократно рассеивающих свет) средах, может быть описана при помощи широко известной

теории диффузии [35, 39]. Уравнение (1.1) может быть сведено к уравнению диффузионного типа [35] В этом подходе освещенность (плотность фотонов) в точке U(r,t), имеющая размерность числа фотонов, проходящих через единичную площадку за единицу времени, удовлетворяет уравнению [40]:

$$\frac{1}{c}\frac{\partial U(\boldsymbol{r},t)}{\partial t} - D\nabla^2 U(\boldsymbol{r},t) + \mu_a U(\boldsymbol{r},t) = S(\boldsymbol{r},t)$$
(1.2)

где, *D* - коэффициент диффузии фотонов выражается соотношением:

$$D = \frac{1}{3(\mu_a + \mu_s')}$$
(1.3)

в свою очередь коэффициент

$$\mu_s = \mu_s(1-g) \tag{1.4}$$

- известен как транспортный, или приведенный коэффициент рассеяния, который описывает хаотичность фотона (хаотичность означает, что фотон "не помнит" свое первоначальное направление движения); c_m - скорость света в среде; $S(\mathbf{r}, t)$ - функция источника для диффундирующего света, т. е. число фотонов, инжектируемых в данной точке \mathbf{r} в единицу объема.

При описании процесса распространения света в мутных средах часто вводится понятие расстояния, при прохождении которого направление движения фотона хаотизируется. Это понятие связано с параметрами среды μ_s ' и μ_a и называется транспортной длиной, ее можно интерпретировать как среднее расстояние, при прохождении которого направление движения фотона становится равновероятным и не зависит от его первоначального направления движения. Выражение для средней транспортной длины имеет вид:

$$l_{tr} = \frac{1}{\mu_{\rm s}' + \mu_a} \tag{1.5}$$

Диффузионная теория оказывается хорошим приближением при малых значениях фактора анизотропии (g<0.1) и больших альбедо (a>0.995). При больших значениях фактора анизотропии, характерных для биотканей в диапазоне окна прозрачности ($g\geq0.8$), диффузионное приближение также может быть применено.

Для этого требуется, чтобы оптическая толщина *τ*, которая выражается соотношением:

$$\tau = \int_{0}^{s} \mu_{t} ds \tag{1.6}$$

достигала значений порядка τ =10÷20; здесь S — физическая толщина объекта. Можно показать, что это условие эквивалентно требованию, чтобы толщины объекта превосходила несколько транспортных длин l_t . Диффузионное приближение оказывается неприменимым вблизи поверхности объекта, и соответственно, если детектор находится вблизи источника, т.к. большой вклад на регистрируемый сигнал будут вносить фотоны с малым числом соударений (рассеяний). Соответственно, если приемник излучения расположен к источнику ближе, чем небольшое число l_t , то регистрируемое излучение не будет описываться формулами диффузионного приближения. Одной из задач данной работы является определение степени влияния расстояния между источником и детектором на точность восстановления параметров среды.

Аналитическое решение уравнения (1.2) зависит от вида источника, граничных и начальных условий. Зная все эти данные, можно рассчитать рассеянное поле в любой точке среды (в рамках ограничений, накладываемых на применимость диффузионного приближения). Если дополнить решение сведениями о приемнике излучения, то можно получить аналитические выражения для сигнала рассеяния, формируемого заданной конфигурацией «источникприемник». Выражения для сигналов ОДР, полученных с использованием источника непрерывного излучения и импульсного источника, приведены в работах [41] и [36] соответственно. Ниже эти выражения будут проанализированы более детально.

1.2.3 ОДР с непрерывным источником. Область наиболее вероятных траекторий

При формировании сигнала ОДР в плоской полубесконечной (в соответствии с рисунком 1.5) геометрии распространение отдельного фотона от источника к приемнику представляет собой случайный процесс. Траектория каждого такого

фотона начинается на источнике и заканчивается на приемнике, но между этими точками характер движения фотона сложен И недетерминирован. В работе [41] показано, что всю совокупность фотонов, формирующих сигнал ОДР. можно характеризовать функцией распределения ПО оптическим путям распространения. Для полубесконечной геометрии требуемая функция распределения длин оптических путей в точке *r*



Рисунок 1.5. Рассеяние короткого импульса в мутной среде полубесконечной геометрии с заданными

(для фотонов, вошедших в среду в точке $r_0 = 0$ и зарегистрированных в точке $r_d = (d, 0, 0)$) может быть записана как:

$$I(x, y, z) = \frac{z^{2} \exp\left(-k\left\{(x^{2} + y^{2} + z^{2})^{1/2} + \left[(d - x)^{2} + y^{2} + z^{2}\right]^{1/2}\right\}\right)}{(x^{2} + y^{2} + z^{2})^{3/2} + \left[(d - x)^{2} + y^{2} + z^{2}\right]^{3/2}} \times,$$

$$\times \left[k(x^{2} + y^{2} + z^{2})^{1/2} + 1\right]\left\{k\left[(d - x)^{2} + y^{2} + z^{2}\right]^{1/2} + 1\right\}$$

(1.7)

где *k* определяется как $k \equiv 1/L_a = (\mu_a/D)^{1/2} = (3\mu_a\mu'_s)^{1/2}$. В режиме многократного рассеяния L_a определяет величину области диффузного распространения света. Из

соотношения (1.7) может быть определено положение максимума функции распределения путей фотонов I(x,y,z) в пределах сечения в плоскости *y-z* для фиксированного значения *x* в пределах $0 \le x \le d$, задающего геометрическое место точек, соответствующих наиболее вероятной траектории. Исходя из симметрии, имеем y=0, и, если мы запишем искомую *z* координату как $z_0(x)$, то эта функция представляет собой линию наиболее вероятных значений в области, имеющей форму банана. В иностранной литературе эта область, занятая траекториями, расположенными вблизи наиболее вероятной, называется "banana shape zone" [42, 43]. В пределе слабого поглощения $kd \le 1$, $z_0(x)$ определяется соотношением:

$$z_0(x) \approx \left[\frac{1}{8} \left(\left\{ x^2 + (d-x)^2 \right\}^2 + 32x^2(d-x)^2 \right\}^{1/2} - x^2 - (d-x)^2 \right) \right]^{1/2}$$
(1.8)

В точке *x*=*d*/2 линия наиболее вероятных значений достигает наибольшей глубины проникновения:

$$z_0^{maz} \approx \frac{d}{2\sqrt{2}} \tag{1.9}$$

В более общем случае, учитывающем поглощение, положение этой точки определяется выражением:

$$z_0^{maz} \approx \frac{d}{2\sqrt{2+kd/2}} \tag{1.10}$$

Зависимость z_0^{\max} от *d* для значения параметра *k*=0.173 представлена на рисунке 1.6. Данная зависимость показывает, что даже для больших разнесений источника и приемника область наибольшей чувствительности находится довольно близко к поверхности, и наблюдение более глубоких структур существенно затруднено.



На рисунке 1.7 показаны границы бананообразной области (ограниченной по определенному уровню) для некоторых определенных значений μ_a , μ_s и *g*.



Рисунок 1.7. Бананообразная область распределения путей регистрируемых фотонов

Из рисунка 1.7 видно, что существует область наиболее вероятных траекторий для фотонов, попадающих из источника на приемник. Все эти траектории лежат в пределах бананообразной области. Средняя длина траектории фотона, формирующего сигнал, может быть вычислена из функции (1.7). Можно показать, что средняя длина траектории существенно превосходит расстояние

между источником и приемником из-за сложного, многократного рассеяния фотона на своем пути.

1.2.4 ОДР с импульсным источником. Характеристики рассеянного импульса

Информативность метода ОДР существенно повышается, если в качестве зондирующего излучения используются короткие (менее 1 наносекунды) импульсы, а синхронизованный приемник регистрирует разрешенный по времени сигнал. временных моментов рассеянного Анализ импульса позволяет восстановить оптические параметры исследуемой среды [24-26] - показатель поглощения μ_a и транспортный показатель рассеяния μ_s '. В работе [36] в рамках диффузионного приближения теории переноса излучения были получены теоретические выражения, описывающие форму рассеянного δ -импульса, зарегистрированного с помощью ненаправленного детектора из однородной полубесконечной мутной среды:

$$P_{\delta}(t) = \frac{5E_0 cS_d \sqrt{3\mu_t'}}{8\pi^{\frac{3}{2}} (ct)^{\frac{5}{2}}} \exp\left[-\mu_a ct - \frac{3d^2 \mu_t'}{4ct}\right],$$
(1.11)

где *t* – время запаздывания импульса относительно момента излучения, E_0 – энергия в зондирующем импульсе, *c* – скорость света в среде, S_d - площадь детектора, $\mu_t'=\mu_a+\mu_s'$ – транспортный показатель ослабления. Выражение (1.11) позволяет рассчитать среднее время распространения импульса $\langle t \rangle$ и дисперсию размытия формы импульса $\langle \sigma_t^2 \rangle$, характеризующую его ширину. Эти функции, определяемые стандартным образом

$$< t > = \int_{0}^{\infty} tP(t)dt / \int_{0}^{\infty} P(t)dt , \qquad < \sigma_{t}^{2} > = \int_{0}^{\infty} t^{2}P(t)dt / \int_{0}^{\infty} P(t)dt - < t >^{2}, (1.12)$$

выражаются через параметры среды и расстояние между источником и приемником с помощью следующих формул:

$$< t >= \frac{3}{2c} \frac{\mu_t' \cdot d^2}{(1 + \sqrt{3\mu_a \mu_t'} \cdot d)}, \qquad < \sigma_t^2 >= \frac{3}{4c^2} \sqrt{\frac{3\mu_t'}{\mu_a}} \frac{\mu_t' \cdot d^3}{(1 + \sqrt{3\mu_a \mu_t'} \cdot d)^2} \quad .(1.13)$$

Анализ выражений (1.13) показывает, что параметры однородной среды могут быть вычислены по известным характеристикам импульса:

$$\mu_a = \frac{\langle t \rangle^3}{2c \cdot (\sigma_t^2 + \langle t \rangle^2) \sigma_t^2}, \qquad (1.14)$$

$$\mu_{s}' = \frac{2c}{3d^{2}} \left(1 + \frac{\langle t \rangle^{2}}{\sigma_{t}^{2}} \right) - \mu_{a} \,. \tag{1.15}$$

Описанный подход применим для оценки оптических параметров однородных и слабо неоднородных сред. Однако при наличии выраженных неоднородностей, например, слоистой структуры, формулы (1.14), (1.15) позволяют рассчитать только «эффективные» параметры, усредненные по тому объему среды, из которого регистрируется диффузно рассеянный сигнал. Этот объем может быть оценен с помощью рассмотренного выше пространственного распределения траекторий фотонов, формирующих сигнал ОДР. Траектория каждого такого фотона начинается на источнике и заканчивается на приемнике, но между этими точками характер движения фотона сложен и недетерминирован. В работе [44] показано, что всю совокупность фотонов, формирующих сигнал ОДР, можно характеризовать функцией распределения $I(\mathbf{r}, \mathbf{r}_s, \mathbf{r}_d)$, где \mathbf{r} – точка мутной среды, \mathbf{r}_s и \mathbf{r}_d определяют положение источника и приемника, соответственно. Если однородная мутная среда занимает полупространство, задаваемое в декартовых координатах областью z > 0 (рисунок 1.5), направленный источник располагается на границе среды в точке $\mathbf{r}_s = (0,0,0)$, а приемник – в точке $\mathbf{r}_d = (d,0,0)$, то в рамках диффузионного приближения функция распределения в точке $\mathbf{r} = (x, y, z)$ может быть записана как:

$$I(x, y, z, d) = \frac{z^{2} \exp\left(-\alpha \left\{ (x^{2} + y^{2} + z^{2})^{1/2} + \left[(d - x)^{2} + y^{2} + z^{2} \right]^{1/2} \right\} \right)}{(x^{2} + y^{2} + z^{2})^{3/2} + \left[(d - x)^{2} + y^{2} + z^{2} \right]^{3/2}} \times \left[\alpha (x^{2} + y^{2} + z^{2})^{1/2} + 1 \right] \left\{ \alpha [(d - x)^{2} + y^{2} + z^{2}]^{1/2} + 1 \right\}$$
(1.16)

где $\alpha = \sqrt{3\mu_a \mu_t}$ - диффузный показатель ослабления [44]. Положение максимума функции (1.16) в плоскости *уг* для фиксированного значения *x* в пределах 0 < x < d задает геометрическое место точек, соответствующих наиболее вероятной траектории. Область, которая занята траекториями, расположенными вблизи наиболее вероятной, имеет форму банана [43] ("banana shaped zone" в иностранной литературе) и определяет зону чувствительности системы ОДР. Положение наиболее вероятной траектории и объем области чувствительности можно рассчитать аналитически из выражения (1.16) для однородной среды, но в присутствии даже самых простых неоднородностей эта задача может быть решена только численными методами. Один из наиболее удобных, при моделировании многократного рассеяния света в биотканях, методов является метод Монте-Карло.

1.3 Монте-Карло моделирование сигналов ОДР из среды с неоднородным по глубине поглощением

Численно промоделируем изменение профилей импульса и функций распределения фотонов, зарегистрированных системой ОДР из плоско-слоистой мутной среды, показатель поглощения которой зависит от координаты *z*. Метод Монте-Карло [4, 45, 46], основанный на многократном расчете независимых случайных событий, является общепринятым численным методом решения задач диффузии света, поскольку из-за случайного характера распространения излучения когерентные эффекты отсутствуют. В данной работе использован стандартный метод пошагового расчета случайной траектории фотона [45, 46] в среде с заданным показателем рассеяния μ_s и известной фазовой функцией рассеяния $p(\theta)$, где θ - угол рассеяния. Расчет траекторий производится последовательно для всех запускаемых фотонов. Все фотоны вылетают ИЗ точки (0,0,0)вдоль положительного направления оси *z* (рисунок 1.8).



Рисунок 1.8. Схема метода ОДР с импульсным источником. Пунктиром схематично показаны границы бананообразной области чувствительности, ломаной линией – случайная траектория фотона

С целью ускорения численных расчетов регистрация фотонов, покидающих мутную среду и вылетающих в полупространство z < 0, производится в пределах кольца с центром в точке (0,0,0), со средним радиусом, равным d, и толщиной $\Delta=1$ мм, что соответствует площади приемника $S_d=2\pi d\Delta$. Такая геометрия системы детектирования возможна за счет симметрии задачи относительно поворота вокруг оси z. В качестве фазовой функции рассеяния использована эмпирическая функция Хеньи-Гринштейна [4, 38], которая хорошо аппроксимирует экспериментальные фазовые функции мягких биотканей:

$$p_{HG}(\theta) = \frac{1}{4\pi} \cdot \frac{1 - g^2}{\left(1 + g^2 - 2g\cos\theta\right)^{3/2}}$$
(1.17)

Здесь *g* – средний косинус угла рассеяния, с характерными для биотканей значениями от 0.8 до 1 в оптическом и ближнем ИК-диапазоне. Учет неоднородности показателя поглощения производится путем статистического взвешивания фотонов [45, 46] на каждом шаге рассеяния с проверкой положения
фотона в определенном поглощающем слое. Вес фотона на k-том шаге уменьшается в соответствии с формулой $W_k = W_{k-1} \cdot \exp(-\mu_a^{(i)} \cdot l_k)$, где $W_{k-1} \le 1$ – вес на предыдущем шаге, l_k – длина свободного пробега между актами рассеяния с номерами k-1 и k, $\mu_a^{(i)}$ - показатель поглощения в текущем слое среды.

Для моделирования профиля рассеянного импульса $P_{\delta}(t)$, детектируемого системой ОДР, формируется функция распределения суммарных весов фотонов, пришедших на детектор, по длинам траекторий l=ct. На основании полученной функции распределения рассчитываются первый и второй статистические моменты $\langle l \rangle$ и $\langle \sigma_l^2 \rangle$, пропорциональные, соответственно, среднему времени запаздывания фотона $\langle t \rangle = \langle l \rangle / c$ и ширине рассеянного импульса $\langle \sigma_l^2 \rangle = \langle \sigma_l^2 \rangle / c^2$.

Для моделирования двумерной плотности пространственного распределения траекторий в однородной и неоднородной среде рассчитывается количество фотонов, пересекающих поверхность кругового цилиндра с осью симметрии, совпадающей с осью *z*, и радиусом *x* в интервале 0 < x < d, в небольшом интервале глубин около заданного значения z. Регистрация фотонов производится кольцевым детектором, описанным выше, при суммировании каждому фотону соответствует определяемый поглощением. Для весовой множитель, сопоставления с теоретическим соотношением (1.7) полученные данные отнормированы на величину площади кольца S_d. Полученная таким образом функция двух координат $I^{*}(x,z)$ с высокой точностью соответствует функции распределения I(x,0,z) из (1.7) поскольку, как показывают оценки, указанная функция быстро спадает при увеличении модуля координаты у. Последнее утверждение было верифицировано сопоставлением результатов численного расчета по указанному алгоритму с аналитической функцией I(x, 0, z) для среды с однородным поглощением.

1.4 Результаты численного расчета формы импульса и функции распределения

На первом этапе проводилось тестирование разработанного численного кода путем моделирования профиля рассеянного импульса в однородной мутной среде и сопоставления результатов моделирования с профилем импульса, рассчитанным из аналитической формулы (1.11). В качестве характеристик среды были использованы значения показателей поглощения, рассеяния И фактора анизотропии, соответствующие данным литературы для мягких тканей головного мозга [47]: $\mu_s = 10$ мм⁻¹, g = 0.9, величина μ_a варьировалась в диапазоне 0.01-0.2мм⁻¹. В моделировании использовано 100 млн. фотонов. Результат сопоставления профиля рассеянного импульса, полученного по данным моделирования, и теории, продемонстрирован на рисунке 1.9. В целом, можно отметить хорошее соответствие между профилями во всем диапазоне используемых параметров среды. Небольшое расхождение, наблюдаемое на малых временах запаздывания на переднем фронте импульсов, связано с использованием диффузионного приближения в теоретической модели импульса, которое может приводить к некорректным результатам в условиях недостаточно выраженного рассеяния.

Цифрами на графике обозначены: 1 – однородная среда (теория) для d=10 мм; 2 – однородная среда (моделирование) для d=10 мм; 3 – неоднородная среда (моделирование) для d=10 мм; 4 – однородная среда (теория) для d=28 мм; 5 – однородная среда (моделирование) для d=28 мм; 6 – неоднородная среда (моделирование) для d=28 мм; 7 – однородная среда (теория) для d=40 мм; 8 – однородная среда (моделирование) для d=40 мм; 9 – неоднородная среда (моделирование) для d=40 мм.



Рисунок 1.9. Зависимость усредненной интенсивности принимаемого сигнала от длины траектории фотонов (форма импульса).

На втором этапе было выполнено моделирование формы рассеянного импульса в мутной среде с неоднородным распределением поглощения (рисунке 1.10). Неоднородность представляет собой плоский слой толщиной $z_2 = 2$ мм, с показателем поглощения $\mu_{a2}=0.03$ мм⁻¹, увеличенным по сравнению с остальной областью, имеющей показатель поглощения $\mu_{a1}=0.01$ мм⁻¹, и находящийся на глубине z_1 .



Рисунок 1.10 Неоднородная структура среды

На рисунке 1.9 приведены временные профили принимаемого сигнала ОДР, рассчитанные методом Монте-Карло для неоднородной среды с глубиной залегания поглощающего слоя $z_1 = 5$ мм и нескольких расстояний между источником и приемником: d = 10 мм, d = 28 мм и d = 40 мм. Сравнение с профилем импульса, рассеянного однородной средой, показывает, что неоднородное распределение поглощения существенно влияет на форму принимаемого импульса: из-за повышенного поглощения импульс становится менее размытым. При *d*=10 мм наличие сильно поглощающего слоя приводит изменению только заднего фронта импульса; при d=28 мм уменьшается мощность в максимуме и на заднем фронте, а сам максимум смещается влево; при d=40 мм снижается общий уровень сигнала. Это может объясняться тем, что при d=10 мм основная часть траекторий фотонов не проникает в сильно поглощающий слой, и только самые длинные траектории испытывают на себе повышенное поглощение, при d=28 мм средняя часть банановидной области чувствительности попадает в поглощающий слой, а при d=40 мм через этот слой проходят начальные и конечные участки практически всех траекторий.

Для подтверждения этого предположения было выполнено моделирование функции распределения $I^*(x,z)$ в плоскости x=d/2 для однородного и неоднородного случаев. На рисунке 1.11 приведены результаты численного расчета функции

распределения по указанному выше алгоритму (пунктирные линии) при *d*=10мм, d=28мм и d=40мм для рассеивающей среды с однородным поглощением $(\mu_a=0.01\,\text{мm}^{-1})$ и при наличии поглощающего слоя с показателем поглощения $3\mu_a$, глубиной толщиной 2 мм И залегания поглощающего слоя $z_1 = 5$ MM. Непрерывными линиями показан график функции I(d/2,0,z), построенный по формуле (1.7) для однородной среды. Для удобства анализа выполнена нормировка таким образом, чтобы максимумы теоретических кривых для разных расстояний d были на одном уровне, а полученные численно графики для неоднородной среды при каждом значении *d* нормированы на тот же множитель, что и соответствующая кривая в однородном случае.



Рисунок 1.11. Функция распределения *I(d/2,0,z)*: теория и моделирование

Цифрами на графике обозначены: 1 – однородная среда (теория) для *d*=10 мм; 2 – неоднородная среда (моделирование) для *d*=10 мм; 3 – однородная среда (теория) для *d*=28 мм; 4 – неоднородная среда (моделирование) для *d*=28 мм; 5 – однородная среда (теория) для *d*=40 мм; 6 – неоднородная среда (моделирование) для *d*=40 мм.

Из рисунка 1.11 видно, что искажение функции распределения за счет неоднородности поглощения соответствует смещению области наиболее вероятных траекторий фотонов по глубине. При *d*=10 мм наиболее вероятные траектории проходят на меньших глубинах по сравнению с положением сильно поглощающего слоя, поэтому уменьшается только "дальняя" часть функции распределения, и её максимум смещается к границе объекта. Это происходит дополнительное поглощение испытывают потому, что только фотоны, двигающиеся по траекториям, удлиненным по сравнению с наиболее вероятной. При *d*=28 мм имеет место наиболее сильное искажение формы функции поскольку максимум «банановой» области попадает распределения, В поглощающий слой. Кривая, полученная при *d*=40 мм, мало искажается по форме по сравнению с однородной средой, её максимум удаляется от границы, и она имеет заметно меньшую амплитуду. В этом случае основная часть банановидной области наиболее вероятных траекторий фотонов лежит немного глубже слоя, но поглощающий слой "перехватывает" практически все фотоны, попавшие в приемник, из-за чего снижается совокупный вес фотонов, дающих вклад в функцию распределения.

Таким образом, все качественные особенности, отмеченные при обсуждении рисунке 1.10 подтверждаются, и можно утверждать, что при наиболее сильном искажении формы принимаемого импульса наиболее вероятные траектории фотонов проходят через более сильно поглощающий слой.

1.5 Восстановление эффективных оптических параметров неоднородной среды

На третьем этапе была выполнена оценка эффективных (усредненных) показателей поглощения и транспортного рассеяния неоднородной среды в

зависимости от расстояния *d* между источником и приемником. Для этого по результатам моделирования профиля импульса, зарегистрированного системой ОДР из неоднородной среды при различных *d*, рассчитывались значения $\langle t \rangle$ и $\langle \sigma_t^2 \rangle$, которые подставлялись в формулы (1.14) и (1.15). На рисунке 1.12 представлено сравнение результатов восстановления эффективного значения μ_s' и μ_a для однородной и неоднородной среды, в которой слой с повышенным поглощением располагается на глубине 1 мм или 5 мм.

1.12 Рисунок демонстрирует, ЧТО В случае однородной среды восстановленные значения μ_a отличаются от истинного значения показателя поглощения $\mu_a = 0.01 \text{ мм}^{-1}$ для всех расстояний *d*. При небольших значениях *d* это расхождение обусловлено неприменимостью диффузионного приближения на расстояниях, составляющих менее 5 транспортных длин $l_t = 1/\mu'_t$, что в нашем случае соответствует 5 мм. На больших расстояниях погрешность восстановления связана с тем, что при Монте-Карло моделировании максимальная длина траектории фотона (определяющая максимальное время запаздывания) была ограничена величиной 1500 мм, в то время как при получении формул (1.13) диапазон времен пробега считается неограниченным. Данная погрешность будет присутствовать и в условиях эксперимента, когда временной интервал регистрации мощности рассеянного импульса ограничен, поэтому она представляет собой объективную ошибку используемого метода восстановления. Аналогичные результаты получаются при восстановлении эффективного значения величины μ'_{s} [6].



Рисунок 1.12 Восстановление эффективного значения μ_s , μ_a

В случае неоднородной среды наличие сильно поглощающего слоя влияет на величину восстанавливаемого эффективного показателя поглощения. Однако оно практически не сказывается на восстановленных значениях показателя рассеяния. Согласно формуле (1.15), это фактически означает, что в неоднородной среде отношение $\langle t \rangle^2 / \sigma_t^2$ (или $\langle l \rangle^2 / \sigma_t^2$) близко к постоянной величине. Тогда формулу (1.14) можно представить в виде:

$$\mu_{a} = \left(\frac{\langle t \rangle^{2}}{\sigma_{t}^{2}}\right)^{3/2} \frac{1}{2c\sigma_{t} \cdot (1 + \langle t \rangle^{2} / \sigma_{t}^{2})} \sim \frac{1}{2c\sigma_{t}}$$
(1.18)

откуда следует, что восстанавливаемое значение μ_a определяется только дисперсией размытия формы импульса (или разбросом длин траекторий фотонов относительно средней).

Разберем более подробно влияние сильно поглощающего слоя на восстановленный эффективный показатель поглощения. Из рисунка 1.12 видно, что при увеличении расстояния *d* локализованное в тонком слое повышенное поглощение перестает влиять на восстанавливаемый усредненный показатель μ_a для неоднородной среды, который приближается к тому, что имеет место для однородной среды. Максимальное возмущение, вносимое поглощающим слоем в восстановленный эффективный показатель μ_a , зависит от положения заданного поглощающего слоя и от расстояния d. При нахождении поглощающего слоя близко к границе среды чувствительность системы ОДР к нему ниже, чем к такому же слою, который расположен в области концентрации наиболее вероятных траекторий. Это связано с тем, какая доля области чувствительности попадает в слой с повышенным поглощением, однако наблюдаемый на рисунке 1.12 эффект далеко не очевиден. Как следует из сравнения рисунке 1.11 и рисунке 1.12, попадание максимума функции I(d/2,0,z) в пределы поглощающего слоя не приводит к сильному искажению восстановленного значения эффективного показателя поглощения. Наибольшее отличие восстановленного значения μ_a от фонового уровня наблюдается для расстояний d, для которых максимум функции I(d/2,0,z) расположен между границей среды и поглощающим слоем. В этом случае

дополнительное поглощение сказывается на траекториях, лежащих глубже наиболее вероятной и, соответственно, имеющих большую длину. В то же время, согласно формуле (1.18), восстанавливаемое значение μ_a зависит от дисперсии разброса фотонных траекторий – величины, которая более чувствительна к длинным траекториям, чем к коротким. Снижение доли длинных траекторий (по сравнению с наиболее вероятной) приводит к существенному уменьшению дисперсии и, соответственно, к возрастанию восстановленного показателя поглощения. В случае больших расстояний *d* практически все траектории испытывают влияние поглощающего слоя, что слабо отражается на величине дисперсии и не приводит к значительному отличию восстановленного значения μ_a от фонового значения μ_{al} .

Выводы

диффузионная рефлектометрия является перспективным Оптическая методом неинвазивной диагностики структуры биотканей и также может быть функциональной диагностики. Основной использована для принцип функциональной диагностики методом ОДР основан на детектировании изменений оптических показателей биотканей. В связи с развитием этих методов для интерпретации усовершенствования получаемых результатов возникает потребность в детальном изучении процессов распространения света в мутных средах и зависимости оптических свойств среды от ее структурных или физиологических особенностей.

Оптическая диффузионная рефлектометрия с использованием импульсных источников позволяет не только формировать изображения сильно рассеивающих сред и регистрировать динамику относительных изменений параметров исследуемой среды, но также получать количественную информацию об этих параметрах. В данной главе были получены следующие результаты:

1. В рамках численного эксперимента, выполненного методом Монте-Карло моделирования, подтверждено. существенное влияние неоднородности на форму принимаемого импульса;

2. Показано что искажение функции распределения за счет неоднородности поглощения происходит в соответствии со смещением области наиболее вероятных траекторий фотонов по глубине;

3. Выяснено, что при прохождении наиболее вероятных траекторий фотонов через более поглощающий слой происходит наиболее сильное искажение формы принимаемого импульса;

4. Проведена оценка эффективных (усредненных) показателей поглощения и транспортного рассеяния неоднородной среды в зависимости от расстояния *d* между источником и приемником;

5. На основании полученных данных подробно проанализировано влияние сильно поглощающего слоя на восстановленный эффективный показатель поглощения.

Таким образом, результаты данной главы могут быть полезны для совершенствования ОДР с целью диагностики биологических тканей, которую можно осуществить по следующей схеме.

Изменяя расстояние между импульсным источником и приемником, можно по форме принимаемого импульса оценить эффективные параметры рассеивающей среды с помощью формул (1.14), (1.15), (1.18). Далее по формуле (1.11) можно рассчитать форму принимаемого импульса в рассеивающей среде с эффективными параметрами при различных d и сравнить с измеренными зависимостями. В результате сравнения можно определить расстояние d, при котором искажение формы импульса за счет неоднородности поглощения максимально. Для этого расстояния по найденным эффективным значениям μ_s и μ_a можно определить по формуле (1.16) глубину расположения максимума функции распределения для эффективной среды. После этого можно сделать вывод, что слой с повышенным поглощением располагается вблизи найденной глубины.

Глава 2 Исследование методом Монте-Карло энергетических характеристик сигналов в плоском волноводе с шероховатыми границами.

Известно, что модель плоского волновода достаточно хорошо отражает условия распространения радиоволн в области между поверхностью Земли и нижней границей ионосферы, канализацию микроволнового электромагнитного излучения в планарных структурах и прохождение звука через подводный звуковой канал между поверхностью водоёма и его дном. Во всех этих случаях отражающие поверхности не являются строго плоскими и часто имеют случайно неоднородный рельеф. В связи с этим изучению закономерностей распространения волн различной физической природы в плоских волноводах с шероховатыми границами посвящено большое число работ (см., например [48] и цитируемую там литературу). Аналитическое решение этой задачи весьма затруднено из-за многократных отражений волн от границ, затенения участков поверхностей неровностями и наличия дифракции волн на хаотических неоднородностях. Поэтому в большинстве работ применяется либо метод возмущений в случае малой высоты неровностей, либо лучевой подход в приближении Кирхгофа для плавных неоднородностей.

Наибольшее практическое расчёт усреднённых значение имеет энергетических характеристик волнового поля. Если приёмное устройство имеет относительно немалый конечный размер, нужно выполнить не только статистическое усреднение по ансамблю реализаций случайного распределения случайных высот и наклонов неровностей границ, но и пространственное области регистрации. При усреднение ПО ЭТОМ сглаживается тонкая интерференционная структура поля в волноводе. Это означает, что при расчётах можно не учитывать когерентные свойства волнового поля, и решать задачу в рамках теории переноса излучения [48].

В последнее время различными авторами опубликовано большое число работ, в которых выполняется численный расчёт статистических характеристик поля в волноводе с шероховатыми границами (см., например, [49]). В этих работах

применяется вариант метода Монте-Карло, в котором тем, или иным способом задаются отдельные реализации случайного распределения параметров шероховатых поверхностей волновода, для каждой реализации рассчитывается случайное поле заданного источника, а затем выполняется статистическое усреднение характеристик поля излучения. Такой метод численного решения применяется и при рассмотрении рассеяния волн на отдельной шероховатой поверхности [49-51]. К сожалению, в большинстве существующих работ недостаточное внимание уделяется расчёту такой практически важной характеристики, как средняя плотность энергии излучения особенно при достаточно большом расстоянии между источником и областью регистрации.

В статьях [52-54] предложен другой вариант метода статистического Монте-Карло расчёта моделирования ДЛЯ численного статистических рассеянного характеристик некогерентного излучения, на шероховатой поверхности, или на дискретных объектах, хаотически распределённых по плоскости. Предложенный подход основан на представлениях теории переноса излучения и использует корпускулярное представление волнового поля.

В главе представлено обобщение указанного выше подхода на случай плоского волновода с шероховатыми границами и выполнен численный расчёт распределения пространственное усреднённой по области регистрации плотности энергии излучения заданного источника внутри волновода.

2.1 Статистическое моделирование рассеяния сигналов в плоском волноводе с шероховатыми границами

Плоский волновод представляет собой пространство между двумя в среднем плоскими горизонтальными отражающими поверхностями, средний уровень которых перпендикулярен вертикальной оси z, заполненное однородной поглощающей средой. Средний уровень нижней поверхности расположен при z=0, а верхней при z=H. Каждая из граничных поверхностей является случайной.

В частности, нижняя поверхность представляется в виде горизонтальной подстилающей плоскости, на которой хаотически с однородной средней плотностью располагаются отражающие неоднородности со случайной высотой h относительно нулевого уровня. Аналогично [52-54], излучение некогерентного источника моделируется потоком корпускул с однородной угловой плотностью в горизонтальной плоскости и в заданном интервале углов $\Delta \theta$ в вертикальной. После прохождения корпускулой случайного горизонтального расстояния *l*, плотность вероятности которого P(l) распределена по закону Пуассона P(l) = exp(-l/<l), где <l> - средняя горизонтальная длина свободного пробега, происходит акт рассеяния. Если конечная точка прямолинейной траектории частицы после предыдущего акта рассеяния расположена ниже случайной высоты неоднородности h, в этой точке происходит случайное отклонение направления движения в вертикальной плоскости на угол α от зеркального по отношению к горизонтальной плоскости (при движении частицы сверху-вниз) или от первоначального направления (при движении снизу-вверх). Кроме того, происходит случайное отклонение на угол β от первоначального направления в горизонтальной плоскости. Эти отклонения происходят на малые углы и моделируют отражения от плавных пологих неровностей. При этом во втором алгоритм численного моделирования предусматривает отклонение случае корпускул только вверх от первоначального направления. Если траектория частицы пересекает горизонтальную подстилающую поверхность до акта рассеяния, то отражение с отклонениями происходит в точке пересечения. Потери энергии при каждом отражении учитываются коэффициентом отражения по мощности *R*<1. Объёмное поглощение в заполняющей волновод среде учитывается тем, что вес частицы уменьшается при прохождении расстояния l в $e^{\gamma i}$ раз, где γ коэффициент объемного затухания. Законы распределения случайных высот *h* и углов отклонения α и β выбираются гауссовыми со средними значениями, равными нулю и стандартами $\sigma_h \sigma_\alpha$ и σ_β , измеренными в метрах и радианах соответственно. Кроме того, предусмотрены ограничения $|h| < h_m$, $|\alpha < \alpha_m|$, $|\beta < \beta_m|$. В данной модели предполагается, средняя горизонтальная длина свободного пробега что

приближенно равна среднему горизонтальному размеру неровностей и значительно превосходит длину волны излучения.

Рассмотрено многократное рассеяние некогерентных волн на шероховатой поверхности с плавными крупными в масштабе длины волны пологими неровностями, поэтому значения σ_{α} и σ_{β} и выбираются порядка $2\sigma_h/<l>
 Подстилающая поверхность располагается на нижнем уровне ограничения по высоте при <math>|h|=h_m$. Если конечная точка прямолинейной траектории частицы после предыдущего акта рассеяния находится выше высоты неоднородности h, в качестве акта рассеяния выполняется моделирование дифракции волны на горизонтальном крае плоского экрана. Этот алгоритм описан в [53] (см. также подробнее на странице 86) и заключается в случайном отклонении частицы в вертикальной плоскости от первоначального направления. Стандарт тангенса угла этого отклонения определяется отношением длины волны λ к разнице между высотой конечной точки участка траектории и высотой неоднородности.

Аналогичным образом с соответствующей заменой «низа» на «верх» и наоборот моделируется рассеяние частиц на верхней случайной отражающей границе.

Регистрация характеристик излучения выполняется аналогично [52-54] в цилиндрическом слое радиуса d, малой толщины и произвольной высоты $\Delta z = z_{np2} - z_{np1}$, с центром на вертикальной линии, проходящей через источник. Вертикальные координаты источника z_{ucm} и области регистрации отсчитываются от уровня z=0, на котором распределение высот неровностей нижней поверхности имеет максимум.

Предлагаемая методика дает возможность численно рассчитать среднее значение плотности энергии излучения в окрестности точки наблюдения. Эта величина пропорциональна сумме длин траекторий корпускул в единице объема указанного выше цилиндрического слоя (или времени пребывания корпускул в единице объема) с учетом их веса, определяемого диссипацией энергии при отражении и объёмного поглощения.

2.2 Результаты численного счета в плоском волноводе с шероховатыми границами

Для расчёта выбраны параметры волновода, наиболее близко соответствующие распространению высокочастотного звука в мелком море. Пусть $H=10 < l>, R_{gepx}=1, R_{HUMCH}=0.3, \gamma=0.0005/<l>$

Сначала рассмотрим характеристики поля излучения точечного источника в волноводе с гладкими стенками. При этом можно сравнить результаты точного расчёта методом мнимых источников [55] с учётом интерференции прямой и отражённых волн с полученными в корпускулярном приближении методом Монте-Карло. Пусть длина волны излучения λ =0.001<*l*>, $\Delta\theta$ =60°, z_{ucm} =9.9<*l*>.

Поскольку, как сказано во введении, нас интересует пространственно усреднённое значение плотности энергии, предположим, что область регистрации находится между z_{np1} =8.91<*l*> и z_{np2} =9.09<*l*>. Суммируя интенсивности найденных точно полей во всех точках протяжённой области регистрации, получим зависимость величины, пропорциональной пространственно усреднённой плотности энергии *w* от нормированного на среднюю длину свободного пробега горизонтального расстояния d между источником и точкой наблюдения, показанную сплошными кривыми на рисунке 2.1 в логарифмическом масштабе. Цифрами 1 отмечен график для противофазного отражения волн от верхней границы гладкого волновода, а цифрами 2 для синфазного.

Пунктиром на этом рисунке изображена зависимость от нормированного расстояния нормированной на ту же константу плотности энергии излучения, полученная численно методом Монте-Карло в лучевом приближении ($\lambda \rightarrow 0$) для того же гладкого волновода, при том же положении источника и для той же протяжённой области регистрации.

Ход кривых на рисунке 2.1 показывает, что пространственное некогерентное усреднение плотности энергии волнового поля по достаточно протяжённой области регистрации существенно сглаживает интерференционные осцилляции. Пространственно усреднённая плотность энергии не очень сильно зависит от фазы

коэффициента отражения волн от границ волновода. Важно отметить, что зависимость точно рассчитанной пространственно усреднённой плотности энергии от расстояния близка к полученной методом Монте-Карло.



Рисунок 2.1. Зависимость плотности энергии в волноводе с гладкими границами от горизонтального расстояния между источником и точкой наблюдения.

Это обстоятельство позволяет предположить, что предложенный в данной работе корпускулярный метод численного расчёта может быть успешно применён и для расчёта пространственно усреднённых энергетических характеристик волнового поля в волноводе с шероховатыми границами, поскольку наличие случайных неровностей отражающих поверхностей должно приводить при статистическом усреднении к дополнительному сглаживанию интерференционной картины.

В работе [54] было показано, что при рассеянии волн на одной шероховатой поверхности влияние неровностей на плотность энергии принимаемого излучения наиболее заметно при расположении источника и области регистрации в непосредственной близости к отражающей границе, когда существенным является влияние затенений. В связи с этим интересно исследовать влияние на этот эффект отражения волн от второй границы плоского волновода с шероховатыми стенками. На рисунке 2.2 приведены результаты численных расчётов средней плотности энергии, нормированной так же, как на рисунке 2.1, при указанном выше положении источника и расположении области регистрации вблизи верхней границы волновода между $z_{npl}=9.81 < l > и z_{np2}=9.99 < l >$. Для обеих границ волновода выбраны следующие значения параметров шероховатостей: $\sigma_a=0.1$, $\alpha_m=0.15$, $\sigma_h=0.05 < l>, h_m=0.2 < l>, \sigma_\beta=\sigma_\alpha, \beta_m=\alpha_m$. Для сравнения на этом рисунке построена зависимость нормированной на такую же константу средней плотности энергии от нормированного расстояния при отсутствии отражения волн от нижней границы волновода. Кроме того, там же приведены соответствующие зависимости, полученные численно методом Монте-Карло в лучевом приближении ($\lambda \rightarrow 0$).



Рисунок 2.2 Зависимость средней плотности энергии от расстояния в волноводе с шероховатыми стенками и над статистически неровной поверхностью.

Из хода кривых на рисунке 2.2 следует, что частичное ($R_{Hu,Hch}=0.3$) отражение волн от нижней границы волновода существенно уменьшает ослабляющее влияние затенений неровностями верхней границы и приводит к заметному увеличению принимаемой мощности. Особенно наглядно это проявляется при отсутствии дифракции. Кроме того, видно, что дифракционное проникновение волн в области геометрической тени около верхней границы приводит в волноводе, как и в случае одной рассеивающей поверхности, к уменьшению затухания принимаемой мощности на достаточно больших расстояниях от источника.

Из сравнения графиков на рисунке 2.1 и рисунке 2.2 можно также заметить, что наличие шероховатостей граничных поверхностей волновода приводит к заметному ослаблению пространственно усреднённого по области регистрации принимаемого сигнала на достаточно больших расстояниях от источника. Численные расчёты показывают, что уменьшение плотности энергии принимаемого излучения за счёт случайных неровностей границ волновода имеет место и при других расположениях источника и области регистрации. В качестве примера выберем случай, когда источник расположен вблизи нижней границы волновода $z_{ucm}=0.1 < l>$, а область регистрации вблизи верхней границы между $z_{np1}=9.81 < l>$ и $z_{np2}=9.99 < l>$. На рисунке 2.3 изображены полученные для этого случая методом Монте-Карло зависимости нормированной как выше усреднённой плотности энергии от нормированного расстояния для $\lambda=0.001 < l>$ и без учёта дифракции ($\lambda \rightarrow 0$) при указанных выше параметрах неоднородностей границ. Для сравнения на этом рисунке показаны аналогичные зависимости для более слабых отклонений граничных поверхностей от плоскостей $\sigma_{\alpha}=0.05$, $\alpha_m=0.07$, $\sigma_h=0.025 < l>$, $h_m=0.1 < l>$, $\sigma_{\beta}=\sigma_{\alpha}$, $\beta_m=\alpha_m$ (слабая шероховатость).



Рисунок 2.3 Зависимость средней плотности энергии от расстояния в волноводе с различной степенью шероховатости границ.

Ход кривых на рисунке 2.3 подтверждает наличие ослабляющего влияния неоднородностей границ на усреднённое значение плотности энергии излучения в волноводе (чем сильнее шероховатости, тем слабее принимаемое излучение). Кроме того, из рисунка 2.3 видно, что при отсутствии в данном случае ярко выраженного затенения неровностями дифракция влияет на усреднённую плотность энергии принимаемого излучения иначе, чем при описанном выше расположении источника. При увеличении горизонтального расстояния до области регистрации дифракция сначала ведёт к увеличению принимаемой энергии, а затем к её ослаблению. Аналогичная зависимость получена в [54] при рассеянии в отсутствие затенений на одной шероховатой поверхности и объясняется тем, что при дифракции на краю экрана некогерентного излучения в освещённой в лучевом приближении области за счёт дифракции происходит увеличению по причине дифракционного расплывания углового спектра.

Уменьшение плотности энергии в данном месте в волноводе при увеличении при прочих равных условиях величины шероховатостей границ можно объяснить тем, что расширение углового спектра отражённого излучения, более сильное при больших отклонениях границ волновода от плоскостей, приводит к уменьшению интенсивности волнового поля на больших расстояниях от источника за счёт увеличения кратности отражения волн, приходящих в область регистрации. В нашем случае энергия излучения теряется при каждом отражении от нижней границы волновода. Кроме того, увеличиваются объёмные потери энергии в среде, заполняющей волновод, при возрастании пути, многократно отражённых волн.

Проиллюстрируем более наглядно влияния потерь энергии при отражении и шероховатости границ волновода на зависимость средней плотности энергии от расстояния. Для этого на рисунке 2.4 приведены зависимости, соответствующие значениям $R_{\text{нижн}}=0,99$ для гладкого (синий график) и шероховатого (красный график) волноводов, $R_{\text{нижн}}=0,8$ для гладкого (зеленый график) и шероховатого (фиолетовый график) волноводов при расположении источника и области регистрации в середине волновода. Предполагается, что $R_{\text{sepx}}=1$. Для более точной

оценки влияния коэффициента отражения R_{нижн} коэффициент объемного затухания был уменьшен до значения γ=0.0000001/<*l*>.



Рисунок 2.4. Зависимость средней плотности энергии от расстояния в случаях гладкого и шероховатого волновода для различных значений R_{нижн}

Приведённые графики подтверждают, что шероховатость стенок приводит к уменьшению плотности энергии по сравнению с гладким волноводом. Причем при увеличении поглощения (уменьшении R_{нижн}) эффект усиливается.

Практическое значение имеет также анализ распределения усреднённой плотности энергии излучения по высоте внутри волновода на заданном горизонтальном расстоянии *d* от источника. Численный расчёт показывает, что в плоском волноводе с гладкими границами после усреднения интерференционных

осцилляций это распределение практически равномерное. На рисунках 2.5, 2.6 показаны результаты численного расчёта пространственно усреднённой по области регистрации с перепадом высот $\Delta z_{nv}=0.18 < l>$ плотности энергии излучения в зависимости от нормированной высоты z центра области регистрации. Расчёты выполнены при *z_{ucm}=9.9<l>*. для использованных выше двух вариантов параметров шероховатостей поверхностей волновода. Пунктирными линиями отображены зависимости, полученные при λ =0.001<l>, а сплошными без учёта дифракции $(\lambda \rightarrow 0)$. Рисунок 2.5 соответствует горизонтальному расстоянию d=1000 < l>, а рисунок 2.6 – расстоянию d=2500 < l>. Все графики на этих рисунках нормированы на усреднённые значения плотности энергии, найденные методом Монте-Карло ДЛЯ гладкого волновода на тех же расстояниях d от источника.



Рисунок 2.5. Распределение средней плотности энергии в поперечном сечении волновода на расстоянии *d*=1000<*l*>.



Рисунок 2.6. Распределение средней плотности энергии в поперечном сечении волновода на расстоянии *d*=2500<*l*>.

Из анализа рисунков 2.5 и 2.6 следует, что распределение по высоте средней плотности энергии является заметно неравномерным. Для него характерно вызванное затенениями уменьшение энергии излучения при приближении области регистрации к границам волновода. Это явление качественно аналогично наблюдаемому при распространении вдоль одной шероховатой поверхности [54]. Это связано с тем, что в рассматриваемом случае заметного поглощения энергии при отражении в удалённую от источника область наблюдения приходят преимущественно волны отражённые, малое число раз. Видно также, что на разных расстояниях от источника дифракция волн на вершинах неоднородностей влияет на принимаемую энергию различным образом. Кроме того, ход кривых на рисунках 2.5 и 2.6 ещё раз подтверждает вывод об уменьшении усреднённой плотности энергии с ростом интенсивности шероховатостей границ плоского волновода.

Выводы

В главе предложен оригинальный корпускулярный алгоритм численного расчета, позволяющий промоделировать распространение некогерентных волн в плоском волноводе с шероховатыми границами методом Монте-Карло и учесть влияние многократных отражений, случайных затенений участков граничных поверхностей неровностями и дифракции волн на вершинах неоднородностей. Разработанный алгоритм позволил рассчитать зависимость пространственно усреднённой плотности энергии волнового поля в волноводе от расположения источника и приемника, и параметров шероховатых граничных поверхностей. Наличие шероховатостей граничных поверхностей плоского волновода приводит к заметному ослаблению пространственно усреднённого по области регистрации принимаемого сигнала на достаточно больших расстояниях от источника, обусловленному расширением углового спектра отражённого от границ излучения и следующего из этого увеличения кратности отражения волн, пришедших в область регистрации и испытавших потери энергии при каждом отражении. Кроме того, увеличиваются объёмные потери энергии в среде, заполняющей волновод, при возрастании пути, пройденного многократно отражёнными волнами.

Глава 3. Аналитический расчет и численное моделирование временных характеристик короткого импульса при распространении в плоском волноводе с шероховатыми границами

Известно, что модель плоского волновода достаточно хорошо отражает условия распространения волн различной физической природы в разнообразных искусственных и естественных средах, в частности, акустических волн в подводном звуковом канале между поверхностью волновода и его дном, низкочастотных электромагнитных волн в волноводе Земля-ионосфера. Часто поверхности таких волноводов являются существенно шероховатыми. При многократном отражении волн это сильно затрудняет аналитическое решение задачи. Поэтому большое значение имеет разработка численных методов математического моделирования. Одним из них является метод статистического моделирования Монте-Карло, предложенный в данной работе для решения задачи о распространении импульсного сигнала в плоском волноводе с шероховатыми границами.

3.1 Постановка задачи, теоретический анализ и алгоритм численного расчета характеристик короткого импульса при распространении в плоском волноводе с шероховатыми границами

Предполагается, что точечный источник импульсного излучения расположен внутри плоского волновода с шероховатыми границами. Рассматривается случай, когда при отражении от случайных неровностей границ волновода длительность достаточно короткого импульса существенно увеличивается и слабо зависит от формы исходного сигнала, длительностью которого поэтому можно пренебречь. Дальнейший анализ показывает, что это приближение наиболее точно при расчете формы заднего фронта принимаемых импульсов. Поскольку волны, отраженные от различных неоднородностей поверхностей волновода, приходят в точку наблюдения со случайными фазами, при расчете усредненных энергетических

характеристик можно складывать их интенсивности. Такая возможность обусловлена ещё и тем, что сигналы, отраженные от стенок волновода с различной кратностью, в практически интересных случаях разделены во времени. С другой короткий что исходный стороны, предполагается, импульс является квазимонохроматическим, и характерная длина волны излучения значительно меньше размеров случайных неровностей поверхностей волновода, которые можно считать плавными. Это позволяет рассчитывать отражение в приближении Кирхгофа [48]. Поскольку основная цель работы состоит в исследовании зависимости от времени принимаемой мощности (формы наблюдаемых импульсов), и рассеяние на плавных неоднородностях является малоугловым, можно для простоты пренебрегать зависимостью локального коэффициента отражения от угла падения и считать его равным единице.

При расчете формы однократно отраженного импульса в лучевом приближении предположим, что точечные источник и приемник расположены на одинаковом расстоянии от горизонтальной средней плоскости одной из границ волновода.

На рисунке 3.1 изображена геометрия задачи: луч длины r_1+r_2 , отражённый от касательной к шероховатой поверхности плоскости на расстоянии ζ от средней плоскости границы волновода; α – угол наклона касательной плоскости.



Рисунок 3.1. Геометрия задачи

Из геометрических соображений следует:

$$\gamma - \alpha = \alpha + \beta;$$

$$(h - \xi)(\operatorname{ctg} \beta + \operatorname{ctg} \gamma) = d;$$

$$r_1 + r_2 = (h - \xi)(1/\sin\beta + 1/\sin\gamma).$$
(3.1)

При нормальном распределении высот неровностей ζ с дисперсией σ_h^2 и углов наклона α с дисперсией σ_{α}^2 некогерентное сложение интенсивностей отраженных волн дает усредненную форму принимаемого импульса в виде

$$I(t) \propto \iint \mathcal{S}\left[ct - (r_1 + r_2)\right] \exp\left(-\frac{\xi^2}{2\sigma_h^2} - \frac{\alpha^2}{2\sigma_\alpha^2}\right) d\xi d\alpha, \qquad (3.2)$$

где *с* – скорость распространения волн. Приближенное выражение (3.2) справедливо в интересующем нас случае

$$\sigma_{\alpha} \ll 1, \quad \sigma_h \ll h, \quad h \ll d, \tag{3.3}$$

когда можно пренебречь отклонением отраженных лучей в поперечном к плоскости, отображённой на рисунке 3.1, направлении [48].

Если формально рассмотреть случай $\sigma_{\alpha} = 0$ (параллельное случайное смещение плоской отражающей границы), то из (3.1), (3.2) получим

$$I_{\sigma_{k}}(t) \propto \frac{ct}{\sqrt{c^{2}t^{2} - d^{2}}} \exp\left[-\frac{1}{2\sigma_{k}^{2}} \left(h - \frac{1}{2}\sqrt{c^{2}t^{2} - d^{2}}\right)^{2}\right]$$
(3.4)

при $ct \ge d$ и $I_{\sigma_h}(t) = 0$ при ct < d.

В гипотетическом противоположном случае $\sigma_h = 0$ относительно простой аналитический расчет путем разложения выражений (3.1) в ряд Тейлора возможен при $d\alpha/h \ll 1$ и даёт

$$r_{1} + r_{2} \approx d\sqrt{1 + 4h^{2}/d^{2}} \left(1 + \frac{1}{2}\alpha^{2}\right),$$

$$I_{\sigma_{\alpha}}(t) \propto \frac{1}{\sqrt{ct - d\sqrt{1 + 4h^{2}/d^{2}}}} \exp\left[-\left(ct - d\sqrt{1 + 4h^{2}/d^{2}}\right)/\left(d\sigma_{\alpha}^{2}\sqrt{1 + 4h^{2}/d^{2}}\right)\right]$$
(3.5)

$$\Pi p_{\mu} \ ct \geq d\sqrt{1 + 4h^{2}/d^{2}} \ \mu \ I_{\sigma_{\alpha}}(t) = 0 \ \Pi p_{\mu} \ ct < d\sqrt{1 + 4h^{2}/d^{2}} \ .$$

Таким образом, флуктуации наклонов неровностей поверхности, в отличие от флуктуаций высоты неровностей, приводят только к увеличению запаздывания принимаемого сигнала по сравнению с гладким волноводом.

В общем случае аналитический расчет формы принимаемого импульса из (3.1), (3.2) значительно осложнен. Наличие многократных отражений от шероховатых стенок волновода еще больше затрудняет расчеты.

В связи с этим в работе предлагается численный алгоритм расчета зависимости от времени принимаемой энергии первоначально короткого импульса при некогерентном отражении от шероховатых стенок плоского волновода методом Монте-Карло. Аналогичный подход, основанный на корпускулярном представлении волнового поля, использован в работах [9, 11, 54]

излучения точечного Моделирование источника с изотропной В горизонтальной плоскости и резко ограниченной в вертикальной диаграммой направленности состоит в испускании частиц из места его расположения с равномерной угловой плотностью в горизонтальной плоскости и равномерно в заданном интервале углов около горизонтального направления в вертикальной плоскости. Для расчета принимаемой энергии при регистрации суммируются частицы, пересёкшие поверхность цилиндра с вертикальной осью, проходящей через источник в малом интервале высот Δh вблизи высоты приемника. Радиус цилиндра равен горизонтальному расстоянию между источником и приемником d. При этом частицы разделяются по длинам траекторий, которые соответствуют временному запаздыванию, что позволяет получить зависимость принимаемой энергии от времени. При формировании траектории частицы случайная горизонтальная длина свободного пробега *l* в методе Монте-Карло распределена по Пуассона $P(l) = \exp(-l/(<l>)),$ где < l >закону соответствует среднему размеру неровностей поверхностей После горизонтальному волновода. прохождения отдельного участка траектории со случайной длиной в зависимости от положения его конечной точки может произойти взаимодействие с неровностью поверхности волновода, если конечная точка траектории расположена дальше от средней плоскости волновода, чем граница волновода, отклонённая от средней

граничной плоскости на случайную величину ξ , распределённую в соответствии с (3.2), по нормальному закону. В противоположном случае частица будет продолжать движение в прежнем направлении. Алгоритм взаимодействия аналогичен описанному в [9, 53, 54]. При взаимодействии с неровностью происходит случайное изменение направления движения. В случае движения частицы от середины волновода к границе угол отражения от средней граничной плоскости получает случайное приращение $\Delta \alpha$ в вертикальной плоскости; кроме того, происходит случайное отклонение в горизонтальной плоскости на угол $\Delta \beta$. Эти величины распределены по нормальному закону со стандартами $2\sigma_a$ и $2\sigma_a \sin\psi$ соответственно, где ψ – угол между направлением движения частицы и горизонтальной плоскостью [48]. Место отражения определяется нормально распределенной случайной величиной ζ [9, 54]. При движении частицы к середине волновода взаимодействие с неровностью приводит к отклонению OT первоначального направления на угол $\Delta \alpha$ только в сторону середины волновода.

3.2 Результаты численных расчетов характеристик короткого импульса при распространении в плоском волноводе с шероховатыми границами

Сначала выполнен численный расчет формы однократно отраженного импульса в ситуации, позволяющей провести сравнение с теоретическими формулами. Источник и область наблюдения расположены на одинаковом расстоянии h = 15 < l > от одной из границ волновода на расстоянии d = 45 < l > друг от друга (в соответствии с рисунком 3.1). Выбраны значения $\sigma_h = 0,035 < l >$, $\sigma_a = 0,035$ и достаточно широкая диаграмма направленности излучателя в вертикальной плоскости. На рисунке 3.2 по горизонтальной оси отложена величина ct/<l>, а по вертикальной – в логарифмическом масштабе принимаемая энергия, нормированная на значение, соответствующее гладкому плоскому волноводу. Кривая 1 соответствует выбранным параметрам, 2 – гладкой поверхности

волновода, а кривые 3 и 4 рассчитаны для гипотетических частных случаев $\sigma_{\alpha} = 0$ и $\sigma_{h} = 0$ соответственно.



Рисунок 3.2. Форма однократно отраженного импульса. Расстояние между источником и приёмником d = 45 < l>. Кривая 1 соответствует $\sigma_h = 0,035 < l$ >, $\sigma_a = 0,035$, 2 – гладкой поверхности волновода, кривые 3 и 4 – $\sigma_a = 0$ и $\sigma_h = 0$ соответственно.

Из рисунка 3.2 видно хорошее соответствие теоретических (сплошные линии) и численных (точки) результатов, что позволяет сделать вывод о правильности выбора алгоритма расчета методом Монте-Карло. Кроме того, из рисунка 3.2 следует, что форма переднего фронта импульса определяется в основном флуктуациями высоты неровностей, а заднего – флуктуациями наклона шероховатой поверхности. Передний фронт можно аппроксимировать гауссовой кривой (в логарифмическом масштабе – это перевёрнутая парабола), а задний фронт – зависимостью, близкой к экспоненциальной (в логарифмическом масштабе – наклонная прямая). Это связано с тем, что изменение времени

запаздывания происходит по двум причинам: случайным образом изменяется положение точек отражения в перпендикулярном к средней плоскости границы направлении, что приводит как к уменьшению, так и к увеличению времени запаздывания, и, как следствие, к расширению импульса в обе стороны; случайным образом изменяется угол отражения, что приводит к смещению точек отражения вдоль границы волновода и увеличению времени запаздывания. За счет этого принимаемый сигнал расширяется в сторону увеличения времени прихода. Численный анализ показывает, что второй эффект оказывает более сильное влияние на временную форму принимаемого сигнала.

Эти результаты качественно согласуются с приведёнными в работе [56], где анализируется форма отраженного импульса при нормальном зондировании взволнованной морской поверхности.

Далее рассматривается более общий случай распространения импульсного сигнала в плоском волноводе с шероховатыми границами, неровности которых имеют одинаковые статистические характеристики. На рисунке 3.3 приведен результат численного расчета принимаемого сигнала в случае горизонтального удаления приёмника от источника на расстояние 200 < l>. При расчете выбраны следующие значения параметров задачи: высота волновода – 30 < l>, источник расположен в середине, приёмник сдвинут к одной из границ на 5 < l>, $\sigma_h = 0,035 < l$ >, $\sigma_\alpha = 0,035$, излучаемая мощность равномерно распределена по углу в вертикальной плоскости в интервале $\pm 0,6$ радиан от горизонта. По вертикальной оси отложена плотность энергии в точке наблюдения, нормированная на значение для прямой волны в середине волновода на том же горизонтальном расстоянии от источника.



Рисунок 3.3. Многократно отраженные импульсы. Расстояние между источником и приёмником d = 200 <*l*>, высота волновода – 30 <*l*>, источник расположен в середине, приёмник сдвинут к одной из границ на 5 <*l*>. σ_h = 0,035 <*l*>, σ_{α} = 0,035. Излучаемая мощность равномерно распределена по углу в вертикальной плоскости в интервале ± 0,6 радиан от горизонта.

Сплошная вертикальная линия изображает импульс соответствующий прямой волне. Штриховыми линиями изображены импульсы в волноводе с гладкими плоскими границами. Как видно из рисунка 3.3, принимаемый сигнал состоит из прямой волны ($ct \approx 200 < l >$) и пяти пар отраженных импульсов. Время прихода передних фронтов первых четырех близко к времени прихода импульсов в гладком волноводе. Первая пара соответствует однократно отражённым импульсам, вторая – двукратно и т.д. Различие времён прихода импульсов в паре смещением обусловлено приёмника относительно центральной плоскости волновода. Ограничение числа принимаемых импульсов в гладком волноводе определяется шириной диаграммы направленности излучателя в вертикальной плоскости. Флуктуации углов отражения от шероховатых стенок приводят к эффективному расширению диаграммы направленности излучателя и появлению

«дополнительных» пар импульсов с большей кратностью отражения и с большими запаздываниями, два из которых видны на рисунке 3.3.

Форма однократно отражённых импульсов близка к показанной на рисунке 3.2. С увеличением кратности отражения форма заднего фронта импульса всё сильнее приближается к экспоненциальной (линейной в логарифмическом масштабе). Из результатов расчётов следует, что модуль тангенса угла наклона прямой, аппроксимирующей задний фронт, для многократно отраженных «основных» импульсов, время прихода которых близко к рассчитанному для волновода с гладкими стенками, равен $(r/<l>)^{-1}(\sigma_{\alpha})^{-2}$, где r – полное расстояние, пройденное соответствующим импульсом от источника до приёмника. Для «дополнительных» импульсов наклон аппроксимирующей задний фронт прямой уменьшается с ростом *r* значительно быстрее. Для иллюстрации этих результатов на рисунке 3.4 построены аналогично рисунку 3.3 полученные численно зависимости принимаемой мощности от времени для предпоследнего «основного» импульса при $\sigma_h = 0.035 < l>, \sigma_a = 0.035$ (квадраты) и при более слабых шероховатостях границ – $\sigma_h = 0,025 < l >, \sigma_a = 0,025$ (круги). Здесь же показаны аппроксимирующие задние фронты прямые. Аналогичные зависимости для первого «дополнительного» импульса показаны на рисунке 3.5.



Рисунок 3.4. Форма предпоследнего «основного» импульса. $\sigma_h = 0,035 < l >, \sigma_a = 0,035$ (квадраты) ; $\sigma_h = 0,025 < l >, \sigma_a = 0,025$ (круги).



Рисунок 3.5. Форма первого «дополнительного» импульса. $\sigma_h = 0,035 < l >, \sigma_a = 0,035$ (квадраты); $\sigma_h = 0,025 < l >, \sigma_a = 0,025$ (круги).

Если точка наблюдения находится в непосредственной близости к одной из шероховатых границ волновода, общая картина зависимости принимаемого сигнала от времени при горизонтальном удалении приёмника от источника на расстояние 200 < l > качественно аналогична изображённой на рисунке 3.3. Наклоны аппроксимирующих задние фронты «основных» и «дополнительных» импульсов прямых подчиняются указанным выше закономерностям. Качественно новым эффектом здесь является влияние затенения приёмника от источника неровностями близко расположенной к приёмнику границы. Это влияние наиболее заметно для многократно отражённых импульсов. На рисунках 3.6, 3.7 построены в логарифмическом масштабе аналогичной предыдущему С нормировкой полученные численно зависимости принимаемой мощности от времени для предпоследнего «основного» и первого «дополнительного» импульсов при $\sigma_h =$ $0,035 < l >, \sigma_a = 0,035$ в случаях расположения приёмника на расстояниях 0,02 < l >(звездочки) и 0,05<l> (точки) от средней плоскости шероховатой границы. Видно, что в первом случае затенение приводит к более заметному уменьшению принимаемой мощности. Влияние затенения на вид временной зависимости однократно отражённых сигналов более ярко проявляется при меньшем горизонтальном удалении приёмника от источника. На рисунке 3.8 показаны рассчитанные временные зависимости принимаемой мощности прямых и однократно отражённых импульсов для горизонтального удаления *d* = 45 < *l*> при прочих равных предыдущему условиях (5 – для расстояния 0,02<l> и 6 – для 0,05<l> от средней плоскости границы волновода). Для сравнения там же изображены аналогичные зависимости для случая $\sigma_h = 0.025 < l>, \sigma_a = 0.025$ (кривые 7 и 8) и для гладкой средней плоскости границы (точки 1,2 и 3,4). Вид зависимостей на рисунке 3.8 показывает, что при расположении приёмника на расстоянии 0,02<l> от средней плоскости границы заметно ослабление прямого сигнала по сравнению со случаем гладкой границы, обусловленное затенением, которое, естественно, больше при $\sigma_h = 0.035 < l >$. Мощность рассеянного сигнала максимальна в моменты прихода отражённых от средней плоскости импульсов и равна нулю до моментов прихода прямых сигналов, так как отражение происходит
только тогда, когда источник и приёмник находятся по одну сторону от границы волновода.



Рисунок 3.6. Форма предпоследнего «основного» импульса. $\sigma_h = 0,035 < l >$, $\sigma_{\alpha} = 0,035$. Расстояние от средней плоскости шероховатой границы 0,02 < l > (звездочки) и 0,05 < l > (точки).



Рисунок 3.7. Форма первого «дополнительного» импульса. $\sigma_h = 0,035 < l>, \sigma_{\alpha}$ = 0,035. Расстояние от средней плоскости шероховатой границы 0,02 < l> (звездочки) и 0,05 < l> (точки).



Рисунок 3.8. Однократно отраженные импульсы. Расстояния точки наблюдения от средней плоскости границы волновода 0,02 < l > (кривая 5) и 0,05 < l > (кривая 6). Горизонтальное удаление d = 45 < l >. $\sigma_h = 0,035 < l >$, $\sigma_a = 0,035$. Кривые 7 и 8 соответствуют $\sigma_h = 0,025 < l >$, $\sigma_a = 0,025$. Точки 1, 2, 3 и 4 соответствуют гладкой плоской границе.

Наиболее сильно отмеченный выше эффект влияния затенений проявляется, когда источник и приёмник оба расположены вблизи одной шероховатой границы волновода на расстоянии от средней плоскости, сравнимом с σ_h . Пусть это расстояние равно 0,03<*l*>, а граница характеризуется $\sigma_h = 0,035 < l$ >, $\sigma_a = 0,035$. На рисунке 3.9 изображены результаты численных расчетов при расстоянии между источником и приёмником d = < l> (кривая 1). Для сравнения здесь же приведены результаты расчета при $\sigma_a = 0$ (кривая 2), которые практически совпадают с полученными по формуле (1.11), и при $\sigma_h = 0$ (кривая 3), которые совпадают с полученными по формуле (1.13) (кривая 4) при малых запаздываниях. Квадратами

и кружочками отмечены прямой и отражённый импульсы при гладкой плоской границе.



Рисунок 3.9. Форма импульса при скользящем распространении. Расстояние точки наблюдения от средней плоскости границы $0,03 < l > . \sigma_h = 0,035 < l > , \sigma_a = 0,035$. Расстояние между источником и приёмником d = < l > (кривая 1). Кривая 2 соответствует $\sigma_a = 0$, кривая $3 - \sigma_h = 0$, кривая 4 - результат вычисления по формуле (3.5).

Из вида кривых на рисунке 3.9 следует, что при таком малом расстоянии *d* справедливо приближение однократного отражения и слабо проявляется влияние затенений.

На рисунке 3.10 показаны результаты численного расчёта зависимости принимаемой энергии отраженных волн от времени, отсчитанного с момента прихода прямого сигнала для различных расстояний $d = \langle l \rangle$, $3 \langle l \rangle$, $6 \langle l \rangle$, $12 \langle l \rangle$ (кривые 1, 2, 3, 4), нормированной на значение при $\Delta t = 0$.



Рисунок 3.10. Зависимость формы импульса от расстояния при скользящем распространении. Кривые 1, 2, 3, 4 построены для $d = \langle l \rangle$, $3 \langle l \rangle$, $6 \langle l \rangle$, $12 \langle l \rangle$ соответственно.

Расчёт показывает, что энергия прямой волны, экспоненциально быстро уменьшается с ростом *d* вследствие влияния затенений неровностями границы, что согласуется с результатами работ [9, 54]. При увеличении расстояния *d* происходит уменьшение длительности отражённого импульса. Следует также отметить, что в последнем из рассмотренных случаев при скользящем распространении волн ширина отражённого импульса значительно меньше, чем при рассмотренных выше расположениях источника и приёмника.

Выводы

Выполненные аналитические и численные расчёты показали, что предложенный алгоритм численного моделирования методом Монте-Карло

позволяет правильно рассчитать усреднённую временную форму принимаемого сигнала при некогерентном отражении короткого импульса в плоском волноводе с плавными шероховатыми границами. При однократном отражении импульса установлено соответствие полученных аналитически и численно результатов. Причём численный расчёт подтверждает вывод о том, что форма переднего фронта импульса определяется в основном флуктуациями высоты неровностей, а заднего – флуктуациями наклона шероховатой поверхности. На достаточно большом расстоянии от источника принимаемый сигнал представляет собой серию импульсов различной кратности отражения. Их ширина возрастает с увеличением флуктуаций высот и углов наклона неровностей границ волновода. Флуктуации углов отражения волн от шероховатых стенок приводят к эффективному расширению диаграммы направленности излучателя и появлению вследствие этого «дополнительных» по сравнению с гладким волноводом принимаемых импульсов с более большой кратностью отражения и более большим запаздыванием. С увеличением кратности отражения форма заднего фронта импульса приближается к экспоненциальной и ширина импульса возрастает, причём для дополнительных импульсов это происходит быстрее. В случае, когда источник и приёмник расположены вблизи шероховатой границы волновода, проявляется эффект затенения приёмника неровностями, приводящий к сильному количественному и качественному изменению усреднённой формы принимаемого сигнала.

Глава 4 Численное моделирование распространения импульсного сигнала в условиях городской застройки

Одной из практически важных задач радиосвязи является расчёт характеристик принимаемых радиосигналов при их распространении в больших городах. В настоящее время этот вопрос наиболее актуален при анализе возможности уверенной мобильной связи при достаточно больших расстояниях между базовой станцией и расположенным вблизи поверхности Земли мобильным устройством. Для теоретического расчёта усреднённых по достаточно большому району города характеристик принимаемого сигнала можно использовать статистическую модель Такая возможность основана на результатах городской застройки [57]. многочисленных экспериментальных исследований, показывающих, что в разных городах усреднённые характеристики принимаемых радиосигналов зависят от условий радиосвязи (расстояния между пунктами связи, высоты расположения антенн, частоты) аналогичным образом [57]. Указанная статистическая модель использована также В [58] при расчёте энергетических характеристик принимаемого в городе радиосигнала в случае его передачи с борта воздушного судна.

Для расчёта принимаемой в городских условиях мощности радиосигнала применяются и другие модели городской застройки, имеющие локальный характер. Например, в [59-66] предполагается, что в рассматриваемом районе города здания имеют одинаковую высоту, равномерно расположены и ориентированы параллельно друг другу. Развитием этой модели является модель застройки с изменяющимися физическими параметрами – высотой зданий и расстояниями между ними при сохранении их параллельной ориентации [67-83]. В [68] рассматривается частный случай, когда в локальном районе расположены только три здания.

С общетеоретической точки зрения городская застройка, на больших участках которой здания можно считать случайно расположенными и ориентированными, представляет собой своеобразный пример квазиплоской рассеивающей среды со

специфическими статистическими характеристиками. Например, экспериментально проверено, что при высоко поднятой над крышами зданий антенне базовой станции и при низко расположенном мобильном средстве связи усреднённая принимаемая мощность при достаточном удалении пунктов друг от друга изменяется обратно пропорционально третьей степени горизонтального расстояния между ними, а угловое распределение принимаемой мощности существенно не взаимно. В связи с этим теоретическая задача о распространении и рассеянии электромагнитных волн в такой среде представляется интересной не только с чисто практической, но и общефизической точки зрения.

Наиболее подробно результаты исследований в этом направлении изложены в книге [57]. На основе предложенной ими статистической модели квазиоднородного протяжённого района городской застройки авторами данной работы выполнены аналитические расчёты принимаемых коротковолновых отражённых радиосигналов в приближении Кирхгофа при учёте затенений, создаваемых городскими строениями. Там же приведены результаты сравнения теоретических расчётов с полученными авторами экспериментальными данными, показывающие совпадение порядков величин найденных разными способами характеристик рассеянных сигналов. Выполненные авторами [57] аналитические расчёты являются довольно сложными. Поэтому даже при анализе только однократно отражённых от стен городских зданий волн авторам пришлось использовать целый ряд дополнительных упрощающих предположений. В связи с этим представляется численный расчёт актуальным различных характеристик радиоволн, распространяющихся в городских условиях. В последние годы в работах [52, 53] оригинальный способ расчёта усреднённых предложен энергетических характеристик радиоволн в городской застройке корпускулярным методом Монте-Карло.

Этот метод позволяет корректно учесть влияние на характеристики сигнала таких факторов как затенение городскими зданиями, многократные отражения от стен, дифракция на их неровностях и крышах зданий. Он даёт возможность принять во внимание наличие зданий различной высоты и получить результаты при

различных, изменяющихся в широком диапазоне значениях расстояния между пунктами связи, высот расположения антенн и длин волн передаваемого радиоизлучения.

Одной из важнейших, например, для расчёта систем мобильной связи характеристик радиоволн, распространяющихся в городской среде, является зависимость от времени интенсивности регистрируемого в приёмном пункте сигнала в том случае, когда передатчик с ненаправленной антенной излучает квазимонохроматический импульсный сигнал относительно малой длительности. Если между источником излучения и приёмником отсутствует прямая видимость (приёмник затенен от передатчика непрозрачными городскими зданиями), в приёмный пункт попадают только отражённые от стен сигналы. В этом случае отразившись от стен зданий в нескольких точках и претерпев дифракцию на крышах, сигнал достигает точки наблюдения в виде последовательности импульсов, число, моменты прихода, амплитуды и фазы которых случайны. Для описания такого потока импульсов оказывается полезным энергетический спектр определяющий В среднем ПО ансамблю трасс интенсивность задержек, принимаемого сигнала в любой момент времени. При таком усреднении в пределах протяжённых городских районов, содержащих множество зданий, последние, как отмечено выше, можно считать хаотически расположенными и хаотически ориентированными. Кроме того, фаза отражённого от содержащей неровности стены отдельного здания сигнала зависит от координат также случайным образом. Это приводит к тому, что регистрируемые импульсы являются статистически энергии. В качестве независимыми и можно складывать ИХ аргумента энергетического спектра выступает разность между временем прихода отражённого сигнала и временем, за которое сигнал проходит расстояние между приёмником в свободном пространстве. Приближённый передатчиком И аналитический расчёт энергетического спектра задержек выполнен при учёте только однократно отражённых от стен городских зданий волн и других упрощающих предположениях в [57]. Увеличение длительности первоначально короткого импульса за счёт отражений приводит к искажению кодированных

сигналов, используемых при мобильной связи (уменьшению «полосы пропускания» канала). По этой причине анализ энергетического спектра задержек является актуальной задачей. Об этом свидетельствует и большое число опубликованных работ с результатами экспериментальных исследований энергетического спектра задержек в различных условиях, например, [84-99]. Однако, в этих и других, опубликованных в последние годы работах, теоретический анализ энергетического спектра задержек отсутствует.

В данной главе модифицирован разработанный авторами корпускулярный метод Монте-Карло для численного расчёта энергетического спектра задержек. Правильность расчёта проверяется путём сравнения численных результатов с полученными аналитически в частном случае. В результате получены зависимости формы энергетического спектра задержек от различных параметров задачи.

4.1 Постановка задачи и теоретический анализ

Сначала выполним точный аналитический расчёт энергетического спектра задержек однократно отражённых волн в рамках упрощённой квазидвумерной статистической модели городской застройки. В данной модели городские строения представляют собой прямые цилиндрические отражающие объекты, оси которых перпендикулярны горизонтальной плоскости *ху*. Центры этих объектов случайно распределены по этой плоскости с однородной поверхностной плотностью *v*.

Пусть излученный в точке А вблизи z=0 импульс (в соответствии с рисунком 4.1) имеет форму дельта-функции во времени. Зависимость от времени средней интенсивности принимаемый в точке В на высоте z сигнала может быть рассчитана по общей формуле для бистатического однократного рассеяния [35], происходящей в точке С на высоте z':

$$\langle I(z,t) \rangle \propto \int dz' \int v \sin(\frac{\alpha}{2}) \frac{\exp\left(-\gamma_0 \left(\sqrt{r^2 + z'^2} + \sqrt{\tilde{r}^2 + (z - z'^2)}\right)\right)}{(r^2 + z'^2)(\tilde{r}^2 + (z - z')^2)}.$$

$$\cdot G(\theta) \cdot \sigma(\theta') \cdot \delta \left[t - \frac{\sqrt{r^2 + {z'}^2} + \sqrt{\tilde{r}^2 + (z - {z'}^2)}}{c} \right] r dr d\varphi$$

$$(4.1)$$

,

где $G(\theta)$ - диаграмма направленности излучателя по мощности в вертикальной плоскости (в горизонтальной плоскости эта диаграмма предлагается круговой), $\sigma(\theta')$ - индикатриса рассеяния городских строений в вертикальной плоскости, c скорость света, углы θ и θ' отсчитываются от горизонтального направления, $\delta(t)$ дельта функция, экспоненциальный фактор (с декрементом γ_0)под интегралом определяет уменьшение средней интенсивности волны при распространении в среде с рассеивающими объектами, обусловленное затенениями. Этот фактор равен вероятности прямой видимости однократно отражающего объекта в точке С одновременно из точки излучения A и точки приёма B [57]. Множитель $sin(\alpha/2)$ определяет энергетическую индикатрису однократного рассеяния в плоскости ху в интересующем нас случае, когда поверхность рассеивающего объекта плавная и размеры значительно превосходят длину волны излучения. В данной модели городские строения заменяются непрозрачными вертикальными квазиплоскими экранами, свойства которых плавно меняются в горизонтальном направлении. Известно [100], что полное эффективное сечение σ площадки S плавно шероховатой поверхности такого экрана равно её проекции на направление, перпендикулярное падающему лучу. Вся падающая на эту площадку энергия рассеивается в пределах узкого угла вблизи направления зеркального отражения от вертикальной средней плоскости экрана:

$$\sigma = S \sin \psi \tag{4.2}$$



Рисунок 4.1. Геометрия задачи

Предполагая, что экраны, моделирующие здания, равномерно распределены по азимутальному углу, при учёте, что $\alpha = 2\psi$, получаем указанную выше индикатрису, нормированную на значение в максимуме. Такую же индикатрису рассеяния имеют в лучевом приближении вертикальные цилиндры, диаметр которых значительно превосходит длину волны [101]. Необходимо отметить, что данная индикатриса получена без учёта плавной зависимости коэффициента отражения волны от угла падения.

Для перехода к квазидвумерной задаче выберем $G(\theta)$ и $\sigma(\theta')$ в виде гауссовых зависимостей:

$$G(\theta) = e^{-\frac{\theta^2}{\theta_1^2}}, \ \sigma(\theta') = e^{-\frac{\theta^2}{\theta_2^2}}$$
(4.3)

Рассмотрим случай предельно узких гауссовых функций, когда при $\theta_1 \rightarrow 0$ и $\theta_2 \rightarrow 0$:

$$G(\theta) \approx \sqrt{\pi} \cdot r \cdot \theta_1 \cdot \delta(z'), \ \sigma(\theta') \approx \sqrt{\pi} \cdot \tilde{r} \quad \theta_2 \cdot \delta(z - z')$$
(4.4)

в этом случае:

$$\theta \approx \frac{|z'|}{r}, \quad \theta' \approx \frac{|z-z'|}{\tilde{r}}$$
(4.5)

Предположим далее, что в приемник попадают все волны, рассеянные под разными углами в вертикальной плоскости, соответствующие разным высотам наблюдения *z*. В итоге с учетом «фильтрующего» свойства дельта-функции зависимость средней применяемой мощности от времени приобретает вид:

$$\left\langle I(t)\right\rangle = \int \left\langle I(z,t)\right\rangle dz \propto \int \nu \sin(\frac{\alpha}{2}) \frac{\exp\left(-\gamma_0(r+\tilde{r})\right)}{\tilde{r}\cdot r} \cdot \delta(t-\frac{r+\tilde{r}}{c}) r dr d\varphi \tag{4.6}$$

Интеграл в (4.1) удобно преобразовать, переходя к новой переменной

$$\tau = \frac{r + \tilde{r}}{d} \,. \tag{4.7}$$

Из геометрических соображений можно получить соотношения

$$r = \frac{d}{2}\frac{\tau^2 - 1}{\tau - \cos\varphi}, \quad \tilde{r} = \frac{d}{2}\frac{\tau^2 - 2\tau\cos\varphi + 1}{\tau - \cos\varphi}, \quad \frac{dr}{d\tau} = \frac{\tilde{r}}{\tau - \cos\varphi}, \quad \sin^2\frac{\alpha}{2} = \frac{d}{2}\frac{\tau - \cos\varphi}{\tilde{r}}. \quad (4.8)$$

С их помощью зависимость средней принимаемой интенсивности от времени приводится к виду

$$I(\tau) \propto \int_{0}^{\infty} \Psi(\tau) \delta\left(\tau - \frac{ct}{d}\right) d\tau = \Psi\left(\frac{ct}{d}\right), \tag{4.9}$$

где

$$\Psi(\tau) = \nu \int_{0}^{\pi} \frac{\exp(-\gamma_{0}\tau d) d\phi}{\sqrt{\tau^{2} - 2\tau \cos \phi + 1}} \quad \text{при} \quad \tau > 1,$$

$$\Psi(\tau) = 0 \quad \text{при} \quad \tau < 1.$$
(4.10)

Формулы (4.9, 4.10) определяют форму энергетического спектра задержек. В качестве аргумента удобно выбрать величину $Z = \xi / \langle l \rangle$, которая представляет собой разность хода между отражённым и прямым сигналом $\xi = r + \tilde{r} - d$, отнесённую к средней длине экстинкции $\langle l \rangle = 1/\gamma_0$, обусловленной затенениями. При этом энергетический спектр задержек приобретает вид

$$\Psi(Z) = e^{-Z} \int_{0}^{\pi} \frac{d\phi}{\sqrt{r + \left(\frac{Z}{Y}\right)^{2} + 2\left(\frac{Z}{Y}\right)\left(1 - \cos\phi\right) - 2\cos\phi}} \quad \text{при} \quad z > 0,$$

$$\Psi(Z) = 0 \quad \text{при} \quad Z < 0,$$

$$(4.11)$$

где

$$Y = \frac{d}{\langle l \rangle}.$$
(4.12)

Если излучаемый импульс имеет конечную длительность, энергетический спектр принимаемого сигнала должен быть получен путём свёртки найденного отклика на дельта-импульс с функцией, определяющей форму передаваемого сигнала. В случае прямоугольного исходного импульса с длительностью *z*₀ энергетический спектр задержек вычисляется по формуле

$$\Phi_1(z) = \int_0^{Z_0} \Psi(Z - Z') H(Z - Z') dZ', \qquad (4.13)$$

в которой H(Z-Z') – функция Хевисайда, равная 1 при Z > Z' и равная 0 при Z < Z'. При сравнении полученного аналитически энергетического спектра с результатами численного моделирования методом Монте-Карло более удобно, вместо (4.13), записать

$$\Phi(Z) = \int_{Z-Z_0}^{Z} \Psi(Z') dZ'. \qquad (4.14)$$

В случае, когда длительность исходного импульса Z₀ значительно меньше характерной ширины отклика на дельта-импульс, результаты расчёта по формулам (4.13) и (4.14) очень близки.

4.2 Алгоритм численного моделирования и проверка его адекватности

Переходя к построению алгоритма для численного анализа энергетического спектра задержек, в первую очередь рассмотрим решённую выше аналитически двумерную задачу. Известно, что метод Монте-Карло основан на корпускулярном представлении волнового поля. В двумерном случае несущие энергию частицы, испускаемые источником излучения, могут двигаться только в горизонтальной плоскости *ху*. Изотропный точечный источник испускает частицы равномерно во все стороны. Поскольку в рассматриваемой модели отражающие (рассеивающие)

объекты распределены по горизонтальной плоскости в среднем равномерно, усреднённые характеристики излучения могут зависеть только от расстояния между источником и точкой наблюдения. Поэтому регистрацию частиц удобно проводить внутри кругового слоя малой толщины с центром в точке источника. При этом вклад отдельной частицы в плотность энергии излучения (её «вес») пропорционален длине участка траектории этой частицы, лежащего в единице поверхности кругового слоя, поскольку длина траектории пропорциональна числу частиц на ней при испускании их из источника через равные малые промежутки времени [102, 103]. В методе Монте-Карло частицы двигаются между актами рассеяния по прямолинейным траекториям, случайная длина которых *l* распределена по закону Пуассона с плотностью вероятности $\exp(-l/\langle l \rangle)/\langle l \rangle$, где $\langle l \rangle$ - средняя длина свободного пробега, которую естественно считать совпадающей с длиной экстинкции, введённой выше. В процессе численных расчётов полагается $\langle l \rangle = 1$, а все остальные расстояния выражаются в единицах длин свободного пробега. Во время акта рассеяния направление движения частицы отклоняется от предыдущего на случайный угол α, плотность вероятности для которого определяется индикатрисой однократного рассеяния и равна $0,25 \cdot \sin(\alpha/2)$. Для получения значения энергетического спектра задержек при данном значении Z достаточно просуммировать с соответствующим «весом» частицы, попавшие в область регистрации, для которых разность между полной длиной траектории и радиусом слоя регистрации, отнесённая к средней длине свободного пробега, находится в интервале от Z до Z+Z₀. При этом должен получиться результат, соответствующий теоретической формуле (4.14), где величина Z₀ определяется шириной исходного прямоугольного импульса.

При проверке указанного совпадения выбиралось значение Z₀=0,015, что соответствует при типичном значении длины свободного пробега (средней длины прямой видимости) в городе порядка 150-200 метров [57] и длительности исходного импульса около 100 наносекунд. Импульсы приблизительно такой длительности использовались при проведении экспериментов авторами [57].

Горизонтальное расстояние между источником и приёмником бралось равным девяти длинам свободного пробега. На рисунке 4.2 показаны результаты аналитического расчёта по формуле (4.14) (чёрный цвет) и численного (красный цвет) расчёта энергетического спектра задержек в двумерном случае, нормированного на значение w_0 в его максимуме.



Рисунок 4.2. Энергетический спектр задержек в двумерном случае

Красными точками показаны результаты численного расчёта, а оранжевая сплошная линия отражает результат «сглаживания» методом наименьших квадратов. При численном моделировании учитывался вклад только однократно отражённых от стен зданий частиц. Практическое совпадение кривых подтверждает правильность алгоритма расчёта методом Монте-Карло.

При численном моделировании распространения импульса в реальных условиях городской застройки нужно решать трёхмерную задачу. При этом вертикальные экраны, моделирующие городские здания, имеют конечную высоту h и толщину w, распределённые по нормальному закону около средних значений h_0 и w_0 со стандартными отклонениями σ_h и σ_w соответственно. Точечный источник

некогерентного излучения располагается на высоте z_s по отношению к горизонтальной подстилающей плоскости земли ху, на которой располагаются городские здания. Начальное направление движения частиц, испускаемых источником, теперь задаётся двумя углами: равномерно распределённым от 0 до 2π азимутальным углом φ , и распределённым равномерно в заданном интервале θ . Между зенитным углом актами рассеяния частицы двигаются ПО прямолинейным траекториям, проекция случайной длины которых на горизонтальную плоскость распределена так же, как в двумерном случае. В конечной точке очередного прямолинейного участка траектории случайным образом «выбрасывается» высота передней стены здания и его толщина в соответствии с указанными выше распределениями. Если конечная точка участка траектории располагается ниже высоты здания, акт рассеяния представляет собой реальное отражение. При этом случайно меняется направление движения частицы: азимутальный угол получает случайное приращение α, распределённое аналогично двумерному случаю, а зенитный угол после отражения отличается от зеркального угла отражения от вертикальной плоскости на случайную величину $\Delta \theta$, распределённую с плотностью вероятности:

$$\frac{kl_B}{2 \operatorname{arctg}} \frac{\pi kl_B}{2} \left[1 + \left(kl_B \Delta \theta \right)^2 \right]$$
(4.15)

Такое распределение угла отражения в вертикальной плоскости обусловлено наличием плавных вертикальных неоднородностей стен зданий с характерным масштабом l_B . В [57] показано, что при таком выборе индикатрисы рассеяния в вертикальной плоскости в случае $kl_B >> 1$ получается хорошее согласие результатов расчёта с экспериментальными данными по распространению радиоволн в городских условиях. Если конечная точка очередного прямолинейного участка траектории оказывается ниже горизонтальной плоскости с соответствующим коэффициентом отражения. В том случае, когда конечная точка участка траектории оказывается да конечная точка участка траектории оказывается да случае.

рассеяния представляет собой дифракционное случайное отклонение направления движения частицы от первоначального в вертикальной плоскости. Таким образом моделируется дифракция волны на горизонтальном верхнем крае передней стены здания. Тангенс случайного угла отклонения распределён при этом по нормальному закону с дисперсией:

$$\sigma_{\theta}^2 = \left(\frac{\lambda}{4\pi\Delta z}\right)^2,\tag{4.16}$$

где λ – длина волны. В работах [104, 105] показано, что такое моделирование дифракции на краю экрана методом Монте-Карло даёт полное согласие с теорией Френеля в области геометрической тени и близкий результат (не содержащий интерференционных осцилляций) в освещённой области. Впервые метод Монте-Карло для расчёта дифракции на верхних краях стен (крышах) городских зданий был применён в [53]. В этой работе здания представлялись тонкими вертикальными экранами, и моделировалась дифракция на «коньке» крыши. В настоящей работе используется модифицированный алгоритм, позволяющий учесть аналогичным образом дифракцию волны на верхнем крае и передней, и задней стен здания с плоской крышей, имеющего толщину *ю*. При этом частицы, траектории которых после дифракционного отклонения на переднем крае пересекают плоскость крыши, выбывают из игры. Область регистрации с учётом отмеченной выше для двумерного случая центральной симметрии выбирается в виде цилиндрического слоя радиуса d (равного горизонтальному расстоянию между источником и приёмником), малой толщины и заданной высоты. Ось цилиндра проходит через точку источника. Среднее значение плотности энергии некогерентного излучения в окрестности точки наблюдения пропорционально числу частиц, пересекших единицу длины указанного выше цилиндрического слоя, с учётом их различного «веса», который определяется длиной участка траектории частицы внутри объёма части слоя единичной длины и диссипацией энергии при отражениях. Этот «вес» вычисляется по формуле:

$$P = \frac{R_E^n R_B^m}{\cos \theta} \frac{2d}{Z_0} \left(\sqrt{\cos^2 \gamma + Z_0 / d \left(1 + \frac{Z_0}{4\alpha} \right)} - \cos \gamma \right), \qquad (4.17)$$

где R_E – коэффициент отражения по мощности от поверхности земли, n – число отражений от поверхности земли, R_B – коэффициент отражения по мощности от стен зданий, m – число отражений от стен зданий, γ – угол в горизонтальной плоскости, под которым частица пересекает область регистрации относительно радиального направления в данном месте, θ – угол наклона рассматриваемого участка траектории по отношению к горизонтальной плоскости.

Возможность применения для расчёта корпускулярного метода Монте-Карло, соответствующего некогерентному сложению при усреднении в области наблюдения интенсивностей волн, отражённых от различных зданий, основана на случайности коэффициентов отражения и хаотичности расположения городских зданий. Дополнительным аргументом является то, что во всех численных расчётах высота цилиндрического слоя регистрации выбирается значительно превышающей длину волны, что приводит к сглаживанию интерферометрических осцилляций.

Для оценки адекватности алгоритма приведём результаты численного расчёта по полной (трёхмерной) программе в ситуации, максимально приближенной к рассмотренному выше двумерному случаю. Для этого выберем вариант, когда источник и область регистрации расположены существенно ниже крыш городских зданий. Пусть $z_s = 0.02$, середина цилиндрического слоя регистрации расположена на расстоянии 0,02 от подстилающей поверхности земли, его высота равна 0,02, $R_E = 0.5$, $R_B = 0.1$, все здания имеют одинаковую высоту h = 0,2. Такая же область регистрации будет использована во всех дальнейших расчётах. Сначала рассмотрим гипотетический случай предельно узкой диаграммы направленности источника в вертикальной плоскости, так что все нерассеянные частицы попадают в цилиндрический слой регистрации с радиусом 9 длин свободного пробега. Возьмём предельно большое значение параметра kl_B , обеспечивающее чисто зеркальное отражение от стен, и предельно малое значение длины волны, исключающее дифракцию на крышах зданий. Результат расчёта в

этих условиях с учётом только однократно отражённых частиц изображён на рисунке 4.2 розовым цветом и практически совпадает с полученными в двумерном случае. Интересно отметить, что в реальном случае широкой диаграммы направленности источника в вертикальной плоскости, при $\lambda = 0,002$, $kl_B = 20$, такой же высоте одинаковых зданий с толщиной $w_0 = 0,05$ и прочих равных условиях численный расчёт с учётом только однократного отражения даёт очень близкий к предыдущим результат, отображённый на рисунке 4.2 синим цветом. Здесь опять точки отражают результаты численного расчёта, а линии – аппроксимацию методом наименьших квадратов.

4.3 Численный расчет энергетического спектра задержек для случая низко расположенного источника

Практическое значение при нахождении энергетического спектра задержек имеют результаты численных расчётов с учётом вклада многократно отражённых частиц, соответствующие некогерентному суммированию интенсивностей многократно отражённых лучей. При этом для анализа влияния городских строений на энергетический спектр задержек целесообразно из полного принимаемого сигнала вычитать вклад нерассеянных частиц. Последний возникает при усреднении за счёт очень редких реализаций, в которых имеется почти прямая видимость между источником и приёмником.

4.3.1 Исследование влияния многократно отраженных волн на энергетический спектр задержек

Для случая низко расположенных источника и приёмника возьмем высоту источника *z_{ucm}=0,02*.

Сравним рассчитанные формы импульсов при двух расстояниях между источником и приёмником (3 длины свободного пробега и 9 длин). Для каждого расстояния расчёты выполнялись в двух случаях: при одинаковых размерах

городских зданий, указанных выше, и при случайном распределении высот и толщин зданий с теми же средними значениями и со стандартами $\sigma_h=0.07$ и $\sigma_w=0.02$. Кроме того, при расчётах рассматривались две длины волны радиоизлучения: λ =0,002 (kl_B=20) – дециметровый диапазон, и λ =0,0003 (kl_B=140) – сантиметровый диапазон. При выбранном значении Z₀ для обеих длин волн исходный импульс можно считать квазимонохроматическим. На расстоянии 3 длины свободного пробега энергетического спектра задержек одинаков ВИД ДЛЯ двух рассматриваемых длин волн и не зависит от флуктуаций высоты и толщины зданий (синяя линия на рисунке 4.6). На расстоянии 9 длин свободного пробега результаты в сантиметровом диапазоне также не зависят от флуктуаций высоты и толщины зданий и практически совпадают с результатами дециметрового диапазона при одинаковых зданиях (оранжевая линия на рисунке 4.6). Флуктуации высоты и зданий приводят В дециметровом диапазоне толщины К расширению принимаемого импульса (точки и линия розового цвета на рисунке 4.6). Для сравнения на этом рисунке чёрным пунктиром показан энергетический спектр задержек, рассчитанный при учёте только однократно отражённых частиц в случае одинаковых зданий.



Рисунок 4.6. Энергетический спектр задержек при низко расположенных источнике и приёмнике

Сравнение графиков на рисунке 4.6 показывает, что при прочих равных условиях усреднённый принимаемый импульс расширяется с увеличением расстояния между приёмником и областью регистрации. Влияние флуктуаций высоты и толщины зданий усиливается с увеличением длины волны за счёт увеличения влияния дифракции на крыше при случайном уменьшении высоты зданий. При учёте многократных отражений энергетический спектр задержек заметно расширяется. В связи с этим важно отметить, при многократном отражении интенсивность принимаемого сигнала возрастает по сравнению с однократно отражённым примерно на 20 % при энергетическом коэффициенте отражения от стен зданий, равным 0,1. Это объясняется отмеченным ещё в [57] существенным преобладанием числа приходящих в область наблюдения многократно отражённых от городских зданий лучей над числом однократно отражённых. При расчёте методом Монте-Карло это можно подтвердить сравнением числа регистрируемых частиц с различной кратностью отражения.

4.3.2 Анализ вклада многократно отраженных волн в полный сигнал

Для изучения вклада в сигнал частиц, отраженных разное количество раз, приведём графики, изображающие полный сигнал и сигналы, учитывающие только однократно, двукратно и трехкратно отраженные частицы на входе приемника. Эти сигналы являются гипотетическими, так как в реальных условиях невозможно принимать сигналы, состоящие из волн, отраженных только определенное количество раз. Однако благодаря компьютерному моделированию, алгоритм которого позволяет выделять вклад частиц, отраженных от зданий определённое число раз, мы можем рассчитать их отдельно. Для исследована выбрана длина волны λ=0,002 соответствующая дециметровому диапазону. На $(kl_{B}=20),$ рисунке 4.7 для расстояния между источником и приемником d=8 изображены: полный сигнал (черная линия с кругами), однократно отраженный сигнал (синяя линия с квадратами), двукратно отраженный сигнал (розовая линия с крестами), трехкратно отраженный сигнал (красная линия с кругами), сумма одно-, двух- и трехкратно отраженных сигналов (красная линия с крестами).



Рисунок 4.7. Полный сигнал однократно, двукратно и трехкратно отраженные сигналы и их сумма для d=8, σ_h =0.05.

Из рисунка видно, что полный сигнал и сумма одно-, двух- и трехкратно отраженных сигналов практически полностью совпадают. Это означает, что вклад отраженных более трёх раз сигналов незначителен.

4.3.3 Анализ количества многократно отраженных волн и их влияние на ширину полного сигнала в зависимости от расстояния между источником и приемником

Для понимания влияния количества многократно отраженных волн на форму полного сигнала сравним рассчитанные формы импульсов при четырех расстояниях между источником и приёмником (d = 8, 16, 24 и 32 длины свободного пробега). Для каждого расстояния расчеты выполнялись при длине волны $\lambda = 0,002$, стандартном отклонении по высоте здания $\sigma_h = 0,0001$ и $\sigma_h = 0,05$. Для того, чтобы получить представление о соотношении между количеством различное число раз отраженных волн, при построении кривых для двукратно и трехкратно отраженных частиц значения умножается на 10 и 100 соответственно, что соответствует выбранному коэффициенту отражения от стен $R_B = 0,1$. На рисунках 4.8-4.15 полному сигналу соответствует черная кривая с квадратами, однократно отраженному сигналу синяя кривая с крестами, двукратно отраженному сигналу красная кривая с крестами, трехкратно отраженному сигналу розовая кривая с кругами.



Рисунок 4.8. Сигналы разной кратности отражения. d = 8, $\sigma_h = 0.05$.



Рисунок 4.9 Сигналы разной кратности отражения. d = 8, $\sigma_h = 0,0001$.



Рисунок 4.10 Сигналы разной кратности отражения. d = 16, $\sigma_h = 0.05$.



Рисунок 4.11 Сигналы разной кратности отражения. d = 16, $\sigma_h = 0.0001$.



Рисунок 4.12 Сигналы разной кратности отражения. d = 24, $\sigma_h = 0.05$.



Рисунок 4.13 Сигналы разной кратности отражения. d = 24, $\sigma_h = 0.0001$.



Рисунок 4.14 Сигналы разной кратности отражения. d = 32, $\sigma_h = 0.05$.



Рисунок 4.15 Сигналы разной кратности отражения. d = 32, $\sigma_h = 0.0001$.

Из графиков следует, что количество двукратно и трехкратно отраженных волн существенно превосходит число однократно отраженных волн.

Кроме того, видно, что при увеличении разброса зданий по высоте, максимумы энергетических спектров задержек, образованных двукратно и трехкратно отражёнными волнами, сильнее смещаются в сторону больших задержек.

Рассмотрим теперь зависимость ширины энергетического спектра задержек от расстояния между пунктами связи. На графике, приведенном на рисунке 4.16, изображены отнормированные по максимуму полные сигналы с вычетом нерассеянной компоненты на расстояниях 8, 16 и 24 длин свободного пробега – черная, синяя и красная кривые соответственно.



Рисунок 4.16 Сигнал, принимаемый на расстояниях d = 8, 16 и 24 свободного пробега при $z_{ucm} = 0,02$ и $\sigma_h = 0,005$.

Таким образом, при увеличении расстояния между источником и приемником происходит значительное расширение импульса.

На рисунке 4.17, изображены аналогичные рисунку 4.16 кривые для случая $\sigma_h=0,0001$, и кроме того для сравнения приведены экспоненциальные зависимости, соответствующие расчетным кривым для различных расстояний *d* между источником и областью регистрации.



Рисунок 4.17 Сигнал, принимаемый на расстояниях d = 8, 16 и 24 длин свободного пробега при $z_{ucm} = 0,02$ и $\sigma_h = 0,0001$; экспоненциальные зависимости для d=8, 16 и 24 длин свободного пробега.

И рисунка видно, что при увеличении *d* результаты вычислений приближаются к экспоненциальным зависимостям, кроме того проявляется эффект «насыщения», то есть. при увеличении расстояния скорость расширения импульса сильно уменьшается.

Так же для данного случая построены теоретические кривые для двумерной задачи по формулам (4.11), (4.14) для расстояний d = 8, 16 и 24 длин свободного пробега. Сравнение приведено на рисунке 4.18.



Рисунок 4.17 Сигнал, принимаемый на расстояниях d = 8, 16 и 24 длин свободного пробега при $z_{ucm} = 0,02$ и $\sigma_h = 0,0001$; теоретические кривые для двумерной задачи для расстояний d = 8, 16 и 24 длин свободного пробега.

Приведенное сравнение показывает достаточно хорошее совпадения двумерной теории и трёхмерного расчёта при d=8. При увеличении расстояния *d* трёхмерный расчет и двумерная модель дают сильно отличающиеся результаты. Это связано, видимо, с влиянием шероховатости стен зданий и явлением дифракции волн на крышах городских строений конечной высоты, что приводит к значительному расширению импульса.

4.3.4 Исследование влияния случайных отклонений высоты зданий от среднего значения для случая низко расположенного источника

Исследуем влияние случайных отклонений высоты здания от среднего значения на энергетический спектр задержек принимаемого сигнала, для чего возьмем следующие параметры для низко расположенного источника: $z_{ucm} = 0.02$, длина волны $\lambda = 0.002$, высота зданий h = 0.2, крыша здания узкая w = 0.00001. График энергетического спектра задержек для этих параметров в случае, когда приемник располагается на расстояниях 8, 16, 24 и 32 длин свободного пробега от

источника, представлены на рисунках 4.19-4.22: черный график соответствует отклонениям зданий по высоте $\sigma_h = 0,05$, синий график соответствует отклонениям зданий по высоте $\sigma_h = 0,0001$. Для удобства сравнения все графики нормированы по максимальному значению.



Рисунок 4.19. Энергетический спектр задержек при различных отклонениях зданий по высоте при d=8 длин свободного пробега.



Рисунок 4.20. Энергетический спектр задержек при различных отклонениях зданий по высоте при d=16 длин свободного пробега.



Рисунок 4.21. Энергетический спектр задержек при различных отклонениях зданий по высоте при d=24 длин свободного пробега.



Рисунок 4.22. Энергетический спектр задержек при различных отклонениях зданий по высоте при d=32 длин свободного пробега.

Из вида кривых на рисунках 4.19-4.22 что при увеличении разброса высоты зданий энергетический спектр задержек расширяется. При этом ещё раз

подтверждается, что энергетический спектр задержек расширяется и с увеличением расстояния между источником и приемником.

4.3.5 Исследование влияния коэффициента отражений от стен зданий на ширину энергетического спектра задержек

Поскольку в приемное устройство попадают волны, отраженные от стен городских зданий различное число раз, форма принимаемого импульса может зависеть от коэффициента отражения от стен зданий. Для проверки этого сравним формы импульсов при разных значениях коэффициента отражения. Разработанный алгоритм позволяет получить результаты для измененного коэффициента отражения другим способом, не требующим дополнительного, занимающего большой промежуток времени компьютерного расчета. Если известен результат для R=0,1, то энергетический спектр задержек при R=0,15 можно с большой степенью точности получить просуммировать вклад однократно, двукратно и трехкратно отраженных составляющих полного сигнала с умножением вклада двукратно и трехкратно отраженных сигналов на коэффициенты 1.5 и 2.25 соответственно. Сравнение полученного таким способом энергетического спектра задержек с рассчитанным энергетическим спектром полного сигнала, в котором суммируется вклад частиц с практически любой кратностью отражений, показывает фактически полное совпадение. Графики здесь также нормированы по максимуму.

На рисунках 4.23-4.26 горизонтальное расстояние от источника до приемника составляет 8, 16, 24 и 32 длин свободного пробега соответственно (высота источника $z_{\text{ист}}$ =0,02, стандартное отклонение здания по высоте σ_{h} = 0,0001). Синяя кривая соответствует энергетическому спектру задержки, рассчитанному с коэффициентом отражения от зданий *R*= 0,15, а красная кривая - *R* = 0,1.



Рисунок 4.23 Энергетический спектр задержек на расстоянии d=8 длин свободного пробега



Рисунок 4.24 Энергетический спектр задержек на расстоянии d=16 длин свободного пробега



Рисунок 4.25 Энергетический спектр задержек на расстоянии d=24 длин свободного пробега



Рисунок 4.26 Энергетический спектр задержек на расстоянии d=32 длин свободного пробега

Исходя из графиков можно сделать вывод о том, что при увеличении коэффициента отражения от зданий энергетический спектр задержек уширяется из-
за увеличения вклада двукратно и трехкратно отраженных частиц, максимумы энергетических спектров которых смещены в сторону больших задержек.

Ширина энергетического спектра задержек во всех случаях монотонно возрастает с увеличением расстояния между пунктами связи. В большинстве случаев скорость возрастания постепенно уменьшается. Наличие разброса зданий по высоте усиливает зависимость ширины энергетического спектра от расстояния.

4.4 Исследование ширины энергетического спектра задержек для случая высоко расположенного источника

Расчёты показывают, что при подъёме источника выше крыш городских зданий при прочих равных условиях энергетический спектр задержек заметно расширяется. Это проиллюстрировано на рисунке 4.27 для высот источника, равных 0,02 и 0,4.



Рисунок 4.27 Зависимость энергетического спектра задержек от высоты источника

Здесь все кривые соответствуют дециметровому диапазону и наиболее реальному случаю городской застройки с рассмотренными выше случайными параметрами зданий. Синие точки отражают результат для d = 3 и низкого источника, чёрные соответствуют высокому источнику при таком же расстоянии. Розовые и оранжевые точки и кривые описывают случаи низкого и высокого расположения источника соответственно при d = 9. Оценивая ширину энергетического спектра задержек на уровне 0,5, можно с учётом указанного выше типичного значения средней длины прямой видимости в городах сделать вывод, что характерные длительности принимаемых импульсов составляют при рассмотренных расстояниях десятые доли микросекунды, что по порядку величины соответствует экспериментальным данным в [57, 84-89, 106]. Вывод, сделанный в [57, 106] об уменьшении длительности импульса с увеличением расстояния *d* проведённые численные расчёты, как видно из рисунков, не подтверждают. Качественно аналогичный вывод о расширении импульса с увеличением расстояния следует также из результатов описанного выше аналитического расчёта в двумерном случае.

При расположении источника значительно выше крыш городских зданий связь с низко расположенным приёмным устройством может, как известно, осуществляться на достаточно большом расстоянии между ними. На рисунке 4.28 показаны результаты расчёта в этом случае (при z_s =0,4) энергетических спектров задержек в дециметровом диапазоне. Синие точки и линия соответствуют расстоянию d = 14 и одинаковым зданиям, розовые отражают влияние флуктуаций размеров зданий. Оранжевые и чёрные описывают эти же два случая при d =21. Сравнение показывает, что увеличение расстояния d и флуктуации размеров зданий приводят при прочих равных условиях к заметному расширению принимаемого импульса. Аналогичные зависимости для сантиметрового диапазона приведены на рисунке 4.29. В этом случае флуктуации размеров зданий также приводят к расширению принимаемого импульса на расстоянии d =21 (чёрная и розовая кривые), а на расстоянии d = 14 влияют очень слабо и даже слегка сужают энергетический спектр задержек (синяя и красная кривые). Сравнение результатов

для различных частотных диапазонов показывает, что на расстоянии d = 14 дифракция на крышах (увеличение длины волны) довольно сильно расширяет энергетический спектр задержек, а при d = 21 это влияние значительно слабее.



Рисунок 4.28. Энергетический спектр задержек при высоко поднятом источнике для дециметрового диапазона длин волн

Кроме того, на рисунке 4.29 приведён энергетический спектр задержек при *d* = 14, полученный при численном расчёте в случае одинаковых зданий с учётом только однократно отражённых частиц (синий пунктир). Сравнение показывает, что многократное рассеяние заметно расширяет принимаемый импульс.



Рисунок 4.29. Энергетический спектр задержек при высоко поднятом источнике для сантиметрового диапазона длин волн

В книге [57] выполнен приближённый аналитический расчёт энергетического спектра задержек в случае связи в городских условиях между высоко расположенной станцией и находящимся вблизи поверхности земли мобильным устройством. При учёте только однократно отражённых волн там получена простая формула для нормированного на значение в максимуме энергетического спектра задержек:

$$\frac{W}{W_0} = Z^{\frac{1}{2}} \cdot e^{-\frac{1}{2}(Z-1)}.$$
(4.18)

которая достаточно хорошо, как утверждают авторы, аппроксимирует аналитические результаты.

Форма энергетического спектра задержек по формуле (4.18) сильно отличается от полученной в настоящей работе. Это, по всей видимости, вызвано тем, что в [57] при выводе усреднённой энергетической индикатрисы рассеяния в горизонтальной плоскости на хаотически ориентированных городских зданиях допущена неточность, приведшая к неверному выражению для неё sin²($\alpha/2$). Для проверки этой гипотезы нами был выполнен численный расчёт методом Монте-Карло с использованием индикатрисы sin²($\alpha/2$). Результат сопоставления полученных для двух индикатрис результатов при прочих равных условиях (однократное отражение, одинаковые здания, $z_s=0,4$, d=21) показан на рисунке 4.30. Синим цветом обозначены полученные с использованием разработанного в настоящей работе алгоритма результаты, а красным – с индикатрисой sin²($\alpha/2$). Сравнение показывает сильное влияние вида индикатрисы, причём энергетический спектр задержек, полученный для индикатрисы sin²($\alpha/2$) оказывается качественно близким к рассчитанному по формуле (4.18).



Рисунок 4.30. Энергетический спектр задержек для различных индикатрис рассеяния зданиями.

Выполненные при различных значениях параметров численные расчеты показывают, что в случае высоко расположенного источника зависимости энергетического спектра задержек от расстояния между источником и приемником,

от отклонения зданий по высоте и от коэффициента отражения от зданий демонстрируют качественно такие же закономерности, как и в случае низко расположенного источника. В частности, имеет место увеличение ширины энергетического спектра задержек при наличии зданий различной высоты по сравнению со случаем, когда все здания имеют одинаковую среднюю высоту. Это, видимо, связано с тем, что наличие более низких, чем средние, зданий приводит к появлению дополнительных просветов между строениями на средней высоте, что увеличивает эффективное расстояние прямой видимости. Кроме того, уменьшение высоты здания облегчает проникновение волн в области геометрической тени за счёт дифракции на его крыше. Все эти факторы ведут к расширению области, из которой отраженные волны приходят в точку наблюдения, что приводит к расширению энергетического спектра задержек.

Поскольку, как отмечалось выше, при поднятии передатчика существенно выше крыш городских зданий связь может осуществляться на достаточно больших расстояниях, представляет интерес расчет формы принимаемого импульса и зависимости расширения энергетического спектра задержек с увеличением расстояния между источником и приемником в более широком интервале расстояний между высоко расположенными источником и приёмником. На рисунке 4.31 показаны энергетические спектры задержек при положении источника z_{ucm} =0,3, длина волны λ =0,002, высота зданий h=0,2, отклонения зданий по высоте σ_h =0,000005 при расстоянии между источником и приёмником, равном 8, 16, 24, 32 и 40 длин свободного пробега.



Рисунок 4.31 Энергетический спектр задержек в зависимости от расстояния между источником и приемником.

Проведем оценку ширины энергетического спектра задержки на уровне 0,5 в зависимости от расстояния между источником и приемником. Для расстояний d=8 и d=16 такую оценку можно провести, используя результаты численного расчёта энергетического спектра задержек, показанные на рисунке 4.31. Для более далёких расстояний (d=24, d=32, d=40) нужно провести аппроксимацию спектра методом наименьших квадратов, показанную на рисунке 4.32.



Рисунок 4.32 Аппроксимация энергетического спектра задержек в зависимости от расстояния между источником и приемником для d=24, d=32, d=40.

На рисунке 4.33 приведена оценка ширины энергетического спектра на уровне 0,5 от расстояния между источником и приемником.



Рисунок 4.33 Зависимость ширины энергетического спектра на уровне 0,5 от расстояния между источником и приемником.

График показывает, что в данном случае, как и при низко расположенном источнике, ширина энергетического спектра задержек монотонно возрастает с ростом расстояния. При этом скорость роста довольно быстро убывает, и кривая зависимости приближается к горизонтальной линии.

Для уточнения формы энергетического спектра задержек на различных расстояниях между источником и приёмником удобно перейти к логарифмическому масштабу. На рисунке 4.34 черная кривая с квадратами соответствует результатам расчета для d=8, синяя кривая с крестами соответствует результатам расчета для d=8, черная и фиолетовая сплошные линии отображают результаты аппроксимации методом наименьших квадратов для d=24, d=32, d=40 соответственно; красные кресты, черные кресты, фиолетовые

треугольники показывают результаты расчета для d=24, d=32, d=40 соответственно.



Рисунок 4.34 Энергетический спектр задержек в зависимости от расстояния между источником и приемником в логарифмическом масштабе.

Из рисунка видно, что с увеличением расстояния аппроксимирующие линии приближаются к прямым, и, следовательно, задний фронт энергетического спектра задержек становится экспоненциально спадающим. Модуль показателя экспоненты уменьшается с ростом расстояния.

Выводы

Изучен энергетический спектр задержек, определяющий в среднем по ансамблю трасс зависимость от времени интенсивности принимаемого сигнала, образованного отражёнными от стен городских зданий волнами. Для численного решения этой задачи применен модифицированный автором корпускулярный метод Монте-Карло, который позволяет корректно учесть влияние на характеристики сигнала таких факторов как затенение городскими зданиями, многократные отражения от стен, дифракция на их неровностях и крышах зданий. Корректность численных расчётов подтверждается совпадением полученных результатов для низкого расположения источника с найденными аналитически на основе двумерной модели городской застройки

В данной главе были получены следующие основные результаты:

1. Учёт многократных отражений приводит к заметному расширению энергетического спектра задержек даже при малых значениях коэффициента отражения от стен зданий. Это объясняется существенным преобладанием числа приходящих в область наблюдения многократно отражённых от городских зданий лучей над числом однократно отражённых.

2. В случае расположения приёмного устройства ниже крыш зданий увеличение высоты передатчика, возрастание расстояния между источником и приемником, увеличение разброса по высотам зданий, а также увеличение коэффициента отражения приводят к расширению энергетического спектра задержек и, как следствие, к уменьшению ширины «полосы пропускания» канала связи. Особенно сильно это проявляется при малых значениях вероятности прямой видимости между источником и приемником и объясняется эффективным расширением области, из которой приходят в точку наблюдения отражённые от городских зданий волны.

3. При значительном увеличении расстояния между источником излучения и приемником форма заднего фронта принимаемого импульса приближается к

экспоненциальной, а скорость расширения энергетического спектра задержек при дальнейшем возрастании этого расстояния заметно уменьшается.

•

Заключение

Далее приведены основные результаты, полученные в диссертационной работе

1. В диссертации предложен и апробирован при решении различных задач метод численного расчёта временных и энергетических характеристик сигналов при многократном рассеянии волн в хаотических средах и системах, основанный на статистическом моделировании Монте-Карло с использованием корпускулярного представления волнового поля.

2. Выполненное численное моделирование позволяет выяснить, что при освещении сильно рассеивающей среды со слоисто неоднородным распределением показателя поглощения направленным пучком света форма принимаемого первоначально короткого зондирующего импульса сильнее всего искажается по сравнению с однородным случаем тогда, когда наиболее вероятные траектории фотонов, формирующих принимаемый сигнал, проходят внутри слоя с повышенным поглощением. В результате чего удаётся предложить схему диагностики областей биологических тканей с повышенным кровенаполнением по данным времяразрешенной диффузионной рефлектометрии.

3. Наличие шероховатостей граничных поверхностей плоского волновода приводит к заметному ослаблению пространственно усреднённого по области регистрации принимаемого сигнала на достаточно больших расстояниях от источника, обусловленному расширением углового спектра отражённого от границ излучения и следующего из этого увеличения кратности отражения волн, пришедших в область регистрации и испытавших потери энергии при каждом отражении. Кроме того, увеличиваются объёмные потери энергии в среде, заполняющей волновод, при возрастании пути, пройденного многократно отражёнными волнами.

4. При распространении короткого импульса в плоском волноводе с плавно шероховатыми границами принимаемый сигнал на достаточно большом расстоянии от источника представляет собой серию импульсов различной

кратности отражения. Их ширина возрастает с увеличением флуктуаций высот и углов наклона неровностей границ волновода. Флуктуации углов отражения волн от шероховатых стенок приводят к эффективному расширению диаграммы направленности излучателя и появлению вследствие этого «дополнительных» по сравнению с гладким волноводом принимаемых импульсов с большей кратностью отражения и большим запаздыванием. С увеличением кратности отражения форма заднего фронта импульса приближается к экспоненциальной и ширина импульса возрастает, причём для дополнительных импульсов это происходит быстрее.

5. При распространении радиоволн в городских условиях многократные отражения от стен зданий приводят к расширению усреднённого энергетического спектра задержек первоначально короткого импульса, принимаемого мобильным устройством. Ширина энергетического спектра задержек увеличивается при подъёме передатчика над крышами домов, при увеличении горизонтального расстояния между пунктами связи, при усилении флуктуаций высоты зданий и при увеличении коэффициента отражения от стен.

Список литературы

1. Рытов С.М., Кравцов Ю.А., Татарский В.И. Введение в статистическую радиофизику. Случайные поля. Ч.2. - М.: Наука, 1978 463 с.

2. Чернов Л.А. Волны в случайно-неоднородных средах. - М.: Наука, 1977 170 с.

3. Кляцкин В.И. Стохастические уравнения и волны в случайно неоднородных средах. М: Наука, 1980, с. 337.

4. Кандидов В.П. Метод Монте-Карло в нелинейной статистической оптике // УФН. 1996. Том. 166.

5. Dremin V. V., Dunaev A. V. How the melanin concentration in the skin affects the fluorescence-spectroscopy signal formation // J. Opt. Technol. 2016. T. 83. № 1. c. 43.

6. Жуков М.С., Сергеева Е.А. Численное моделирование оптической диффузионной рефлектометрии для задач функционального имиджинга живых объектов. Труды XIV научной конференции по радиофизике, посвященная 80-й годовщине со дня рождения Ю.Н. Бабанова.Нижний Новгород, 2010г., с.175-176.

7. Гавриленко В.Г., Жуков М.С. Численный анализ характеристик многократного рассеяния сигнала в хаотической среде с неоднородным поглощением. // Труды XV научной конференции по радиофизике, посвященная 110-й годовщине со дня рождения А.А. Андронова, Нижний Новгород, 2011 г., с. 49-50.

8. Гавриленко В.Г., Жуков М.С., Сергеева Е.А. «Исследование влияния неоднородностей поглощения на форму импульса и траектории движения фотонов в мутной среде методом Монте-Карло» // Труды XVI научной конференции по радиофизике, посвященной 100-летию со дня рождения А. Н. Бархатова, Нижний Новгород, 2012г., с. 72-73.

9. Белоногов С.Ю., Гавриленко В.Г., Жуков М.С., Яшнов В.А. «Моделирование методом Монте-Карло распространения волн в плоском волноводе с шероховатыми границами» // Журнал «Электромагнитные волны и электронные системы» №8 2013г. с.24-29.

10. Белоногов С.Ю., Гавриленко В.Г., Жуков М.С., Яшнов В.А. «Численный расчет энергетических характеристик излучения источника в плоском волноводе с шероховатыми границами» // Труды XVII научной конференции по радиофизике, посвященная 100-летию со дня рождения В. С. Троицкого, Нижний Новгород, 2013г., с. 66-67.

11. Гавриленко В.Г., Жуков М.С., Сергеева Е.А. «Восстановление оптических характеристик неоднородной мутной среды на основании данных времяразрешенной диффузионной рефлектометрии: исследование методом Монте-Карло» // Журнал «Оптика и спектроскопия» т.116, С-Петербург, 2014г. №1, с.157-164.

12. Гавриленко В.Г., Жуков М.С., Яшнов В.А. «Распространение импульсного сигнала в плоском волноводе с шероховатыми границами» // Труды XVIII научной конференции по радиофизике, посвященная Дню радио, Нижний Новгород, 2014г., с.62-63.

13. Гавриленко В.Г., Жуков М.С., Яшнов В.А. «Анализ многократной дифракции волн методом Монте-Карло» // Труды XVIII научной конференции по радиофизике, посвященная Дню радио, Нижний Новгород, 2014г., с. 64-65.

14. В.Г. Гавриленко, С.Н. Жуков, М.С. Жуков, В.А. Яшнов «Аналитический расчёт и численное моделирование временных характеристик короткого импульса при его распространении в плоском волноводе с шероховатыми границами» // Известия вузов. Радиофизика, Том LX, № 7 2017г. с 609-616.

15. Гавриленко В.Г., Жуков М.С., Жуков С.Н., Яшнов В.А. «Численное моделирование распространения короткого импульса в городской застройке» // Труды XX научной конференции по радиофизике, посвященной 110-летию со дня рождения Г.С. Горелика, ННГУ им. Н.И. Лобачевского, Нижний Новгород 2016, с.76-77

16. Гавриленко В.Г., Жуков М.С., Жуков С.Н., Яшнов В.А. «Моделирование распространения импульсного сигнала в плоском волноводе с шероховатыми границами методом Монте-карло» // Доклад на XXV Всероссийской открытой

конференции «Распространение радиоволн», посвященная 80-летию отечественных ионосферных исследований, 3-9 июля 2016 года, Томск

17. Гавриленко В.Г., Жуков М.С., Жуков С.Н., Яшнов В.А. «Численный расчет временных характеристик импульсного сигнала в плоском волноводе с шероховатыми границами» // Журнал Известия высших учебных заведений. Физика, раздел Распространение радиоволн, Томск, 2016г. том 59, №12/3 с. 148-152.

18. В.Г. Гавриленко, С.Н. Жуков, М.С. Жуков, В.А. Яшнов «Моделирование методом Монте-Карло распространения короткого радиоимпульса в городских условиях» VIII Всеросийские Армандовские чтения, Секция «Теоретические и прикладные вопросы распространения и дифракции волн» г. Муром, 2018г.

19. В.Г. Гавриленко, С.Н. Жуков, М.С. Жуков, В.А. Яшнов «Аналитический расчёт и Монте-Карло моделирование изменения формы короткого радиоимпульса при рассеянии в городских условиях» // Известия вузов. Радиофизика, Том LXII, № 4 2019г. с 297-308.

20. Toga A.W., Mazziotta J.C. Brain Mapping – The Methods. New York: Academic press, 1996.

21. Villringer A., Dirnagl U. Cerebrovasc. 1995. 240 pp.

22. D. Huang et al. Optical coherence tomography // Science. 1991. Vol. 254. pp. 1178-1181.

23. Bouma B.E., Tearney G.J. Handbook of optical coherence tomography. New York: Marcel Dekker, 2002.

24. Kinnunen M.T., Popov A.P., Plucinski J., Myllyla R.A., Priezzhev A.V. Measurements of glucose content in scattering media with time-of-flight technique: comparison with Monte Carlo simulations // SPIE Proc. 2004. Vol. 5474. pp. 181-191.

25. Torricelli A., Pifferi A., Taroni P., Giambattistelli E., Cubeddu R. In vivo optical characterization of human tissues from 610 to 1010 nm by time-resolved reflectance spectroscopy // Phys. Med. Biol. 2001. Vol. 46. pp. 2227-2237.

26. Kienle A., Linge L., Patterson M.S., Hibst R., Steiner R., Wilson B.C. Spatially resolved absolute diffuse reflectance measurements for noninvasive determination of the

optical scattering and absorption coefficients of biological tissue // Appl. Opt. 1996. Vol. 35. pp. 2304-2314.

27. Villringer A., Chance B. Noninvasive optical spectroscopy and imaging of human brain function // Trends Neurosci. 1997. Vol. 20.

28. Hillman E.M. Optical brain imaging in vivo: techniques and applications from animal to man // J Biomed Opt. 2007. Vol. 12.

29. Obrig H., Villringer A. Beyond the Visible—Imaging the Human Brain With Light // J Cereb Blood Flow Metab. 2013. Vol. 23.

30. Chance B., et al. Comparison of time-resolved and -unresolved measurement of deoxyhemoglobin in brain // Proc. Natl. Acad. Sci. USA. 1988. Vol. 85. pp. 4971-4975.

31. Welch A.J., J.C. van Gemert, Star W.M., Witson B.C. Definitions and Overview of Tissue Optics // In: Optical-Thermal Response of Laser-Irradiated Tissue / Ed. by A. J. Welch M.J.C.V.G. New York: Plenum Press, 1995. pp. 15-46.

32. Yoo K.M., Liu F., Alfano R.R. Biological materials probed by the temporal and angular profiles of the backscattered ultrafast laser pulses // J. Opt. Soc. Am. B. 1990. Vol. 7. pp. 1685-1693.

33. Twersky V. Absorption and multiple scattering by biological suspensions // J.Opt. Soc. Am. 1970. Vol. 60. pp. 1084-1093.

34. Kumar D., Srinivasan R., Singh M. Optical characterization of mammalian tissues by laser reflectometry and Monte Carlo simulation // Medical Engineering & Physics. 2004. Vol. 26. pp. 363-369.

35. Исимару А. Распространение и рассеяние волн в случайно-неоднородных средах. Москва: Мир, 1981.

36. Зеге Э.П., Иванов А.П., Кацев И.Л. Перенос изображения в рассеивающей среде. Минск: Наука и техника, 1985.

37. Sajeev J., Gendi P., Yumin Y. Optical coherence propagation and imaging in a multiple scattering medium // J. Biomed. Optics. 1996. Vol. 1. pp. 180-191.

38. Barabanenkov Y.N., Barabanenkov M.Y. Radiative transfer theory with time delay for the effect of pulse entrapping in a resonant random medium: general transfer

equation and point-like scattered model // Waves in Random Media. 1997. Vol. 7. pp. 607-633.

39. Пушкарева А.Е. Методы математического моделирования в оптике биоткани. Санкт-Петербург: СПб ГУ ИТМО, 2008. 34-43 рр.

40. Тучин В.В. Лазеры и волоконная оптика в биомедицинских исследованиях. Саратов: Саратовский университет, 1998.

41. Тучин В.В. Импульсная и частотно-фазовая аппаратура для спектроскопии и imaging ткани. Москва: Физматлит, 2004.

42. Luo Q., Nioka B., Chance B. Functional Near-Infrared Imager. In: Chance B, Alfano R (eds) Optical tomography and spectroscopy of tissue: theory, instrumentation, model, and human studies II // SPIE Proc. 1997. No. 2979. pp. 84-93.

43. Feng S., Zeng F.A., Chance B. Photon migration in the presence of a single defect: a perturbation analysis // Applied Optics. 1995. Vol. 34. pp. 3826-3837.

44. Tuchin V.V. Handbook of Optical Biomedical Diagnostics. Bellingham, WA, USA: SPIE Press, 2002.

45. Марчук Г.И., Михайлов Г.А., Назаралиев М.А. Метод Монте-Карло в атмосферной оптике. Новосибирск: Наука. Сиб. Отд-ние, 1976.

46. Ермаков С.М., Михайлов Г.А. Статистическое моделирование. Москва: Наука, 1982.

47. Tuchin V.V. Tissue Optics: Light Scattering Methods and Instruments for Medical Diagnosis. Bellingham: SPIE Press, 2000.

48. Басс Ф.Г., Фукс И.М. Рассеяние волн на статистически неровной поверхности. Москва: Наука, 1972.

49. Min C., Veronis G. Theoretical investigation of fabrication-related disorders on the properties of subwavelength metal-dielectric-metal plasmonic waveguides // Optics Express. 2010. Vol. 18. No. 20. pp. 20939-20948.

50. Ахияров В.В. Рассеяние на статистически неровной поверхности с произвольными корреляционными свойствами 2012. No. 2.

51. Henderson B.G., Theiler J., Villeneuve P. The polarized emissivity of a windroughened sea surface: A Monte Carlo model // Remote Sensing of Environment. 2003. Vol. 88. pp. 453-467.

52. Белоногов С.Ю., Гавриленко В.Г., Джандиери Г.В., Джандиери В.Г. Численное моделирование рассеяния волн на объектах конечной высоты, хаотически распределенных по плоскости // Электромагнитные волны и электронные системы. 2009. Vol. 14. No. 8. pp. 27-33.

53. Белоногов С.Ю., Гавриленко В.Г., Котельникова М.В., Яшнов В.А. Моделирование распространения радиоволн в городских условиях методом Моте-Карло с учетом эффектов дифракции // Электромагнитные волны и электронные системы. 2010. Vol. 15. No. 8. pp. 16-20.

54. Белоногов С.Ю., Гавриленко В.Г., Котельникова М.В., Яшнов В.А. Моделирование методом Монте-Карло многократного рассеяния волн на шероховатой поверхности при скользящем распространении // Электромагнитные волны и электронные системы. 2011. Vol. 16. No. 8. pp. 26-32.

55. Бреховских Л.М. Волны в слоистых средах. Москва: Наука, 1973.

56. Караев В.Ю., Мешков Е.М. Измерение высоты значительного волнения в широкой полосе обзора радиолокатором с ножевой диаграммой направленности антенны // Исследования Земли из космоса. 2012. No. 8. pp. 8-18.

57. Пономарев Г.А., Куликов А.М., Тельпуховский Е.Д. Распространение УКВ в городе. Томск: Радио.

58. Затучин Д.А., Сладь Ж.В. О влиянии на распространение радиоволнв городе профиля его застройки // Научный вестник МГТУ ГА. 2015. No. 222. pp. 37-43.

59. Walfisch J., Bertoni H.L. A theoretical model of UHF propagation in urban environments // IEEE Trans. Antennas Propagat. 1988. Vol. 36. No. 1788-1796.

60. Ikengami F., Takeuchi T., Yoshida S. Theoretical prediction of mean field strength for Urban Mobile Radio // IEEE Trans. Antennas Propagat. 1991. Vol. 39. No. 3. pp. 299-302.

61. Ikegami F., Yoshida S., Takeuchi T., Umehir M. Propagation Factors Controlling Mean Field Strength on Urban Streets // IEEE Transactions on Antennas and Propagation, Vol. 32, No. 8, 1984. pp. 822–829.

62. Har D., Watson A.M., Chadney A.G. Comment on diffraction loss of rooftopto-street in COST 231-Walfisch-Ikegami model // IEEE Transactions on Vehicular Technology, Vol. 48, No. 5, 1999. pp. 1451-1452.

63. Garcia A.P., Ortega H., Navarro A., Rod H. Conference on Antennas and Propagation // Effect of terrain on electromagnetic propagation in urban environments on the Andean region, using the COST231-Walfisch-Ikegami model and GIS planning tools. 2003. Vol. 1. pp. 270–275.

64. Gruber I., Li H. Vehicular Technology Conference // Behavior of ad hoc routing protocols in metropolitan environments. 2004. Vol. 5. pp. 3175 – 3180.

65. Schwengler T., Glbert M. RAWCON 2000. 2000 IEEE Radio and Wireless Conference // Propagation models at 5.8 GHz-path loss and building penetration. 2000. pp. 119–124.

66. Correia L. 2009 3rd European Conference on Antennas and Propagation // A view of the COST 231-Bertoni-Ikegami model. 2009. pp. 1681–1685.

67. Crosby D., Greaves S., Hopper A. The effect of building height variation on the multiple diffraction loss component of the Walfisch-Bertoni model // Conference: Personal? Indoor and Mobile Radio Communications. 2003. Vol. 2.

68. Shanker Y., Soni S., Chauhan P.S. A novel approach to over-roofthop multiple diffractions by an array of buildings of arbitrary height and spacing for mobile radio wave propagation // Wireless Pers. Commun. 2014. Vol. 75. pp. 1343-1354.

69. Chen J., et al. 3-D research about Walfish-Bertoni model // Applied mechanics and materials. 2013. Vol. 385-386. pp. 1527-1530.

70. Isabona J., Babalola M. Statical turning of Walfisch-Bertoni pathloss prediction model based on building and street geometry sensitivity parameteres in builtup terrains // American journal of physics and applications. 2013. Vol. 1. pp. 10-17.

71. Vogler L.E. An attenuation function for multiple knife-edge diffraction // Radio Science, Vol. 17, No. 6, 1982. pp. 1541–1546.

72. Saunders S.R., Bonar F.R. Explicit Multiple Building Diffraction Attenuation Function for Mobile Radio Wave Propagation // Electronic Letters, Vol. 27, No. 14, 1991. pp. 1276–1277.

73. Saunders S.R., Bonar F.R. Prediction of Mobile Radio Wave Propagation Over Buildings of Irregular Heights and Spacings // IEEE Transactions on Antennas and Propagation, Vol. 42, No. 2, 1994. pp. 137-144.

74. Bullington K. Radio Propagation at Frequencies Above 30 Megacycles // Proceedings of the IRE, 1947. pp. 1122–1136.

75. Epstein J., Peterson, D.W. An Experimental Study of Wave Propagation at 850 MC // Proceedings of the IRE, 1953. pp. 595–611.

76. Deygout J. Multiple knife-edge diffraction of microwaves // IEEE Transactions on Antennas and Propagation, Vol. 14, No. 4, 1966. pp. 480–489.

77. Giovaneli C.L. An Analysis of Simplified Solutions for Multiple Knife-Edge Diffraction // IEEE Transactions on Antennas and Propagation, Vol. 32, No. 3, 1984. pp. 297–301.

78. Samuel W. Computation of 10 Knife Edge Diffraction Loss Using Epstein-Peterson Method // American Journal of Software Engineering and Applications, Vol. 6, No. 1, 2017. pp. 1-4.

79. ITU-R. Recommendation ITU-R P.526-13. Propagation by diffraction. 2013.

80. Tzaras C., Saunders S.R. Comparison of multiple-diffraction models for digital broadcasting coverage prediction // IEEE Transactions on Broadcasting, Vol. 46, No. 3, 2000. pp. 221–226.

81. Deminco N., Mckenna P. Proceedings of the International Symposium on Advanced Radio Technologies/ClimDiff // A Comparative Analysis of Multiple Knife-Edge Diffraction Methods. 2008. pp. 65–69.

82. Deminco N., Mckenna P. Proceedings of the International Symposium on Advanced Radio Technologies/ClimDiff // Presentation Slides - A Comparative Analysis of Multiple Knife-Edge Diffraction Methods. 2008. 83. Bibb D.A., Dang J., Yun Z., Iskander M.F. IEEE Antennas and Propagation Society, AP-S International Symposium (Digest) // Computational accuracy and speed of some knife-edge diffraction models. 2014. pp. 705–706.

84. Cox D.C. Delay dopler characteristics of multipath propagation at 910 MHz in subur-ban mobile environment // IEEE Transactions on Antennas and Propagation. 1972. Vol. 20. No. 5. pp. 625-635.

85. Cox D.C., Leck R.P. Distributions of multipath delay spread and average excess delay for 910-MHz urban mobile radio paths // IEEE Transactions on antennas and propagation. 1975. Vol. AP-23. No. 2. pp. 206-213.

86. Sousa E.S., Jovanovic V.M., Daigneault C. Delay spread measurements for the digital cellular channel in Toronto // IEEE Transactions on vehicular technology. 1994. Vol. 43. No. 4. pp. 837-847.

87. Kim M.D., Lee J., Liang J., Rim J. Multipath chanel characteristics for propagation between mobile terminals in urban street canyon environments // ICACT transactions on advanced communications technologi. 2014. Vol. 3. No. 5. pp. 511-516.

88. Peter M., Weiler R.J., Goktepe B., Keusgen W., Sakaguchi K. Channel measurement and modeling for 5G urban microcellular scenarios // Sensors. 2016. Vol. 16. P. 1330.

89. Granda F., Azpilicueta L., Vargas-Rosales C., Lopez-Iturri P., Aguirre E., Astrain J.J., Villandagos J., Falcone F. Spatial characterization of radio propagation chanel in urban vehiche-to-infrastructure environments to support WSNs Deployment // Sensors. 2017. Vol. 17. P. 1313.

90. ITU-R. Recommendation ITU-R P.1238–8: Propagation Data And Prediction Methods for the Planning of Indoor Radiocommunication systems and Radio Local Area Networks in the Frequency Range 300 MHz to 100 GHz. 2015. 22 pp.

91. Cardote A., Neves F., Sargento S., Steenkiste P. In Proceedings of the 2012 IEEE Vehicular Networking Conference // A statistical channel model for realistic simulation in VANET. 2012. pp. 48–55.

92. Fazio P., Tropea M., Sottile C., Lupia A. In Proceedings of the 12th Annual IEEE Consumer Communications & Networking Conference // Vehicular Networking and Channel Modeling: A New Markovian Approach. 2015. P. 70.

93. Akhtar N., Coleri Ergen S., Ozkasap O. Vehicle Mobility and Communication Channel Models for Realistic and Efficient Highway VANET Simulation // IEEE Trans. Veh. Technol., Vol. 64, 2015. pp. 248–262.

94. Nilsson M., Gustafson C., Abbas T., Tufvesson F. Measurement Based Multilink Shadowing Model for V2V Network Simulations of Highway Scenarios // IEEE Trans. Veh. Technol., 2017.

95. Azpilicueta L., López-Iturri P., Aguirre E., Martínez C., Astrain J.J., Villadangos J., Falcone F. Evaluation of deployment challenges of wireless sensor networks at signalized intersections // Sensors, Vol. 16, 2016.

96. Granda F., Azpilicueta L., Vargas-rosales C., López-iturri P., Aguirre E., Astrain J.J., Villandangos J., Falcone F. López-iturri, P.; Aguirre, E.; Astrain, J.J.; Villandangos, J.; Falcone, F.In Proceedings of the 3rd International Electronic Conference on Sensors and Applications (ECSA 2016) // Characterization of radio propagation channel in Urban Vehicle to Infrastructure environments to support WSNs. 2016. Vol. 3. pp. 1-5.

97. Souley A.H., Cherkaoui S. In Proceedings of the Second International Conference on Innovations in Information Technology // Realistic Urban Scenarios Simulation for Ad Hoc Networks. 2005. pp. 1-10.

98. Rodriguez I., Almeida E., Lauridsen M., Wassie D.A., Chavarria L., Nguyen H., Sorensen T., Mogensen P. In Proceedings of In Proceedings of the European Wireless Conference // Measurement-based Evaluation of the Impact of Large Vehicle Shadowing on V2X Communications. 2016. pp. 142-149.

99. Shemshaki M., Lasser G., Ekiz L., Mecklenbrauker C. // Empirical path loss model fit from measurements from a vehicle-to-infrastructure network in Munich at 5.9 GHz.

100. Фейнберг Е.Н. Распространение радиоволн вдоль земной поверхности. Москва: Наука. Физматлит, 1999.

101. Ваганов Р.Б., Кацеленбаум Б.З. Основы теории дифракции. Москва: Наука. Физматлит, 1982.

102. Спицын В.Г. Моделирование рассеяния радиоволн на возмущениях ионосферной плазмы, создаваемых космическим аппаратом. Москва: Физматлит, 2003.

103. Gavrilenko V.G., Sorokin A.V., Jandieri G.V., Davitadze M.I., Jandieri V.G. Calculation of mean intensity of incoherently scattered radiation on ramdomly located cylinders by Monte-Caro method // Georgian Engeneering NEWS. 2004. No. 4. pp. 7-10.

104. Freniere E.R., Gregory G.G., Hassler R.A. Edge diffraction in Monte Carlo ray tracing // Proceeding of SPIE. 1999. Vol. 3. P. 780.

105. Freniere E.R. Numerical experiments in modeling diffraction phenomena with Monte Carlo ray tracing // Proceeding of SPIE. 2006. Vol. 6289. No. 62890N.

106. Лактионов, В.А., Пономарев Г.А., Скавронский А.Ю. // Электродинамика и распространение радиоволн. 1987. No. 6. pp. 178-186.