



МОСКОВСКИЙ ГОСУДАРСТВЕННЫЙ УНИВЕРСИТЕТ
имени М. В. ЛОМОНОСОВА
ФИЗИЧЕСКИЙ ФАКУЛЬТЕТ

На правах рукописи

Гулькин Дмитрий Николаевич

Микроскопия резонансных оптических
состояний в фотонных кристаллах и
полупроводниковых метаповерхностях

1.3.19–Лазерная физика

**Диссертация на соискание учёной степени
кандидата физико-математических наук**

Научный руководитель:
доктор физико-математических наук, профессор
Федянин Андрей Анатольевич

Москва - 2023

Оглавление

| | |
|---|-----------|
| ВВЕДЕНИЕ | 5 |
| Глава I. | |
| Обзор литературы: микроскопия задней фокальной плоскости и резонансные оптические состояния в фотонных кристаллах и полупроводниковых метаповерхностях | 14 |
| 1. Микроскопия задней фокальной плоскости | 14 |
| 1.1. Геометрическая оптика | 15 |
| 1.2. Пространство волновых векторов | 17 |
| 2. Фотоника на основе ми-резонансных структур | 23 |
| 2.1. Теория рассеяния Ми | 23 |
| 2.2. Резонансы типа Ми | 28 |
| 2.3. Метаповерхности и комбинирование ми-резонаторов | 32 |
| 3. Оптическое управление свойствами полупроводниковых структур | 36 |
| 3.1. Инжекция свободных носителей | 36 |
| 3.2. Методика «накачка-зонд» | 38 |
| 3.3. Применение метода «накачка-зонд» | 42 |
| 4. Поверхностные электромагнитные волны | 46 |
| 4.1. Поверхностные электронные состояния в кристаллах | 46 |
| 4.2. Таммовские поверхностные состояния | 47 |
| 4.3. Блоховские поверхностные волны | 51 |
| 4.4. Способы возбуждения поверхностных электромагнитных волн | 56 |
| 4.5. Возбуждение поверхностных состояний с помощью одиночных объектов с резонансами типа Ми | 59 |
| 4.6. Двумерная оптика и волноводы на поверхностных волнах | 62 |
| 4.7. Метод микроскопии утечки излучения как метод исследования поверхностных волн | 66 |
| 5. Экспериментальные методы создания наноструктур | 70 |
| 5.1. Метод лазерно-индуцированного прямого и обратного переноса | 70 |
| 5.2. Метод двухфотонной лазерной литографии | 73 |
| 5.3. Метод электронно-лучевой литографии | 77 |
| 6. Задачи диссертационной работы | 80 |
| Глава II. | |
| Направленное возбуждение блоховских поверхностных волн с помощью ми-резонансных наночастиц | 82 |
| 1. Экспериментальная установка, реализующая метод микроскопии задней фокальной плоскости | 82 |
| 1.1. Общие принципы экспериментальной установки | 82 |
| 1.2. Область детектирования: методика задней фокальной плоскости | 83 |
| 1.3. Область заведения: используемые лазерные источники | 84 |

| | |
|---|-----|
| 2. Исследуемые образцы | 86 |
| 2.1. Схема образца, параметры фотонных кристаллов и способ изготовления | 86 |
| 2.2. Характеризация исследуемых частиц | 88 |
| 3. Возбуждение блоховских поверхностных волн | 90 |
| 3.1. Экспериментальная установка | 90 |
| 3.2. Изображения задней фокальной плоскости и методика обработки изображений | 92 |
| 3.3. Характеризация блоховских поверхностных волн | 95 |
| 4. Селективная направленность блоховских поверхностных волн | 97 |
| 4.1. Построение спектрально-угловых зависимостей интенсивности поверхностных волн | 97 |
| 4.2. Спектрально-угловая эффективность возбуждения | 99 |
| 4.3. Прикладные аспекты полученных результатов | 101 |

Глава III.

Визуализация модового состава блоховских поверхностных волн в полимерных волноводах **103**

| | |
|---|-----|
| 1. Используемые фотонные кристаллы и волноводы на их поверхности . | 103 |
| 2. Экспериментальная установка по микроскопии утечки излучения для измерений поверхностных волн | 105 |
| 3. Нахождение оптимальной геометрии образцов | 106 |
| 4. Планарные волноводные структуры для блоховских поверхностных волн | 111 |
| 4.1. Поляризационная чувствительность планарных волноводов ... | 111 |
| 4.2. Изображения задней фокальной плоскости | 112 |
| 4.3. Характеризация планарного волновода | 117 |
| 5. Планарные волноводные разветвители для блоховских поверхностных волн | 121 |
| 5.1. Разветвители Y- и X-типа | 121 |
| 5.2. Разветвители на основе многомодовой интерференции | 124 |

Глава IV.

Сверхбыстрая динамика полностью оптического переключения в резонансных метаповерхностях арсенида галлия **129**

| | |
|--|-----|
| 1. Метаповерхности из арсенида галлия | 129 |
| 1.1. Общее описание исследуемых образцов | 129 |
| 1.2. Основной принцип переключения | 131 |
| 1.3. Технология изготовления полупроводниковых метаповерхностей, пороговая интегральная мощность работы образцов и увеличение пиковой мощности | 132 |
| 1.4. Спектроскопия дифракционных порядков | 139 |
| 1.5. Определение параметров образца | 145 |

| | |
|--|------------|
| 2. Сверхбыстрая динамика оптического переключения в метаповерхностях | 147 |
| 2.1. Экспериментальная установка для измерения сверхбыстрой динамики оптического переключения с помощью микроскопии задней фокальной плоскости | 147 |
| 2.2. Измерение сверхбыстрой динамики переключения | 148 |
| 2.3. Спектральные зависимости сверхбыстрой динамики пропуска- ния в дифракционные порядки | 151 |
| 2.4. Обсуждение экспериментальных результатов | 152 |
| Заключение | 156 |
| Список сокращений и условных обозначений | 158 |
| Благодарности | 159 |
| Список литературы | 160 |
| Приложения | 176 |
| Приложение А: Технология изготовления метаповерхностей | 176 |
| Приложение В: Используемые теоремы | 178 |

ВВЕДЕНИЕ

Диссертационная работа посвящена экспериментальному обнаружению эффектов управления светом при помощи резонансных оптических состояний в одномерных фотонных кристаллах и субволновых структурах – полупроводниковых наночастицах и метаповерхностях. Основным методом исследования является оптическая микроскопия с одновременной визуализацией распространения света в координатном пространстве и в пространстве волновых векторов. В работе исследуется: направленное возбуждение блоховских поверхностных волн в одномерном фотонном кристалле с помощью кремниевых наночастиц в спектральной окрестности резонансов типа Ми, распространение волноводных мод блоховских поверхностных волн в полимерных волноводах на поверхности одномерного фотонного кристалла, а также оптически индуцированная сверхбыстрая модуляция интенсивности порядков дифракции метаповерхности, состоящей из полупроводниковых ми-резонансных частиц.

Актуальность работы обусловлена потребностью в разработке различных элементов оптических интегральных схем, способствующих решению фундаментальных и прикладных задач по созданию альтернативы существующим электронным платформам. Важным этапом решения таких задач является исследование распространения оптического сигнала как в планарных системах, так и в свободном пространстве. Особый интерес представляют явления фемтосекундной и пикосекундной (сверхбыстрой) модуляции оптического сигнала, эффекты заведения/выведения оптического излучения из свободного пространства в интегральную схему, явления управляемого рассеяния света, а также распространение излучения в волноводных структурах. Наиболее исследованными интегрально-оптическими платформами для управления оптическими сигналами являются плазмонная платформа на основе поверхностных плазмон-поляритонов (ППП) и платформа «кремний на изоляторе» (КНИ). Несмотря на имеющиеся преимущества этих платформ, такие как малые размеры схем и их быстродействие, в видимом и ближнем ИК диапазоне использование указанных платформ ограничено. Так, в частности, в этих диапазонах у ППП имеются недостатки, связанные с омическими потерями, уменьшающими длину распространения, поскольку ППП распространяется по металлической поверхности. Кроме того, недостатком является фиксированный закон дисперсии, который определяется типом и свойствами металла. Миллиметровая длина распространения ППП достижима лишь при очень слабой локализации поля, значительно превышающей длину волны излучения. Основным недостатком КНИ является большое поглощение в видимом и ближнем ИК диапазоне, вследствие чего волноводные схемы могут быть реализованы лишь в полосе пропускания кремния. Также, кремний является непрямозонным полупроводником, что значительно затрудняет его использование в полностью оптических активных устройствах, основанных на генерации свободных носителей. В качестве основы таких устройств удобно использовать прямозонные полупроводники, такие как арсенид галлия, полоса пропускания которого смещена в ближний инфракрасный диапазон. Указанные недостатки данных платформ ограничивают создание на их основе интегральных схем и энергоэффективных

активных устройств, работающих в видимом и ближнем ИК диапазоне и позволяющих полностью оптически способом изменять оптический отклик системы и управлять распространяющимся на этих платформах светом.

Исследования в данной диссертационной работе сосредоточены на изучении эффектов управления светом на других платформах, лишённых указанных недостатков платформ на ППП или КНИ и эффективно работающих в видимом и ближнем ИК диапазонах. Необходимость развития таких платформ обусловлена перспективностью использования в интегральной оптике двумерных материалов и ярких однофотонных источников света, рабочий диапазон которых как раз попадает в видимую и ближнюю ИК области спектра. Использование различных платформ, обладающих малыми потерями и эффективно работающих в указанном диапазоне, открывает большой простор для создания пассивных и активных устройств интегральной оптики, таких как быстродействующие оптические фильтры, сенсоры и переключатели. В качестве материалов для интегрально-оптических платформ, эффективно работающих в видимом диапазоне, могут выступать диэлектрики, а для реализации субпикосекундного полностью оптического управления с помощью лазерного излучения удобно использовать прямозонные полупроводники, в которых происходит эффективная генерация свободных носителей.

Огромную роль для задач управления светом играют различные оптические резонансы, например, резонансы типа Ми, возникающие в объектах субволнового размера (частицах). Контролируя геометрию частиц, т.е. используя пассивный способ, можно модифицировать электромагнитное поле, локализованное в частицах, и впоследствии управлять интенсивностью и направлением распространения рассеянного на частицах света. Однако подобную модификацию и управление возможно реализовать также и другим путём – активным способом, при котором изменения свойств рассеянного света достижимы с помощью внешнего контроля, например, полностью оптического контроля. Одним из таких способов является оптически индуцированное варьирование плотности свободных носителей внутри частиц, что приводит к варьированию показателей преломления частиц. Это позволяет изменять спектральное положение резонансов, что приводит к изменению диаграммы рассеяния света. Для решения подобных задач по управлению светом используется особый класс структур, называемых метаповерхностями, являющимися объединением большого числа различных ми-резонансных частиц в упорядоченные на плоскости массивы. Показатели преломления частиц могут быть контролируемым образом изменены независимо друг от друга с помощью оптической накачки. За счёт подбора конструкции и параметров составных элементов (метаатомов) метаповерхности открывается возможность управления оптическими свойствами всей метаповерхности, например, можно полностью оптическим способом изменять направление, фазу и интенсивность рассеянного на метаповерхности света на субпикосекундных временах. Данный подход является удобным способом активного управления (переключения) света. При этом важной целью является уменьшение плотности энергии лазерной накачки (флюенса), необходимой для осуществления подобного переключения. В большинстве работ изучается модуляция интенсивности полного прошедшего или отражённо-

го от метаповерхности света, которая происходит при большом флюенсе и достигается за счёт сдвига положения резонансов типа Ми в исследуемых частицах. В рамках диссертационной работы был предложен новый подход по реализации оптического переключения с низким флюенсом, заключающийся в изменении диаграммы рассеяния всей метаповерхности, и как следствие, модуляции интенсивности дифракционных порядков рассеяния на ней посредством изменения показателя преломления отдельных ми-резонансных частиц, составляющих метаповерхность. Подобное исследование удобно произвести методом «накачка-зонд» с использованием фемтосекундных лазерных импульсов, комбинированным с визуализацией направления распространения света в пространстве волновых векторов.

Другим подходом для управления светом является использование полностью диэлектрических фотонных кристаллов в качестве платформы, поддерживающей возбуждение и распространение блоховских поверхностных волн (БПВ), являющихся резонансным оптическим состоянием на границе раздела одномерного фотонного кристалла (ФК) и слоя диэлектрика. Как и у других платформ, преимущества и недостатки БПВ зависят от области применения: так, основным преимуществом платформы БПВ является возможность её использования в интегральной фотонике на частотах от УФ до среднего ИК и терагерцового диапазона. Такая спектральная гибкость обусловлена тем, что возбуждение БПВ происходит в спектральной области фотонной запрещённой зоны (ФЗЗ) ФК: параметры и положение ФЗЗ можно зафиксировать в диапазоне указанных частот путём подбора толщин и материалов слоёв ФК. Платформа БПВ обладает и другими преимуществами перед описанными выше платформами ППП и КНИ, а также некоторыми платформами на основе нитрида кремнида, фосфида галлия и др. БПВ обладает большой длиной распространения: с помощью подбора параметров слоёв можно значительно уменьшить или даже полностью исключить канал радиационных потерь, что позволит оставить лишь канал рассеяния, снизив потери до 5 дБ/км. Ещё одно важное отличие БПВ от других диэлектрических платформ, таких как КНИ, состоит в том, что у последних поле всегда сосредоточено внутри материала, тогда как в случае использования фотонного кристалла можно управлять положением максимума локализации поля, например, он может быть расположен на границе с воздухом. Это позволяет использовать платформу БПВ для реализации чувствительных сенсоров, оптического захвата, усиления взаимодействия света с двумерными материалами и квантовыми излучателями на поверхности ФК. Также можно концентрировать поле внутри нанесённых на поверхность ФК диэлектрических тонких полосок, которые будут выполнять роль волноводов, поддерживающих распространение БПВ. Благодаря тому, что в случае ФК поле локализовано в одном направлении за счёт периодичности структуры, диэлектриком в схеме БПВ могут выступать низкоиндексные материалы, в качестве которых могут служить полимеры. В диэлектрических платформах типа КНИ для локализации и управления светом в волноводах необходимо реализовать контраст показателей преломления между платформой и волноводом, вследствие чего материал волноводов должен иметь более высокий показатель преломления, а это существенно ограничивает подбор материалов для

реализации волноводов в таких схемах. Изготовление полимерных волноводных структур на платформе БПВ легко осуществимо методами промышленной лазерной литографии в единой процедуре экспонирования. В рамках диссертационной работы продемонстрировано возбуждение волноводных мод БПВ в полимерных волноводах, напечатанных методом двухфотонной лазерной литографии. Распространение мод и их характеристики изучены методом микроскопии утечки излучения с визуализацией наблюдаемых явлений в пространстве волновых векторов.

Сами методы возбуждения БПВ также являются важной, но при этом недостаточно изученной задачей интегральной оптики. Использование специальных схем для возбуждения БПВ обусловлено тем, что волновой вектор БПВ больше, чем волновой вектор света в воздухе. В настоящее время наиболее распространёнными схемами для возбуждения БПВ являются призмные схемы (Кречмана, Отто) и дифракционные схемы. Однако призмные схемы являются слишком громоздкими, а эффективная работа дифракционных решёток ограничена узким спектральным диапазоном. Поэтому поиск новых способов возбуждения БПВ, лишённых указанных недостатков, является актуальной задачей. Например, известно, что диэлектрические частицы с оптическими резонансами типа Ми могут быть использованы для управления светом: интерференция возникающих в них электрических и магнитных резонансов может приводить к направленному рассеянию света. Ми-резонансные частицы могут быть созданы методами лазерного переноса на любой поверхности, вследствие чего их можно поместить на поверхность фотонного кристалла в область локализации поля БПВ. Таким образом, с помощью ми-резонансной частицы на ФК можно ожидать не только возбуждение БПВ, но и управление диаграммой направленности возбуждаемых БПВ. Например, уже продемонстрирован подобный способ возбуждения ППП с помощью ми-резонансных частиц, находящихся на поверхности металлической плёнки. Однако при этом не существует теоретических и экспериментальных работ по изучению возможности использования ми-резонансных частиц в качестве способа возбуждения БПВ. В рамках диссертационной работы предложено использовать одиночную кремниевую ми-резонансную частицу для направленного возбуждения БПВ на поверхности одномерного ФК. Эксперимент по изучению направленности распространения БПВ с помощью освещаемых частиц можно осуществить, используя методику микроскопии утечки излучения в пространстве волновых векторов.

Можно заключить, что **степень разработанности** выбранной темы является достаточной, чтобы обеспечить развитую методологию и востребованность исследований, но оставляет открытыми ряд актуальных вопросов.

Целью диссертационной работы является экспериментальное обнаружение и систематическое исследование эффектов рассеяния лазерного излучения на субволновых ми-резонансных структурах и распространения блоховских поверхностных волн в одномерных фотонных кристаллах и в волноводах на их поверхности.

Для решения сформулированной цели были поставлены следующие **задачи**:

- а) создание экспериментальной установки по изучению управления светом,

объединяющей методы микроскопии исследуемого образца в передней и задней фокальных плоскостях собирающего объектива и спектроскопии «накачка-зонд» на основе фемтосекундного лазера для сверхбыстрых измерений модуляции оптических сигналов;

- б) экспериментальная реализация направленного возбуждения блоховской поверхностной волны при помощи одиночных ми-резонансных частиц, напечатанных на поверхности одномерного фотонного кристалла;
- в) исследование особенностей распространения блоховских поверхностных волн в полимерных волноводах на поверхности одномерного фотонного кристалла;
- г) исследование полностью оптического управления интенсивностью дифракционных максимумов полупроводниковой метаповерхности, состоящей из ми-резонансных частиц арсенида галлия.

Научная новизна работы состоит в том, что

- а) реализован экспериментальный метод, комбинирующий методики спектроскопии «накачка-зонд» и микроскопии задней фокальной плоскости с возможностью одновременной визуализации и фильтрации распространения света в координатном пространстве и в пространстве волновых векторов;
- б) впервые показана возможность направленного возбуждения блоховской поверхностной волны в видимом и ближнем инфракрасном спектральных диапазонах с помощью кремниевой субволновой частицы, напечатанной на поверхности фотонного кристалла и выступающей в качестве субволнового оптического демультимплексора;
- в) показано, что метод микроскопии утечки излучения может применяться для исследования модового состава блоховских поверхностных волн в волноводах на поверхности одномерных фотонных кристаллов в видимом и ближнем ИК диапазонах;
- г) впервые показана субпикосекундная полностью оптическая модуляция интенсивности света, рассеянного на полупроводниковой метаповерхности в направлении дифракционных порядков, при помощи изменения диаграммы рассеяния ми-резонансных наночастиц, составляющих метаповерхность.

Теоретическая и практическая значимость работы заключается в разработке нового способа возбуждения БПВ, а также изучения их распространения в новом типе волноводных структур. Данное исследование расширяет возможности использования субволновых устройств различной сложности, созданных методами лазерного переноса, для задач интегральной оптики, таких как детектирование, обработка и распространение оптического сигнала. Важным является исследование эффекта полностью оптической модуляции света в полупроводниковых метаповерхностях, позволяющего создавать компактные сверхбыстрые полностью оптические переключатели, работающие при малых значениях плотности энергии. Эти разработки могут быть использованы для задач оптических вычислений и применены в оптических компьютерах и других устройствах.

Методология диссертационного исследования

Методология проведённых в работе исследований является общей и построена вокруг экспериментальной установки, позволяющей проводить оптическую микроскопию рассеянного на объектах света и возбуждённых волноводных мод с субмикронным пространственным и субпикосекундным временным разрешением. Для времязадающей спектроскопии метаповерхностей, состоящих из мезорезонансных частиц, в канале заведения рассматриваемой установки была реализована методика «накачка-зонд» с использованием фемтосекундного лазерного излучения. Для визуализации рассеяния света или распространения БПВ в канале детектирования была реализована микроскопия задней фокальной плоскости, в которой строится изображение в пространстве волновых векторов. С помощью созданной установки были получены темнопольные изображения образцов, произведена стандартная микроскопия в геометрии на пропускание, микроскопия утечки излучения БПВ. Также изображения образцов были получены методами атомно-силовой и растровой электронной микроскопии. Численные расчёты производились с помощью метода конечных разностей во временной области и с помощью метода матриц распространения.

Объект и предмет исследования

В роли объекта исследований в настоящей работе выступают БПВ, одномерные ФК, резонансы рассеяния Ми, дифракция света и полупроводниковые метаповерхности. Предметом исследований являются направленное возбуждение БПВ с помощью мезорезонансных частиц на поверхности ФК, визуализация модового состава БПВ на поверхности фотонного кристалла и внутри волноводных структур и сверхбыстрая динамика полностью оптического переключения в метаповерхностях.

Объём и структура диссертации:

Диссертационная работа включает в себя *Введение*, *Основную часть* в виде четырёх глав (обзор литературы и три оригинальные главы), *Заключение*, содержащее выводы, *Список литературы*, а также *Приложение*. Общий объём диссертации – 178 страниц, включая 101 рисунок и 5 таблиц. Библиография включает 202 наименования на 16 страницах.

Основная часть работы имеет следующую **структуру**:

Первая глава является обзором литературы и посвящена физике резонансов типа Ми, анализу исследований активных и пассивных метаповерхностей, обзору физики блоховских поверхностных волн, а также содержит описание основных экспериментальных методик, используемых в работе.

Вторая глава посвящена экспериментальной реализации возбуждения БПВ на поверхности одномерного ФК с помощью одиночной кремниевой мезорезонансной частицы.

Третья глава посвящена экспериментальному наблюдению распространения волноводных мод БПВ в полимерных волноводах на поверхности ФК, а также изучению их модового состава.

Четвёртая глава посвящена экспериментальному изучению сверхбыстрой модуляции первых порядков дифракции лазерного излучения на метаповерхностях из олигомеров мезорезонансных частиц арсенида галлия

Положения, выносимые на защиту:

- а) Одинокная ми-резонансная кремниевая частица, расположенная на поверхности одномерного фотонного кристалла, позволяет возбуждать блоховские поверхностные волны, направление которых определяется спектральным положением ми-резонанса частицы относительно длины волны возбуждения.
- б) Метод оптической микроскопии утечки излучения позволяет визуализировать и определять модовый состав и характеристики блоховских поверхностных волн в волноводных структурах на поверхности одномерных фотонных кристаллов.
- в) Метаповерхность из олигомеров ми-резонансных частиц арсенида галлия позволяет реализовать полностью оптическое управление интенсивностью света дифракционных максимумов на субпикосекундных временах.

Личный вклад автора является определяющим: все результаты в данной работе получены либо автором самостоятельно, либо при его непосредственном участии, включая дизайн, сборку, юстировку и автоматизацию экспериментальных установок, проведение всех измерений и интерпретацию полученных результатов. Создание волноводных структур проводилось совместно с К. А. Абрашитовой, а их теоретическое исследование – совместно с К. Р. Сафроновым. Вклад автора в разработку методики визуализации БПВ и экспериментальное исследование распространения БПВ в волноводных структурах в указанных работах является определяющим.

Достоверность результатов, полученных в работе, подтверждается их воспроизводимостью при повторении измерений и согласованностью с результатами расчётов. Все экспериментальные результаты были получены на современном оборудовании, неоднократно обсуждались на лабораторных и кафедральных семинарах и докладывались на специализированных российских и международных научных конференциях по тематике работы. Полученные результаты являются новыми и на момент публикаций в научных журналах демонстрировались впервые.

Апробация работы

Основные результаты диссертационной работы **опубликованы** в 9 печатных работах в рецензируемых научных журналах, индексируемых международными базами цитирований Web of Science, Scopus и RSCI [A1-A9], включая 6 работ в периодических изданиях [A1-A6]. Результаты, отражённые в настоящей диссертации, представлены на научных семинарах кафедры Квантовой электроники и кафедры Нанопотоники МГУ имени М.В. Ломоносова, а также представлены в докладах на 16 российских и международных конференциях, среди которых: «International Conference on Metamaterials and Nanophotonics METANANO» 2017 (Владивосток, РФ), 2019 (Санкт-Петербург, РФ), 2020 (Онлайн), «SPIE Optics+Photonics» 2019 (Сан-Диего, США), 2020 (Онлайн), «Conference on Lasers and Electro-Optics/Pacific Rim (CLEO PR)» 2020 (Онлайн), «Мокеров-

ские чтения» 2022 (Москва, РФ), «Енисейская фотоника» 2022 (Красноярск, РФ).

Публикации автора по теме диссертации в рецензируемых периодических научных журналах, индексируемых международными базами цитирований *Web of Science*, *Scopus* и *RSCI*:

- [A1] **Gulkin D. N.**, Popkova A. A., Afinogenov B. I., Shilkin D. A., Kuršelis K., Chichkov B. N., Bessonov V. O. & Fedyanin A. A. Mie-driven directional nanocoupler for Bloch surface wave photonic platform. *Nanophotonics*, 10(11), 2939-2947 (2021). (**IF=8.45**, **DOI**). Вклад автора 40%.
- [A2] Abrashitova K. A., **Gulkin D. N.**, Safronov K. R., Kokareva N. G., Antropov I. M., Bessonov V. O. & Fedyanin A. A. Bloch surface wave photonic device fabricated by femtosecond laser polymerisation technique. *Applied Sciences*, 8(1), 63 (2018). (**IF=2.68**, **DOI**). Вклад автора 40%.
- [A3] Safronov K. R., **Gulkin D. N.**, Antropov I. M., Abrashitova K. A., Bessonov V. O. & Fedyanin A. A. Multimode interference of Bloch surface electromagnetic waves. *ACS Nano*, 14(8), 10428-10437 (2020). (**IF=15.88**, **DOI**). Вклад автора 40%.
- [A4] Kokareva N. G., Afinogenov B. I., **Gulkin D. N.**, Shilkin D. A., Zhigunov D. M., Bessonov V. O. & Fedyanin A. A. Directional excitation of Bloch surface wave with silicon nanoparticle. *AIP Conference Proceedings*, 2300 (1), 020058 (2020). (**IF=0.4**, **DOI**). Вклад автора 30%.
- [A5] **Gulkin D. N.**, Abrashitova K. A., Safronov K. R., Kokareva N. G., Antropov I. M., Bessonov V. O. & Fedyanin A. A. Bloch-surface-waves based photonic devices studied by leakage radiation microscopy. *AIP Conference Proceedings*, 1874(1), 030016 (2017). (**IF=0.4**, **DOI**). Вклад автора 70%.
- [A6] Abrashitova K. A., **Gulkin D. N.**, Kokareva N. G., Safronov K. R., Chizhov A. S., Ezhov A. A., Bessonov V. O. & Fedyanin A. A. Nonlinear polymer / quantum dots nanocomposite for two-photon nanolithography of photonic devices. *Advanced Fabrication Technologies for Micro / Nano Optics and Photonics X*, 10115, 1011510 (2017). (**IF=0.38**, **DOI**). Вклад автора 40%.

иные публикации по теме диссертации в материалах конференций, индексируемых международными базами цитирований *Web of Science*, *Scopus* и *RSCI*:

- [A7] Safronov K. R., **Gulkin D. N.**, Antropov I. M., Abrashitova K. A., Bessonov V. O. & Fedyanin A. A. Bloch-surface-waves controlling devices fabricated by two-photon polymerization. *The European Conference on Lasers and Electro-Optics, ck_8_5* (2019). (**IF=1.1**, **DOI**). Вклад автора 40%.
- [A8] Snigirev V. S., Shorokhov A. S., **Gulkin D. N.**, Bessonov V. O., Soboleva I. V. & Fedyanin A. A. Ultrafast all-optical switching in III-V semiconductor resonant nanostructures. *Conference on Lasers and Electro-Optics Europe & European Quantum Electronics Conference (CLEO/Europe-EQEC)*, pp. 1-1 (2019). (**IF=1.1**, **DOI**). Вклад автора 30%.

- [A9] Shorokhov A. S., **Gulkin D. N.**, Snigirev V. S., Ryabko M. V., Bessonov V. O. & Fedyanin A. A. Ultrafast Light Redistribution Between Diffraction Orders by GaAs Metasurface. *Conference on Lasers and Electro-Optics/Pacific Rim*, C1B_3 (2020). (**IF=0.7**, **DOI**). Вклад автора 40%.

Электронный адрес: gulkin@nanolab.phys.msu.ru.

Оригиналы всех опубликованных статей по данной работе, а также всех цитируемых далее статей расположены в репозитории [Gulkin-PhD-thesis](#).

Глава I.

Обзор литературы: микроскопия задней фокальной плоскости и резонансные оптические состояния в фотонных кристаллах и полупроводниковых метаповерхностях

1. Микроскопия задней фокальной плоскости

Диссертационная работа посвящена экспериментальному обнаружению эффектов управления светом при помощи резонансных оптических состояний. Во многих задачах для экспериментального изучения распространения света требуются эффективные методы по обнаружению эффектов управления светом с пространственным, спектральным и угловым разрешением [1]. Например, методология исследования и анализа субволновых объектов и большого класса эффектов, происходящих в них, таких как возбуждение и распространение поверхностных волн в волноводных структурах или модуляция света, требует использования специальных оптических систем, позволяющих проводить временную и пространственную микроскопию рассеянного на объектах света. Выделяется два основных типа методик, реализующих оптическую микроскопию, поскольку изучение света можно производить в зонах ближнего и дальнего полей [2, 3]. Для измерения ближнего поля основным оптическим подходом является *сканирующая ближнепольная оптическая микроскопия* (СБОМ, англ. Scanning Near-Field Optical Microscopy, SNOM) [4]. Ко второму типу методик для измерений в дальней зоне относятся *микроскопия задней фокальной плоскости* (англ. Back focal plane imaging microscopy) [5] и *микроскопия утечки излучения* (англ. Leakage radiation microscopy) [6, 7], каждая из которых позволяет производить изучение света в пространстве волновых векторов. С точки зрения оборудования вторая методика является наиболее удобной и простой. Также в методе СБОМ скани-

рование поверхности для получения распределения поля, как правило, требует значительного времени. Также преимуществом исследования в дальней зоне заключается в том, что такой подход не влияет на измеряемые явления и их характеристики. В диссертационной работе отработана экспериментальная методика обнаружения и изучения резонансных оптических состояний в субволновых объектах, объединяющая обе указанные оптические методики измерения в дальней зоне. Для удобства понимания общих принципов оптической микроскопии в дальней зоне в этом разделе предварительно будут рассмотрены принципы оптики в двумерном и трёхмерном пространстве.

1.1. Геометрическая оптика

Известно, что идеальная собирающая линза с фокусным расстоянием f имеет две фокальные плоскости [8–10]. Для однозначности направление излучения от источника (например, лазера) будет рассматриваться как слева направо. Тогда фокальные плоскости будут называться **передняя** и **задняя фокальная плоскость** (ПФП и ЗФП), которые расположены в левом и правом полупространстве от линзы соответственно. Т.е. в полупространстве с ПФП будут помещены объекты, изображения которых будут строиться в полупространстве с ЗФП.

В этом разделе для упрощения будет рассматриваться модель плоской идеальной линзы; рассмотрение случаев выпуклой линзы с двумя полуплоскостями со сферической формой поверхностей или системы склеенных линз (дуплетов) изложены в [10]. Такое упрощение связано с тем, что другие случаи являются громоздкими для качественного анализа. Использование таких линз в экспериментах сопряжено с появлением оптических искажений, природа которых определяется волновыми свойствами света (дифракцией), а также геометрическими эффектами при преломлении и отражении лучей на поверхностях линз, таких как сферическая и хроматическая аберрация, кома, астигматизм, дисторсия и др. Эти искажения влияют на качество изображения, и их необходимо учитывать. Однако для наблюдения объектов эксперимента обычно используются объективы (или микроскопы с объективами) – специальные оптические системы, состоящие из большого числа различных линз, минимизирующих аберрации. Используемые объективы эффективно работают как плоская идеальная линза с конечным полем зрения – областью, за пределами которой объектив не будет работать как идеальная линза. Обычно поле зрения объектива имеет круглую форму. Простейшие примеры построения изображений в задней фокальной плоскости собирающей линзы представлены на рисунке I.1а,б.

Для собирающей линзы в двумерном пространстве существует ряд лемм. Например, если из точки C , находящейся в ПФП на расстоянии, равном фокусному расстоянию f собирающей линзы с центром O , провести две непараллельные прямые a и b , пересекающие плоскость линзы, то в правой полуплоскости после собирающей линзы продолжения этих прямых будут параллельны друг другу (на рис. I.1а они обозначены как a' и b' соответственно). Вторая лемма заключается в том, что если две параллельные друг другу различные прямые a и b (одна из которых, например, проходит через точку C) пересекают линзу, то в правой полуплоскости продолжения этих прямых являются прямыми, пересекающимися в точке,

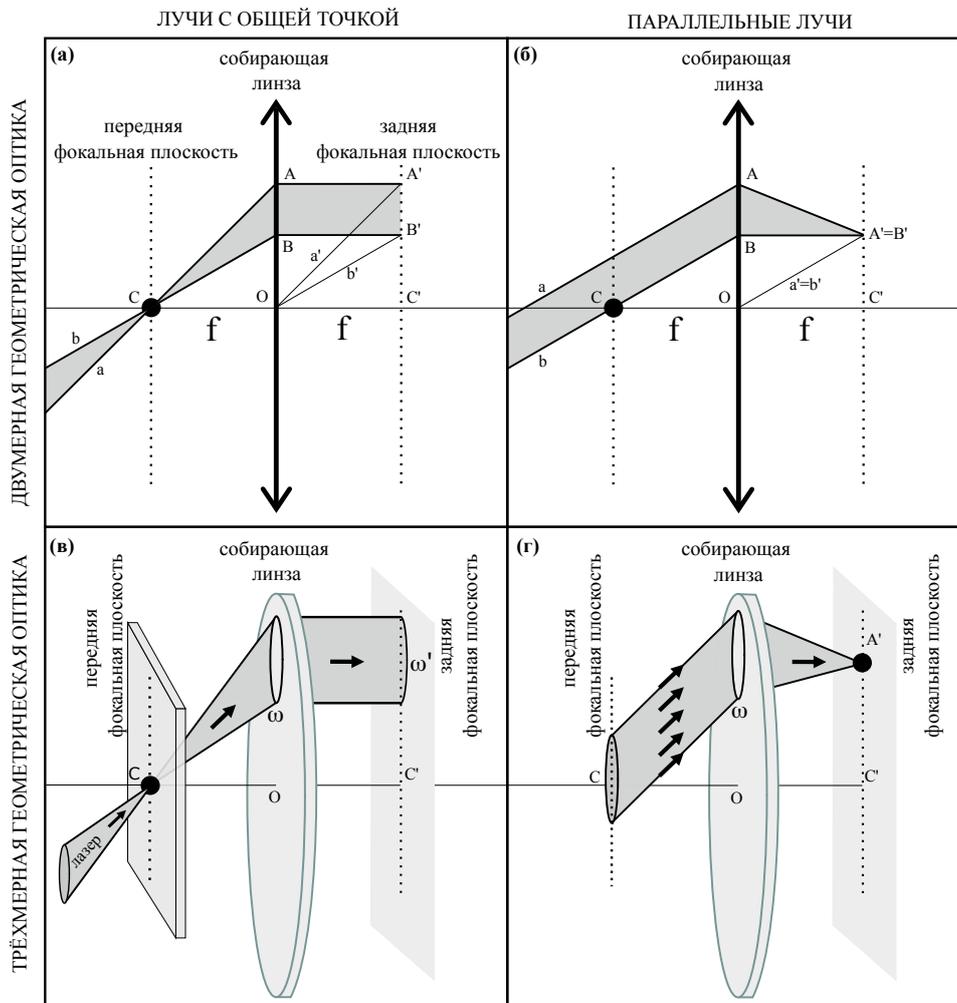


Рис. 1.1: Геометрическая оптика для собирающей линзы в двумерном и трёхмерном пространстве.

расположенной в ЗФП (рис. 1.1б). Обобщённые аналоги таких лемм для трёхмерного пространства показаны на рисунках 1.1в,г. Например, множество всех пересекающихся в точке C прямых, попадающих в телесный угол ($< 2\pi$) с вершиной в точке C , после пересечения плоскости собирающей линзы будут образовывать окружность ω' , радиус которой определяется лишь величиной телесного угла и фокусным расстоянием f и может быть ограничен апертурой линзы или объектива. Такое построение соответствует случаю, когда наблюдаемый в эксперименте образец помещён в фокус линзы, например на подложку, и освещается сфокусированным лазерным излучением, или же когда рассматривается излучение точечного источника, помещённого в фокус линзы. На рисунке 1.1в окружность ω' имеет конечный радиус. Для идеальной бесконечной линзы при угле расходимости 2π (угол между a и b) диаметр окружности $\omega' = \infty$. Вторым примером с параллельными лучами из рис. 1.1б соответствует случаю с набором (пучком) параллельных лучей, пересекающих линзу в некую область ω . Тогда после собирающей линзы образом ω в ЗФП будет являться точка, обозначенная на рис. 1.1г как A' . Данный пример эквивалентен случаю коллимированного лазерного излучения, направленного на поверхность линзы и имеющего ортогональное сечение, равное области ω . Такое излучение в геометрической оптике после собирающей

линзы фокусируется в точку.

В эксперименте (из-за явления дифракции и следствия из неё в виде дифракционной расходимости сфокусированного пучка) параллельные лучи коллимированного лазерного излучения фокусируются не в точку, а в пятно [9]. Формула для радиуса r_f такого пятна выводится из закона сохранения энергии, из которого можно получить оценку для поперечного размера изображения, получаемого в фокусе линзы (в области перетяжки) [9, 11]. Для плоской волны с интенсивностью I_0 и длиной волны λ и круглым профилем поперечного сечения радиуса r_0 вся энергия, попавшая на линзу, будет сосредоточена в перетяжке $\pi r_0^2 * I_0 = \pi r_f^2 * I_f$, где I_f – интенсивность в точке фокуса (в перетяжке). Эта величина равна $I_f = \left(\frac{N}{2}\pi\right)^2 * I_0$, где N – число зон Френеля [9]. Тогда можно получить:

$$r_0^2 I_0 = r_f^2 \frac{\pi^2}{4} N^2 I_0 = r_f^2 \frac{\pi^2}{4} \left(\frac{r_0^2}{\lambda f}\right)^2 I_0 \quad \rightarrow \quad r_f = \frac{2 \lambda f}{\pi r_0} = \frac{4 \lambda f}{\pi d_0} \approx 0,78 \frac{\lambda f}{d_0} \approx \frac{\lambda f}{d_0}. \quad (1)$$

где d_0 – диаметр линзы.

1.2. Пространство волновых векторов

Задняя фокальная плоскость в литературе иногда называется **фурье-плоскостью** (англ. Back focal plane или Fourier plane), поскольку картина, наблюдаемая в ЗФП, является *Фурье-образом* наблюдаемого в ПФП изображения, а линза осуществляет *пространственное преобразование Фурье* [9, 12]. Это связано с тем, что линза является анализатором, пространственно разделяющим монохроматические волны в световом возмущении, попадающим на линзу. Если обозначить, что данная линза имеет функцию пропускания $t(x)$, то разложение по плоским волнам соответствует преобразованию Фурье от этой функции. С помощью картины в ЗФП можно получить представление о спектре плоских волн падающего на линзу волнового фронта. Следовательно, с помощью линзы осуществляется преобразование Фурье. Это утверждение также основано на теореме Фурье [12] для периодических функций $t(x)$; формулировка теоремы изложена в Приложении (теорема 3). Теорема утверждает, что эти функции представимы в виде суммы бесконечного множества гармонических составляющих, имеющих кратные частоты, т. е. в виде ряда Фурье, где в комплексной форме этот ряд имеет вид ряда с комплексными амплитудами C_n : $t(x) = \sum_{n=-\infty}^{\infty} C_n e^{in\omega x}$, где ω – пространственная частота, $n \in \mathbb{Z}$.

В общем случае плоскость образца может не совпадать с передней фокальной плоскостью, тогда распределение света в ЗФП будет воспроизводить лишь распределение амплитуд плоских волн, взаимодействующих с поверхностью образца (со всеми объектами на поверхности, образцами, грязью, структурами), в то время как фазовые соотношения оказываются искажёнными и не соответствуют аргументам комплексных амплитуд в выражении 2. Иными словами, фазовые соотношения изменяются при изменении расстояния между плоскостью образца и ПФП. Если эти плоскости совпадают (говорят, что объектив сфокусирован на образце), то в ЗФП восстанавливаются амплитудные и фазовые соотношения между плоскими волнами, т.е. строго осуществляется комплексное

фурье-преобразование; доказательство этого утверждения приведено в [9]. Однако в дальнейшей работе будут использоваться способы детектирования, регистрирующие только интенсивность волны, т.е. усреднённый по времени квадрат амплитуды поля, а также направление распространения волны, т.е. её волновых векторов \vec{k} -векторов). Это связано с уже отмеченным фактом, изображённым на рисунке I.1г, что два параллельных луча, попадающих на линзу/объектив, в ЗФП будут иметь общую точку. Из этого можно сделать вывод, что если вдоль этих двух направлений будут расположены два волновых вектора \vec{k}_1 и \vec{k}_2 , то они также будут выглядеть в ЗФП как одна точка. Если также взять близко расположенный к ним вектор \vec{k}_i , параллельный этим, то он тоже будет в ЗФП представлен одной точкой. Таким образом, в ЗФП можно измерять волновые вектора, пересекающие линзу: лучи, исходящие из разных точек в ПФП (люминесценция точечного или малого объекта), будут разлагаться на \vec{k} -вектора, и в ЗФП будет строиться изображение, каждой точке i которого будет соответствовать набор параллельных \vec{k}_i и друг другу векторов.

Для описания ЗФП в качестве \vec{k} -пространства, необходимо описать известные правила евклидовой метрики: в этом трёхмерном конфигурационном пространстве волновой вектор \vec{k} может быть разложен по трём осям x , y и z на три проекционные компоненты (координаты) $\vec{k} = \{k_x, k_y, k_z\}$, причём, согласно теореме Пифагора, для модуля вектора получится $|\vec{k}|^2 = k_x^2 + k_y^2 + k_z^2$. В сферической системе координат проекции примут вид [13]: $k_x = k * \sin \delta * \cos \theta$, $k_y = k * \sin \delta * \sin \theta$, $k_z = k * \cos \delta$, где θ – угол между направлением вектора \vec{k} и осью z , а δ – угол между проекцией вектора \vec{k} на плоскость $(x; y)$ и осью x (рисунк I.2а). Совокуп-

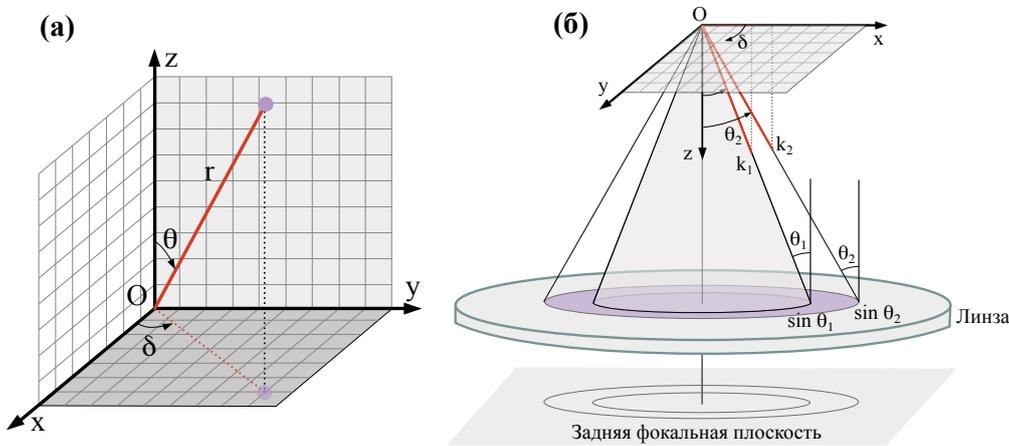


Рис. I.2: Представление волнового вектора в полярных координатах и его пространственная интерпретация: а – обозначение полярных координат; б – расположение образца и линзы.

ность всех векторов \vec{k}_1 , распространяющихся под углом θ_1 к оси z из некой точки O (из начала координат или, например, от излучающего объекта), расположенной в ПФП линзы, будет образовывать прямой круговой конус с углом раствора θ_1 (апертурный угол). Если фокус линзы равен f , то радиус основания конуса r на линзе равен $f * \sin \theta_1$. **Числовой апертурой** (ЧА, англ. NA, *numerical aperture*) называется произведение показателя преломления среды между пред-

метом и объективом на синус апертурного угла: $\text{ЧА} = n_{\text{среды}} \cdot \sin \theta$. Можно отметить, что круговой конус с углом раствора, соответствующим $\text{ЧА} = 1$, иногда в литературе называют **световым конусом** (англ. *light cone*, [14]).

* * *

Теперь можно перейти к рассмотрению более сложных оптических систем – объективов. Они в первом приближении работают как собирающая линза и имеют ПФП и ЗФП. Основываясь на описанном уравнении Снелла (раздел 4.4) для угла полного внутреннего отражения, максимальное значение числовой апертуры $\text{ЧА}_{\text{макс}}$, называемое обычно **числовой апертурой объектива**, определяется значением максимального угла апертуры $\theta_{\text{макс}}$, допустимого для данного объектива (при данном диаметре зрачка объектива), т.е. для которого объектив будет работать, т.е. $\text{ЧА}_{\text{объектива}} = \text{ЧА}_{\text{макс}} = n_{\text{среды}} \cdot \sin \theta_{\text{макс}}$. Этот параметр является одним из ключевых при выборе коммерческих объективов в экспериментах. Другими важными параметрами являются фокусное расстояние, значение увеличения объектива, рабочее расстояние объектива, т.е. расстоянием между ПФП и поверхностью покрытия передней линзы объектива, а также его возможности по компенсации абберации. Стоит отметить, что рабочее расстояние обычно значительно меньше фокусного расстояния объектива – особенность конструкции объективов – что накладывает ограничения на подбор толщин подложек, на которых располагаются образцы. Значение $\text{ЧА} = 1$ является максимально возможным для воздушных объективов (т.е. работающих с воздушной средой между объективом и образцом), а значения числовой апертуры выше 1 достигаются при использовании **иммерсионных объективов**, т.е. использующих иммерсию с показателем преломления $n_{\text{имм}} > 1$ (например, специальное жидкое иммерсионное масло) в качестве среды между объективом и образцом.

В работе [15] рассказывается о методах измерения числовой апертуры объективов. Среди них есть и интерференционные методы, и методы на основе измерения углов световых лучей. В указанной работе также предложен метод, основанный на изучении физики флуоресцирующих молекул на границе стекло/воздух, работающий для любого апланатического объектива. *Апланатизм* – состояние оптической системы, характеризующееся отсутствием комы и сферической абберации, которое выполняется только для какой-то области изображения предмета (например, в окрестности оси объектива). Поэтому в апланатическом объективе скорректированы и исправлены сферическая и хроматическая абберации, а также кома и другие эффекты, и объектив, как правило, состоит из двух ахроматических линз, между которыми расположена диафрагма. Иногда апланатический объектив определяется как объектив, который подчиняется *условию синуса Аббе* (или *условию апланатизма*). Условие синусов Аббе сформулировано для одной преломляющей сферической поверхности или для составной оптической системы [16]:

$$V = \frac{n \cdot \sin \theta}{n' \sin \theta'} = \text{const}, \quad (2)$$

где V – увеличение оптической системы, n, n' – показатели преломления сред из полупространств предметов и изображений (в терминологии этой работы это

«слева» и «справа» от линзы соответственно), а θ, θ' – соответствующие углы. Если кома и сферические aberrации отсутствуют, то это условие выполняется для всех лучей; в таком случае под *изопланатизмом* понимается тот случай, когда нет комы, а есть только сферические aberrации. Коммерческие объективы представляют из себя комбинацию различных линз с различной конфигурацией. Отличие заключается лишь в том, как они корректируют сферическую и хроматическую aberrацию, с какими длинами волн и с каким количеством цветов они работают. Стоит отметить, что апланатизм является общей характеристикой тех объективов, которые будут использоваться в данной работе в дальнейшем, поэтому в *обзоре литературы* не будет уточнений, какой объектив использовался в конкретной работе или формуле. В *оригинальных главах* данной работы будут использоваться планахроматические объективы (Ломо), которые состоят из квазиапланатической линзы (используется, когда предмет расположен на бесконечности) и апланатического мениска, полуахроматический объектив (Микромед) и полуплан-полуапохроматический объектив (Olympus).

Учитывая условие Аббе 2, можно получить линейную зависимость для апланатической линзы с фокусным расстоянием f между синусом угла излучения $\sin \theta$, исходящего из фокуса объектива, и радиусом изображения ρ в задней фокальной плоскости. Зависимость определяется выражением:

$$\rho = f * n_2 * \sin \theta. \quad (3)$$

На рисунке I.3 представлена математическая модель распределения интенсивности рассеяния флуоресцирующей молекулы, использующейся в работе [15], для случая бесконечной линзы (объектива). Распределение представлено одновременно как в проекции на ось распространения (рис. I.3а), так и в изображении ЗФП (рис. I.3б). Существует верхний предел для угла сбора, ограниченный значением числовой апертуры $\text{ЧА}_{\text{объектива}}$, собирающего излучение объектива. Иными словами, всё изображение ЗФП будет ограничено окружностью с радиусом $\rho_{\text{макс}}$, соответствующим числовой апертуре $\text{ЧА}_{\text{объектива}}$. Также важной окружностью в ЗФП является окружность, соответствующая углу полного внутреннего отражения $\theta_{\text{пво}}$ (обозначаемого в разделе 4.4 ранее как $\theta_2^{\text{макс}}$), который равен $\arcsin(n_1/n_2)$. Это значение является важным свойством ЗФП, поскольку под углом полного внутреннего отражения возникает разрыв картины углового распределения света. Исходя из этого, можно определить значение числовой апертуры объектива как [15] $\text{ЧА} = \rho_{\text{макс}}/\rho_{\text{пво}}$, где $\rho_{\text{пво}}$ – радиус окружности, соответствующий углу полного внутреннего отражения и разрыву изображения ЗФП.

В работе [1] было продемонстрировано сравнение принципа работы объектива в качестве собирающей линзы, обладающей ПФП и ЗФП. В работе показано, как изучение ЗФП может помочь в исследовании оптических свойств объектов (в работе изучались трёхмерные коллоидальные фотонные кристаллы). Принцип сравнения заключался в том, что апланатические объективы микроскопов удовлетворяют условию Аббе 2: $\rho = f * n_2 * \sin \theta$, т.е. свет, испущенный под углом θ к оптической оси из точки, расположенной в ПФП, выходит из объектива микроскопа на расстоянии ρ от оптической оси. Луч света, излучаемый из любого другого произвольного положения (в том числе не из ПФП), но под таким же

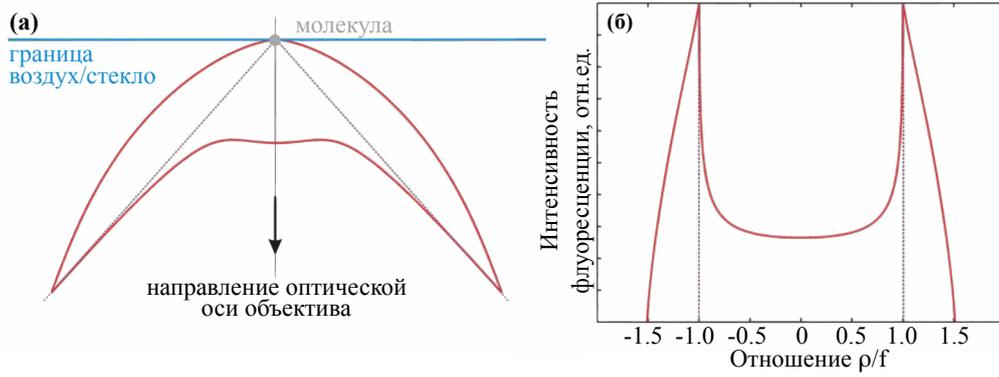


Рис. 1.3: а – Угловое распределение излучения в стекле для изотропно ориентированных молекул, расположенных на границе раздела воздух/стекло при возбуждении молекулы в плоскости границы раздела светом с круговой поляризацией: максимум излучения наблюдается при значении угла полного внутреннего отражения (ПВО), обозначенном красными пунктирными линиями; б – распределение интенсивности флуоресценции в задней фокальной плоскости объектива как функция отношения величины расстояния ρ от центра оптической оси к величине фокусного расстояния f объектива: вертикальные пунктирные красные линии показывают положение угла ПВО соответственно (адаптировано из [15]).

углом θ , после линзы объектива не будет параллелен оптической оси, но всё же будет иметь такое же расстояние ρ в ЗФП. Таким образом, все параллельные лучи света (весь свет, излучаемый в одном направлении) фокусируются в одну точку в ЗФП. На основании уравнения для радиуса изображения ρ можно получить, что числовая апертура объектива определяется как [1] $ЧА = n_{\text{среды}} \sin \theta_{\text{макс}} = \rho_{\text{макс}}/f$. Тогда максимальное расстояние от оптической оси $\rho_{\text{макс}}$, определяемое размером выходного зрачка объектива, приводит к уравнению

$$\sin \theta = \frac{\rho * ЧА}{\rho_{\text{макс}} * n_{\text{среды}}}. \tag{4}$$

Таким образом, каждой точке ЗФП соответствует определённое направление распространения, падающее на объектив, а числовая апертура ЧА определяет угловой диапазон, в котором объектив позволяет проводить исследование. Необходимо подчеркнуть, что картина в ЗФП имеет кольцевую структуру: есть наибольшее кольцо с числовой апертурой $ЧА = ЧА_{\text{макс}} = ЧА_{\text{объектива}}$, а также выделяется кольцо с $ЧА = 1$. Второе кольцо зачастую является различимым в контрасте с окружающей его областью. Дело в том, что свет претерпевает фазовый сдвиг при полном внутреннем отражении на границе раздела [17]. Значение этого фазового сдвига монотонно увеличивается от 0 при критическом угле до π при $\theta_{\text{падения}} = \pi/2$. По сути, это явление отвечает и за эффект Гуса-Хенхен, когда пучок конечных размеров подвергается большому боковому смещению при полном внутреннем отражении [18, 19]. Такой фазовый сдвиг обнаруживается в угловом распределении интенсивности, только если отражённый свет интерферирует с рассеянным светом на каких-либо образцах, неровностях или дефектах наблюдаемой поверхности. Поэтому в эксперименте область в ЗФП, соответствующая $ЧА = 1$, как правило, светится чуть ярче, нежели соседние области [17]. В расчё-

тах обычно данное кольцо не заметно, потому что трудно учесть шероховатость подложки.

Исходя из вышесказанного, наблюдаемую картину в ЗФП можно интерпретировать тремя способами, проиллюстрированными на рисунке I.4.

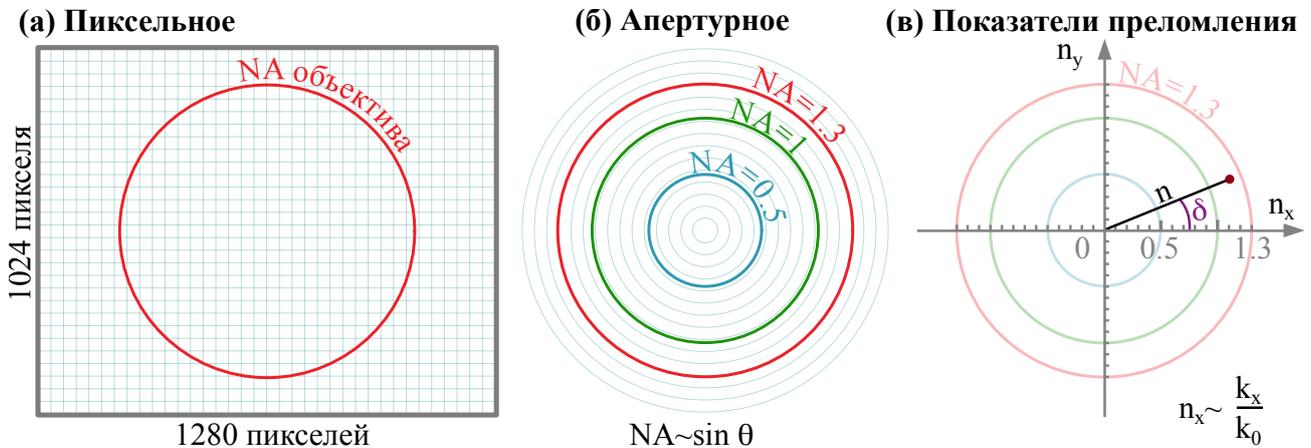


Рис. I.4: Способы интерпретации наблюдаемой в ЗФП картины: а – пиксельное описание, определяемое сеткой пикселей детектирующей фотоматрицы, б – апертурное описание, определяемое кольцами числовой апертуры, в – описание с помощью эффективного показателя преломления.

- а) **Пиксельное описание** (рис. I.4а): детектирование изображения ЗФП происходит с помощью размещённого в ЗФП регистрирующего объекта, например, матрицы камеры (ПЗС, КМОП), состоящей из пикселей (например, КМОП-камера Thorlabs [DCC1545M](#) имеет матрицу размером 1280×1024 пикселей). Тогда для нахождения значений радиусов изображения (формула 3) и всех расстояний в качестве единицы измерения используется количество пикселей. Таким образом, если известен линейный размер одного пикселя матрицы камеры, и известны увеличения используемой оптической системы, то можно восстановить истинный размер изображения. Все расстояния при таком подходе будут подобны истинным.
- б) **Апертурное описание** (рис. I.4б): изображение ЗФП имеет кольцевую структуру, и единственными линейными величинами, соответствующими радиусам этих колец, можно выбрать величину синуса угла раствора θ и пропорциональную ей величину числовой апертуры $ЧА = n \cdot \sin \theta$.
- в) **Описание с помощью эффективного показателя преломления** (рис. I.4в). В работе [17] условие синусов Аббе сформулировано для проекций волнового вектора на ось как $k_x/k_0 = \sin \theta_{\text{падения}} \sim n_x$ (где $k_0 = 2\pi/\lambda_0$). Исходя из того, что $(|k_x|^2 + |k_y|^2)_{\text{макс}} = k_0^2 \text{ЧА}^2$, то, например, в точке $\theta = 0$ проекция k_x/k_0 равна в точности ЧА. А поскольку $k_x/k_0 \sim n_x$, то величина n_x ставится в соответствие величине ЧА. Подобное описание позволяет измерять эффективные показатели преломления в ЗФП.

Отдельно стоит сказать, что пиксельный способ описания является единственным прямым измерением, в то время как остальные являются косвенными и связанными с пиксельным описанием. Однако при этом пиксельный способ основан на разрешении камеры и количеству засвечивающихся пикселей и не является строго эквивалентным двум другим. При его использовании производится построение *окружности на решётках* (рис. I.5). В работе [20] обсуждается возможность расположения окружностей на декартовой плоскости с узлами сетки или решётки. Такое расположение возможно только в ситуациях, когда для заданного натурального числа n окружность внутри себя содержит ровно n узлов целочисленной решётки \mathbb{Z}^2 или проходит ровно через n её узлов. Камера с разрешением матрицы 1280 на 1024 пикселей подходит под это приближение.

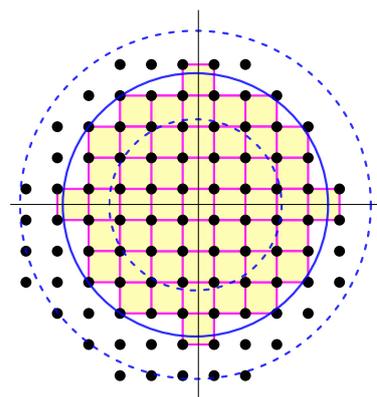


Рис. I.5: Окружность на решётках.

2. Фотоника на основе ми-резонансных структур

Важным инструментом для определения оптических характеристик объектов нано- и микромаштаба, таких как одиночные частицы, их массивы и другие сложные системы, является решение обратных задач рассеяния света на этих объектах [21]. Решению таких задач способствует быстрый прогресс в вычислительных алгоритмах, помогающих рассчитывать рассеяние на частицах произвольной формы с размерами, сопоставимыми с длиной волны излучения. Такие задачи, в случае малых размеров изучаемых объектов, сводятся к поиску решения для элементарных единиц системы.

2.1. Теория рассеяния Ми

Под **рассеянием** поля на препятствии здесь и далее понимается вторичное излучение от ускоренных под воздействием электрического поля падающей волны электрических зарядов препятствия, излучающих электромагнитную энергию во всех направлениях; таким образом рассеяние является комбинацией эффектов возбуждения и переизлучения. Поскольку существует два вклада в рассеяние на молекулах среды, воздействие поля падающей волны и вклад от вторичных полей других молекул, то рассматриваемая обратная задача является задачей многих тел. Например, значение показателя преломления среды (состоящей из этих молекул) также зависит от вклада множества молекул, поэтому в первом приближении решение задачи нахождения показателя преломления (не учитывающим рассеяние во всех направлениях) является закон Снелла.

Все среды, за исключением вакуума, на определённом масштабе являются неоднородными, т.е. в них можно выделить отдельные неоднородности (электроны, атомы), поэтому все среды могут рассеивать свет. В статистическом смысле

среда является однородной, если число частиц или молекул в выбранном объёме постоянно (при этом в любой другой момент времени оно может измениться). Подобные флуктуации ведут за собой *флуктуации плотности*, приводящие к рассеянию в оптически плотных средах, а также ведут *флуктуации концентрации* и *флуктуации диэлектрической проницаемости*. Значение диэлектрической проницаемости ε (связанной с комплексным показателем преломления n' как $\sqrt{\varepsilon} = n'$) зависит от частоты электромагнитной волны и является функцией пространственных координат. Флуктуация диэлектрической проницаемости в пространстве обусловлена откликом на воздействие электромагнитного излучения [22]. Наличие флуктуации показателя преломления (например, оптические неоднородности) приводит к случайным отклонениям направления световых лучей, комбинация которых является рассеянием света.

Упругие виды рассеяния (когда частота рассеянного света ω' под воздействием электрического поля падающей волны такая же, что и падающего света ω), обычно разделяются по соотношению размеров оптических неоднородностей d (масштабы флуктуаций) и длины волны излучения λ . Например, если размеры d много меньше длин волн, то это случай рассеяния *Рэля* или рассеяния *Тиндалля* [23]. Упругое **рассеяние Ми** наблюдается в случае, когда d сопоставимо с λ . Далее в работе будет рассматриваться этот случай рассеяния, как наиболее интересный для нанофотоники, многие элементы которой построены на субволновых резонаторах, к которым применимо рассеяние Ми.

Исторически рассеяние на сферических частицах с размерами, сопоставимыми с длиной падающей волны излучения, имеет множество названий, и в большинстве работ оно называется рассеянием Ми. В 1908 Густав Ми опубликовал работу [24], в которой с помощью электромагнитной теории Максвелла вычислялось поглощение и рассеяние света коллоидных растворов золота, объясняя таким образом изменение окраски частиц в зависимости от их диаметра. Решением схожих задач занимались до Ми также А. Клебш, решавший задачу о рассеянии упругих точечных источников на идеально жёсткой сфере с использованием потенциальных функций [25], Л. Лоренц, сделавший такой же расчёт, что и Ми, но без связывания решения с уравнениями Максвелла [26] и П. Дебай, рассматривавший радиационное давление на сферическую частицу [27]. Поэтому в литературе можно встретить также определение «рассеяние Лоренца-Ми» или «рассеяние Лоренца-Ми-Дебая». В дальнейшем определение *рассеяние типа Ми* стало шире и включает в себя области плазмоники, оптики ближнего поля и других областей фотоники, исследующих рассеивающие частицы, объекты или массивы (не обязательно однородные), размеры которых имеет порядок длины волны (в том числе субволновые и несколько длин волн). Рассеяние для них определяется геометрией и может быть аппроксимировано таким образом, что теория Ми становится применима для решения задач рассеяния [21].

Итоговый результат, получаемый в теории Ми, требует вычислений функций Риккати–Бесселя $\psi_n(mx)$ и $\xi_n(x)$, где m – отношение показателей преломления частицы и среды, x – размерный параметр, определяемый как $2\pi a/\lambda$, где a – радиус сферы, а λ – длина волны падающего света. Вычисления функции $\psi_n(mx)$ становятся достаточно сложными и требуют больших вычислительных мощно-

стей в том случае, если у комплексной величины mx мнимая часть станет очень большой [28].

В теории Ми имеется общий подход к решению задачи рассеяния/поглощения, в котором свойства и форма частицы влияют на характеристики рассеянного света. Определяется электромагнитное поле во всех точках частицы (1) и во всех точках однородной среды, окружающей её (2) с волновым вектором \vec{k} , при освещении частицы монохроматической волной с произвольной поляризацией. В [21] показано, что произвольное поле можно разложить на фурье-составляющие, являющиеся плоскими волнами, а значит, учитывая принцип суперпозиции, можно ограничиться рассмотрением плоских гармонических волн. Тогда поле $(\vec{E}_2; \vec{H}_2)$ в окружающей среде представимо (см. рис I.6) как суперпозиция падающего поля $(\vec{E}_i; \vec{H}_i)$ с частотой ω и длиной волны λ , а также рассеянного поля $(\vec{E}_s; \vec{H}_s)$:

$$\vec{E}_2 = \vec{E}_i + \vec{E}_s, \quad \vec{H}_2 = \vec{H}_i + \vec{H}_s, \quad (5)$$

где $\vec{E}_i = \vec{E}_0 \exp(i\vec{k} * \vec{x} - i\omega t)$ $\vec{H}_i = \vec{H}_0 \exp(i\vec{k} * \vec{x} - i\omega t)$.

Тогда в случае непрерывности диэлектрической ϵ и магнитной μ проницаемостей указанные поля удовлетворяют уравнениям Максвелла:

$$\begin{cases} \operatorname{div} \vec{E} = 0; \\ \operatorname{div} \vec{H} = 0; \\ \operatorname{rot} \vec{E} = i\omega\mu\vec{H}; \\ \operatorname{rot} \vec{H} = -i\omega\epsilon\vec{E}. \end{cases}$$

Для заданной скалярной волновой функции ξ , при условии что ξ является решением скалярного волнового уравнения $\nabla^2 \xi + k^2 \xi = 0$, можно показать, что \vec{E} и \vec{H} удовлетворяют **векторному волновому уравнению**. Это можно получить, применяя к уравнениям Максвелла (3-4) операцию ∇ и заменяя $k^2 = \omega^2 \epsilon \mu$ (получаются векторные уравнения Гельмгольца в сферических координатах):

$$\nabla^2 \vec{E} + k^2 \vec{E} = 0, \quad \nabla^2 \vec{H} + k^2 \vec{H} = 0. \quad (6)$$

Если обозначить через U электромагнитную мощность, принимаемую детектором в присутствии частицы и расположенным после неё, а за U_0 – аналогичную мощность, но без частицы, то $U_0 > U$. В таком случае говорится, что наличие частицы привело к *экстинкции* падающего пучка. Для непоглощающей среды

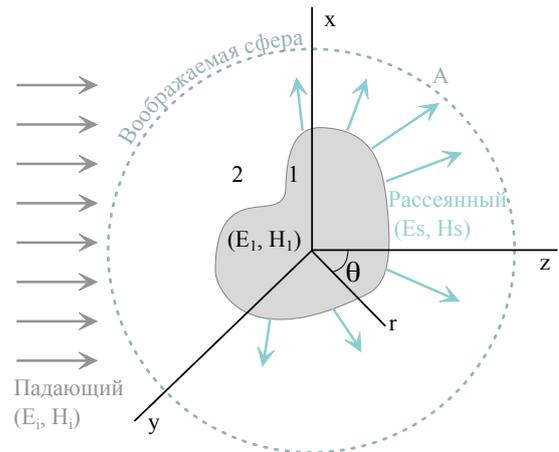


Рис. I.6: Падающее поле $(\vec{E}_i; \vec{H}_i)$ приводит к появлению поля $(\vec{E}_1; \vec{H}_1)$ внутри частицы и рассеянного поля $(\vec{E}_s; \vec{H}_s)$ в окружающую частицу среду.

разность $U_0 - U$ определяется поглощением в частице и рассеянием на ней. Вектор Пойтинга \vec{S} для точек вне частицы записывается как:

$$\begin{aligned} \vec{S} &= \frac{1}{2} \operatorname{Re} \left\{ \vec{E}_2 \times \vec{H}_2^* \right\} = \vec{S}_i + \vec{S}_s + \vec{S}_{\text{экт}}, \\ \text{где } \vec{S}_i &= \frac{1}{2} \operatorname{Re} \left\{ \vec{E}_i \times \vec{H}_i^* \right\}, \quad \vec{S}_s = \frac{1}{2} \operatorname{Re} \left\{ \vec{E}_s \times \vec{H}_s^* \right\}, \\ \vec{S}_{\text{экт}} &= \frac{1}{2} \operatorname{Re} \left\{ \vec{E}_i \times \vec{H}_s^* + \vec{E}_s \times \vec{H}_i^* \right\}. \end{aligned} \quad (7)$$

Здесь \vec{H}^* – комплексное сопряжение для \vec{H} , \vec{S}_i – вектор Пойтинга для падающей волны, который в случае непоглощающей среды не зависит от пространственных координат, \vec{S}_s – вектор Пойтинга рассеянного поля, $\vec{S}_{\text{экт}}$ – экстинкция падающего пучка, возникающая из-за взаимодействия падающей волны с рассеянной. Если окружить частицу воображаемой сферой A радиусом r , то полная скорость W_a , с которой электромагнитная энергия проходит через поверхность A этой сферы, выражается как:

$$\begin{aligned} W_a &= \int_A \vec{S} \hat{e}_r dA = W_i - W_s + W_{\text{экт}}, \\ \text{где } W_i &= - \int_A \vec{S}_i \hat{e}_r dA \equiv \text{для непоглощающей среды} \equiv 0, \\ W_s &= \int_A \vec{S}_s \hat{e}_r dA, \quad W_{\text{экт}} = - \int_A \vec{S}_{\text{экт}} \hat{e}_r dA, \end{aligned} \quad (8)$$

где W_s – скорость, с которой рассеянная энергия проходит через поверхность A . Тогда для непоглощающей среды $W_{\text{экт}} = W_a + W_s$. Если рассмотреть линейно-поляризованный свет (вдоль оси x), т.е. $\vec{E}_i = E \hat{e}_x$, а также то что W_a не зависит от радиуса (непоглощающая среда), то для предельного случая $kr \rightarrow \infty$ в работе [21] найдено выражение для $W_{\text{экт}}$:

$$W_{\text{экт}} = I_i \frac{4\pi}{k^2} \operatorname{Re} \left\{ \mathbf{X} \hat{e}_x \right\}_{\theta=0}, \quad (9)$$

где \mathbf{X} – векторная амплитуда рассеяния, связанная со скалярными элементами амплитудной матрицы рассеяния (параметры Стокса), I_i – интенсивность падающей волны, а отношение $W_{\text{экт}}/I_i$ имеет размерность площади и называется **сечение экстинкции**:

$$C_{\text{экт}} = \frac{W_{\text{экт}}}{I_i} = \frac{4\pi}{k^2} \operatorname{Re} \left\{ \mathbf{X} \hat{e}_x \right\}_{\theta=0} = C_{\text{погл}} + C_{\text{расс}}, \quad (10)$$

где $C_{\text{погл}} = \frac{W_a}{I_i}$ – **сечение поглощения**, $C_{\text{расс}} = \frac{W_s}{I_i}$ – **сечение рассеяния**.

Также, если ввести площадь проекции G частицы на плоскость, перпендикулярную падающему пучку (например, для шара с радиусом a площадь равна

$G = \pi a^2$), иногда называемые *геометрическим сечением частицы*, можно получить формулу для эффективности Q (или фактор эффективности) экстинкции, рассеяния и поглощения, которая в зависимости от параметров частицы может быть выше 1 (т.е. частица рассеивает и поглощает больше света, чем падает на её геометрическое сечение):

$$Q_{\text{экт}} = \frac{C_{\text{экт}}}{G}, \quad Q_{\text{погл}} = \frac{C_{\text{погл}}}{G}, \quad Q_{\text{расс}} = \frac{C_{\text{расс}}}{G}. \quad (11)$$

Опуская подробный ход решения задачи поиска поля волны для векторных волновых уравнений 6 и скалярной волновой функции ψ в сферических координатах для описанной системы с частицей можно записать итоговое разложение плоской волны для рассеянного поля по сферическим гармоникам:

$$\begin{aligned} \vec{E}_s &= E_0 \sum_{n=1}^{\infty} i^n \frac{2n+1}{n(n+1)} (ia_n \vec{N}_{e1n}^{(3)} - b_n \vec{M}_{o1n}^{(3)}), \\ \vec{H}_s &= \frac{k}{\omega\mu} E_0 \sum_{n=1}^{\infty} i^n \frac{2n+1}{n(n+1)} (ib_n \vec{N}_{o1n}^{(3)} + a_n \vec{M}_{e1n}^{(3)}), \end{aligned} \quad (12)$$

где a_n, b_n – коэффициенты ряда рассеяния, \vec{M}_{omn} и \vec{M}_{omn} – векторные сферические гармоники, ортогональные друг другу для всех m и n , порождаемые волновой функцией, верхний индекс (3) означает, что в радиальной части функций ψ_{omn} и ψ_{emn} расположены сферические функции Ганкеля; индексы e, o обозначают чётные (even) и нечётные (odd) гармоники, индексы m и n – порядок и степень (константы разделения) для присоединённой функции (полиномов) Лежандра $P_n^m(\cos \theta)$ (решения скалярного волнового уравнения в сферических координатах). В формулах 12 порядок $m = 1$, поскольку только в указанном случае коэффициенты в разложении плоской волны по векторным сферическим гармоникам не становятся равными нулю. Векторные сферические гармоники, порождаемые ψ_{omn} и ψ_{emn} с радиус-вектором \vec{r} имеют вид:

$$\begin{aligned} \vec{M}_{emn} &= \text{rot}(\vec{r}\psi_{emn}), & \vec{M}_{omn} &= \text{rot}(\vec{r}\psi_{omn}), & \text{– магнитные гармоники} & \quad (13) \\ \vec{N}_{emn} &= \frac{\text{rot}\vec{M}_{emn}}{k}, & \vec{N}_{omn} &= \frac{\text{rot}\vec{M}_{omn}}{k}, & \text{– электрические гармоники} & \end{aligned}$$

а коэффициенты ряда рассеяния при соблюдении граничных условий на границе между частицей и окружающей средой, а также условия ограниченности решения в начале координат выражаются через сферические бесселевы функции $j_n(\rho)$ (первого рода) и $h_n^{(1)}(\rho)$ (третьего рода или сферическая функция Ганкеля) как:

$$a_n = \frac{m\psi_n(mx)\psi'_n(x) - \psi_n(x)\psi'_n(mx)}{m\psi_n(mx)\xi'_n(x) - \xi_n(x)\psi'_n(mx)}, \quad b_n = \frac{\psi_n(mx)\psi'_n(x) - m\psi_n(x)\psi'_n(mx)}{\psi_n(mx)\xi'_n(x) - m\xi_n(x)\psi'_n(mx)}. \quad (14)$$

В последнем уравнении использовано сразу несколько сокращений, вводимых в решение: *параметр дифракции* $x=ka=\frac{2\pi Na}{\lambda}$, *относительный показатель преломления* $m=\frac{k_1}{k}=\frac{N_1}{N}$, где N_1 и N – показатели преломления частицы и среды соответственно, а также используется параметр $\rho=kr$ для которого введены функции

Рикаитти-Бесселя $\psi_n(\rho) = \rho j_n(\rho)$, $\xi_n(\rho) = \rho h_n^{(1)}(\rho)$. Тогда сечение рассеяния и сечения экстинкции равны:

$$C_{\text{расс}} = \frac{W_{\text{расс}}}{I_i} = \frac{2\pi}{k^2} \sum_{n=0}^{\infty} (2n+1) \operatorname{Re}(|a_n^2| + |b_n^2|), \quad (15)$$

$$C_{\text{экст}} = \frac{W_{\text{экст}}}{I_i} = \frac{2\pi}{k^2} \sum_{n=0}^{\infty} (2n+1) \operatorname{Re}(a_n + b_n).$$

2.2. Резонансы типа Ми

В современных вычислениях при рассмотрении эффектов в сложных кластерах структур, обычно в начале производятся вычисления для одиночных объектов. В случае если характерные размеры этих объектов (сферы, цилиндры, кубы и пр.) составляют несколько десятков или сотен нанометров и при условии, что поперечный размер объектов $L \sim \lambda/n$, где n – коэффициент преломления среды, то в таком случае применяется модель рассеяния Ми и её модификации, упрощающие вычисления [28]. Для быстрого вычисления решения классического уравнения Гельмгольца существует множество как аналитических, так и численных методов его исследования [29]. Некоторые из этих методов основаны на использовании разложения фундаментального решения рассматриваемого уравнения. В таком случае оптический отклик объекта на внешнее возмущение (например, отклик в виде спектра сечения рассеяния $C_{\text{расс}}$ со множеством локальных максимумов – **резонансов**) представим в виде суперпозиции вкладов элементарных излучателей, таких как диполей, квадруполь и т.д., возбуждающих как электрические, так и магнитные резонансы. Разложение оптического отклика на компоненты называется **мультипольным разложением**. Например, первый член разложения волновой функции оптического отклика соответствует потенциалу диполя (электрического и магнитного), обладающего дипольным моментом, вклад которого является доминирующим в случае, если полный заряд системы равен нулю: этот потенциал совпадает с потенциалом точечного диполя, дипольный момент которого равен дипольному моменту рассматриваемой системы зарядов. Второй член разложения является квадруполем (четыре равных по абсолютной величине заряда, расположенные в вершинах квадрата, причём знаки зарядов должны чередоваться), третий член разложения – это октуполь (система из восьми зарядов); последующие члены уже часто называют цифрами: 16-поль, 32-поль, 64-поль и т.д. или просто мультиполи высоких порядков.

Значения вкладов электрической и магнитной компонент являются разными для металла, диэлектрика и полупроводника: если для металлов магнитный отклик является несущественным по сравнению с электрическим, то для диэлектриков и полупроводников эти два отклика могут оказаться сопоставимыми по величине. В книге [30] было повторено и расширено найденное Густавом Ми точное решение системы уравнений Максвелла для случая рассеяния плоской световой волны сферической наночастицей: согласно показанному в книге решению, сильные резонансы рассеяния могут проявлять как металлические, так и диэлектрические сферические частицы, разница в которых при фиксированных

внешних параметрах и геометрических размерах лишь в знаке диэлектрической проницаемости. Различные устройства на плазмонной платформе, основанной на использовании металлов, находят применения в биосенсорах, элементах хранения информации и пр. [31]. Несмотря на имеющиеся преимущества этих платформ, такие как малые размеры схем и быстродействие схем, в видимом и ближнем ИК диапазонах использование указанных платформ ограничено. Например, они обладают высокими омическими потерями, уменьшающими длину распространения. Миллиметровая длина распространения ППП достижима лишь при очень слабой локализации поля, значительно превышающей длину волны излучения. Это ведёт к ограничению создания на основе металлов интегральных схем и энергоэффективных активных устройств, позволяющих полностью оптическим способом изменять оптический отклик системы и управлять распространяющимся на этих платформах светом.

Присутствие в частицах магнитного отклика на оптических частотах интересно для создания метаматериалов и метаповерхностей (см. раздел 2.3). Поскольку для металлов знак диэлектрической проницаемости ϵ отрицателен, то для металлических частиц сферической формы резонансы электрического типа значительно превышают их магнитные отклики. Поэтому для получения значимого магнитного отклика применяются различные сложные конфигурации геометрии структур, например, используются разомкнутые кольцевые резонаторы [32]. А вот для диэлектрических частиц ($\epsilon > 0$) даже сферической формы магнитный отклик может быть сопоставимым или даже превышающим электрический отклик.

Как было сказано, для анализа оптического отклика одиночного объекта или массива удобно рассматривать отдельные вклады каждого из порядков разложения. Например, в работе [33] обсуждалось влияние отдельных вкладов в рассеяние плоской волны света на субволновых диэлектрических и полупроводниковых объектах с возбуждаемыми в них резонансами типа Ми. Рассматриваемые резонансы Ми в работе также называются *морфологически зависимыми* резонансами, поскольку они зависят от размера и геометрии рассматриваемых частиц. На рисунке I.7а представлено сравнение спектральных зависимостей полного сечения рассеяния на кремниевой и золотой сферах диаметром 200 нм (рисунок I.7). Видно, что для кремниевой частицы спектр имеет более сложную форму, нежели для золотой частицы: в нём ощутимый вклад вносят не только электрические дипольные (ЭД, англ. ED) и магнитные дипольные (МД, англ. MD) резонансы, но и резонансы квадрупольные, электрический (ЭК, англ. EQ) и магнитный (МК, англ. MQ). В спектре для золотой частицы помимо ЭД резонанса практически отсутствуют другие резонансы (рис. I.7б). Также для кремниевой частицы видно, что максимальное значение сечения рассеяния для МД резонанса сравнимо с аналогичной величиной для ЭД резонанса, а в области длины волны 770 нм даже превышает его. Благодаря возникающим в сферических частицах генерации и интерференции мультиполей высокого порядка, величины сечения рассеяния которых могут быть сопоставимыми, открывается возможность манипулирования светом и точного управления диаграммой рассеяния, что является важным инструментом для практических применений, например, для создания высоко-

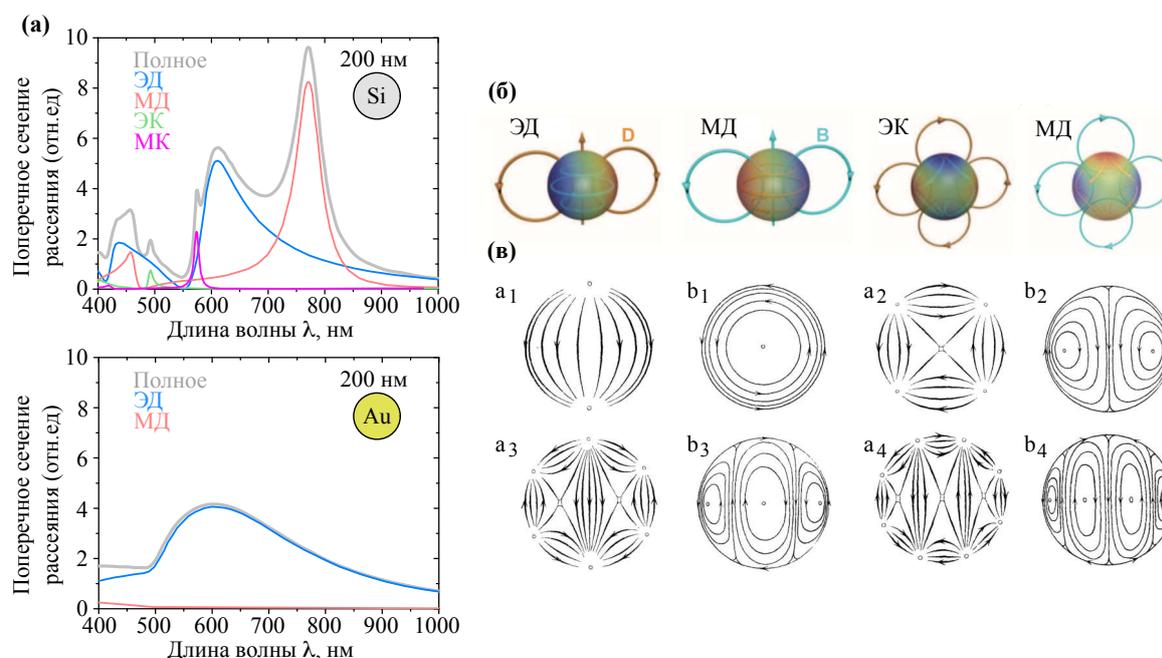


Рис. 1.7: Резонансы типа Ми: а – теоретические спектры рассеяния, рассчитанные по теории Ми для сферических наночастиц кремния и золота размером 200 нм в свободном пространстве; б – иллюстрации структуры поля для первой и второй фундаментальных электромагнитных мод (магнитный и электрический диполи и квадруполь), поддерживаемых сферической диэлектрической частицей (адаптировано из [31]); в – структура электрического поля: нормальные моды сферической частицы (адаптировано из [24]).

добротных резонансов Фано, в возникновении которых решающую роль играют МД резонансы отдельных диэлектрических частиц [33].

Возникновение МД резонанса является результатом взаимодействия поля электромагнитной волны падающего света с циркулярными токами смещения электрического поля внутри частицы в результате возникновения задержки фазы внутри частицы из-за проникновения поля. К возникновению циркулярных токов смещения (и как вследствие к возбуждению магнитного дипольного момента) приводит то, что поле внутри частицы колеблется в противофазе в двух противоположных частях сферической частицы. В работе [34] показано, что условие возникновения МД резонанса в сферической частице с диаметром $2R$ может быть выражено как $2R/(\lambda n) \cong 1$. В работе [31] показано, что для сферических частиц с высоким показателем преломления (т.е. $n > 2$) все основные мультиполи также хорошо определяются, и их спектральное положение соответствует определённой и фиксированной для сферической частицы величине соотношения $2R/(\lambda n)$. Для любого мультипольного резонанса его максимальное значение в спектре рассеяния субволновой частицы достигается путём подбора спектрального положения частоты резонанса. Структура полей для четырёх основных резонансных мод в диэлектрических сферических частицах с высоким показателем преломления (ЭД, МД, ЭК, МК) показаны на рисунке 1.7б.

Путём изменения морфологии частиц в виде подбора её геометрических параметров можно настраивать резонансы независимо друг от друга, меняя их ме-

стами или добиваясь их перекрытия на выбранной частоте. Это особенно важно, поскольку открываются возможности для создания различных диэлектрических и полупроводниковых наноструктур с желаемым спектральным положением их оптических резонансов. Обычно вклады октуполя и более высоких порядков зачастую даже не рассматриваются ввиду их малого вклада и экспериментальных трудностей по их обнаружению [35]. Изменяя параметры и геометрию системы, можно контролировать спектральное положение и величину резонансных максимумов, изменять ширину резонансных кривых, что с совокупностью с малыми диссипационными потерями в диапазоне от УФ до ближнего ИК открывает возможность реализации перспективных способов контроля характеристиками излучения посредством диэлектрических и полупроводниковых наноантенн.

Также на рисунке I.7 в проиллюстрированы структуры локальных полей (из работы Густава Ми 1908 года [24]), на которых изображены силовые линии электрического поля в проекции на вспомогательную мнимую сферу, окружающую частицу, приведённые для тангенциальных (поперечных) компонент первых четырёх мод. Каждой из этих диаграмм ставится в соответствие коэффициент в разложении поля рассеяния (a_n, b_n). Коэффициентам a_n соответствуют моды, в которых радиальная компонента магнитного поля равна нулю (TE-моды электрического типа, E-волна), а для b_n - моды, где отсутствует радиальная компонента электрического поля (TM-моды магнитного типа, H-волна). Т.е. моды для коэффициентов a_1 и b_1 являются полями осциллирующего электрического диполя и магнитного диполя соответственно, а моды для коэффициентов a_2 и b_2 - электрического и магнитного квадруполя и т.д.

В работе [34] были впервые экспериментально продемонстрированы ЭД и МД резонансы на видимых длинах волн для кремниевых сферических наночастиц, полученных при фемтосекундной лазерной абляции на кремниевых и стеклянных подложках (рис. I.8). Различные цвета частиц, наблюдаемые на темнопольных

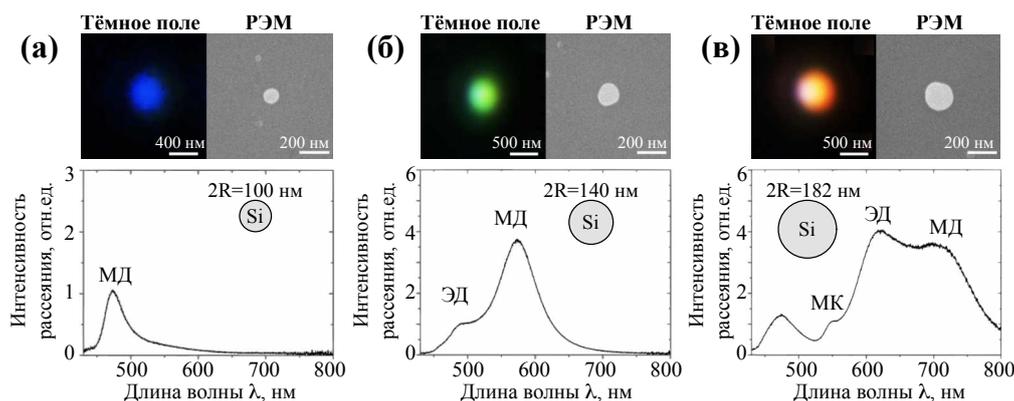


Рис. I.8: Экспериментальные спектры рассеяния для сферических кремниевых наночастиц с диаметрами наночастиц 100 нм (а) 140 нм (б) и 182 нм (а). Вверху представлены темнопольные и РЭМ изображения частиц, внизу показана зависимость интенсивности рассеяния от длины волны излучения (адаптировано из [34])

микроскопических изображениях, соответствуют различным МД резонансам почти идеальных сферических кремниевых наночастиц с размерами в диапазоне от 100 до 200 нм. Спектральное положение МД резонанса соответствует уравнению

$2R \approx \lambda_n$.

Спектральное положение МД-резонанса зависит не только от размеров или формы частиц, но и от величины показателя преломления частицы n : для уменьшения резонансной длины волны в видимую область спектра нужно выбирать материалы с большим n [33]. Также преимуществом таких резонансов служит усиление поля и увеличение добротности резонанса при больших n , означающих уменьшение канала потерь на излучение (утечка излучения) от частиц. Поэтому поиск материалов с большим показателем преломления является актуальной задачей. В работе [33] приведены свойства наиболее используемых в интегральной фотонике полупроводников: в видимом и ближнем инфракрасном диапазоне полупроводники, такие как кремний, германий и арсениды (например, арсенид галлия и арсенид алюминия-галлия), имеют большие значения диэлектрической проницаемости. Однако уже в среднем ИК диапазоне уже интересна реализация устройств на основе полупроводников, таких как теллур Te и теллурид свинца, и полярных кристаллов, таких как нитрид кремния.

В последнее время с помощью диэлектрических структур с высоким показателем преломления с резонансами типа Ми значительно расширился набор методик для создания различных элементов интегральной фотоники. Подобные структуры показали свою полезность в различных приложениях, включая усиление эффекта Парселла (для электрического [36] и магнитного [37] дипольного излучения), перестраиваемое направленное рассеяние [38] и усиление генерации гармоник [39, 40]. Изменение геометрии частиц открывает возможность управления диаграммами направленности путём адаптации спектрального положения различных резонансных мод [41]. Интерференция электрических и магнитных диполей приводит к направленному рассеянию света [42], что, в свою очередь, может вызывать возбуждение поверхностных состояний и управляемых мод [43].

2.3. Метаповерхности и комбинирование ми-резонаторов

Интересным классом наноструктур являются планарные двумерные и трёхмерные структуры, изготавливаемые различными литографическими методами [44]. В современной нанофотонике функциональные наноструктуры могут быть сгруппированы по классам в зависимости от морфологии. Упрощённое схематическое разделение наноструктур на классы представлено на рисунке I.9. Это могут быть одиночные субволновые резонаторы, такие как сферы, цилиндры или кубы (рис. I.9а-в), могут быть кластеры частиц, состоящие из двух и более связанных нанорезонаторов, такие как димеры, квадрумеры, олигомеры (рис. I.9г-е). Спроектированная двумерная компоновка резонаторов представляет из себя **метаповерхности** различной сложности (рис. I.9ё-ж), а более сложная - это метаматериалы, которые могут быть как трёхмерной компоновкой нанорезонаторов (рис. I.9з,к), так и различными волноводными структурами из цепочки (рис. I.9й) или массива резонаторов (рис. I.9и). В литературе встречаются различные определения, что такое *оптические метаповерхности и метаматериалы*, поскольку это искусственные наноструктуры, обладающие оптическими свойствами, не встречающимися в природе в естественном виде [45–47]. «В широком смысле» метаматериалы – это оптически искусственные среды, свойства которых опреде-

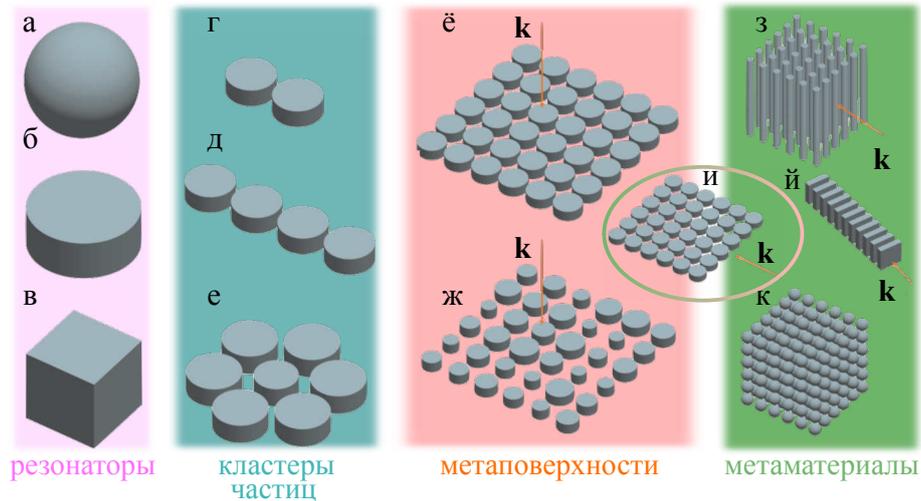


Рис. 1.9: Функциональные наноструктуры. Одиночные резонаторы, способные обеспечивать ЭД и МД отклики на оптических частотах (а,б,в); близкорасположенные кластеры резонаторов: димеры (г), цепочки (д), олигомеры (е); планарные метаповерхности, накачка которых происходит под нормалью к поверхности: однородные (ё) и неоднородные (ж) метаповерхности; метаповерхность с направлением волнового вектора $\vec{k}_{\text{пад}}$ вдоль поверхности (и); трёхмерные метаматериалы: протяжённые по высоте массивы (з), волноводные структуры или стэки (й), компоновка резонаторов в трёхмерные массивы (к) (адаптировано из [44]).

ляется совокупностью составных элементов, а «в узком смысле» метаматериалы – искусственные среды, созданные таким образом, чтобы характерный размер d структурированных элементов был много меньше длины волны $d \ll \lambda$. Например, фотонный кристалл (см.раздел 4.3) является метаматериалом в широком смысле, но не является им в узком смысле. Создание микро- и наноструктур с подобным характерным размером составных элементов или неоднородностей приводит к появлению новых уникальных оптических свойств, которые активно используются в обширном круге задач фотоники, плазмоники и прочих прикладных и фундаментальных направлениях [48, 49].

Особый интерес в задачах управления и манипулирования светом на микро- и наномасштабах представляют из себя двумерные наноструктуры, образованные двумерным массивом наночастиц, называемые *метаповерхностями*. Данные планарные устройства каждым своим составным элементом могут вносить вклад в фазу прошедшего оптического излучения, что в совокупности для всей метаповерхности приводит к изменению волнового фронта, которым можно эффективно управлять и изменять, таким образом, траекторию светового пучка, что интересно с точки зрения прикладных задач. Подобная работа метаповерхностей основана на принципе Гюйгенса-Френеля, согласно которому все точки волнового фронта представимы как когерентные источники вторичных сферических волн, создающие новый волновой фронт, а результирующее световое поле от них является интерференцией этих вторичных волн и выглядит как огибающая всех вторичных волновых фронтов. В работе [50] предлагается использовать одиночные диэлектрические или полупроводниковые наночастицы с модами Ми (т.е. с высоким показателем преломления), которые называются авторами ещё как

метаатомы в качестве элементарных блоков для конструирования метаматериалов. В данном случае использование диэлектрических и полупроводниковых частиц оправдано тем, что в металлических наночастицах существуют присущие им омические потери на оптических частотах, что ведёт к сильному поглощению и нагреву структур, т.е. к потенциальному разрушению всей метаповерхности. При использовании диэлектрических и полупроводниковых частиц важно найти компромисс между необходимым усилением МД отклика и малыми омическими потерями на возбуждении. Дело в том, что метаматериалы, сконструированные из большого числа элементов, являются субволновыми структурами, вследствие чего у них по-разному проявляются электрические и магнитные резонансные отклики на воздействие со стороны электромагнитной волны. В природных материалах отклик на электрическую компоненту, возникающий в связи с возбуждением коллективных электронных колебаний (т.е. поверхностных плазмонов), носит гораздо более сильный характер по сравнению с компонентой магнитного поля [51]. Также можно отметить, что в литературе в задачах голографии встречается определение *метаповерхности Гюйгенса*, структурированной из резонансных метаатомов, объединённых в сложные конструкции для управления волновым фронтом, при этом способ компоновки метаатомов, как правило, является решением обратной задачи для создания желаемого волнового фронта в виде, например, текста [52].

В работе [53] впервые было предложено конструировать метаматериалы с помощью сферических диэлектрических частиц с модами Ми и с высоким показателем преломления, вследствие чего метаматериалы обладали отрицательной магнитной проницаемостью $\mu < 0$ и отрицательной диэлектрической проницаемостью $\varepsilon < 0$. Мотивация использовать диэлектрические частицы с резонансами типа Ми заключается в том, что от показателя преломления материала частицы n зависят качества резонансов типа Ми и эффективность рассеяния света. Эти резонансы являются первым и вторым низшими резонансами в спектре рассеяния света в области частот видимого и инфракрасного света сфер из диэлектрика и соответствует ЭД и МД членам разложения поля внутри частицы по сферическим гармоникам [30]. Поэтому изменение геометрии частиц открывает возможность управления диаграммами направленности путём настройки спектрального положения различных резонансных мод [41, 54]. Варьирование параметров в задачах по управлению светом с помощью диэлектрических и полупроводниковых наночастиц с резонансами Ми заключается в подборе подходящего материала с высоким показателем преломления и малым коэффициентом поглощения.

В работе [55] показана возможность представления наноантенны в качестве вторичного источника (на основании этого составные элементы метаповерхности иногда ещё называют «наноантеннами»), излучающего в дальнем поле. В этом случае наноантенна является скрещёнными электрическим и магнитным диполями (двумя дипольными излучателями – гюйгенсовы источники). В работе [56] показано, что путём подбора характеристик метаповерхности можно создать волновой фронт произвольной формы за счёт контролируемых резонансных свойств составных элементов. В этой работе изучалась метаповерхность, состоящая из диэлектрических наноантенн в форме диска (рис. I.10), чьё рассеяние представимо

как суперпозиция дипольных излучателей. Варьируя свойства диска (показатель преломления и геометрические размеры-высота и радиус), авторы добивались полного перекрытия резонансов, при котором на резонансной для выбранных свойств диска длине волны падающего излучения наблюдается однонаправленное рассеяние света с большой эффективностью.

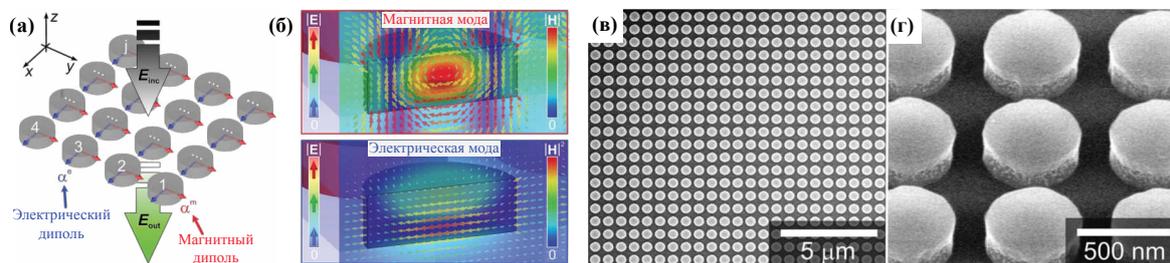


Рис. I.10: а – Схема массива кремниевых наноантенн-дисков, представимых в виде суперпозиции двух излучателей: магнитного и электрического диполей; б – распределения электрического и магнитного полей для магнитной (верхний рисунок) и электрической (нижний рисунок) дипольных мод; в и г – РЭМ изображения дисков; радиус диска 242 нм, высота 220 нм, постоянная решётки 666 нм (адаптировано из [56]).

Плазмонные метаповерхности широко используются для в различных приложениях оптической микроскопии и спектроскопии комбинационного рассеяния света [57]. В работе [58] показано, как с помощью подбора геометрических параметров составных элементов метаповерхности можно эффективно управлять резонансными свойствами плазмонной метаповерхности. Вследствие оптической накачки можно изменять фазу рассеянного поля, а прошедший луч будет преломляться на некоторый угол по отношению к нормальному углу падения излучения на поверхность структуры (рис. I.11б). В эксперименте засвечивалась метаповерхность на длине волны среднего ИК диапазона, состоящая из элементарных рассеивателей в виде плазмонных наностержней, объединяющихся в изогнутые палки, напоминающие острые и тупые углы (рис. I.11а). Показано, что с помощью такой фазированной структуры можно добиться, чтобы дифракционные порядки рассеяния были «однонаправлены»: интенсивность в направлении $m=-1$ порядка дифракции (на рисунке I.11б - налево) доминировала над аналогичным значением для $m=+1$ (направо). В качестве изменяемого параметра может служить период Γ наноантенн; на рисунке (рис. I.11в) показано, как при изменении величины Γ смещается положение левого дифракционного порядка в угловых координатах, при этом отсутствует правый дифракционный порядок. Это свидетельствует об эффекте управления светом в дифракционных порядках.

Эффект управления светом посредством управлением дифракции света на метаповерхности отлично проиллюстрирован в работе [59], в которой продемонстрированы кремниевые метаповерхности с высоким значением резонансного пропускания (более 85 %) в видимом диапазоне. В работе использовались метаповерхности толщиной в 130 нм, что соответствует $\lambda/5$ в свободном пространстве. Используемые структуры способны управлять волновым фронтом света и производить отклонение луча с эффективностью, близкой к 50%. На рисунке I.12

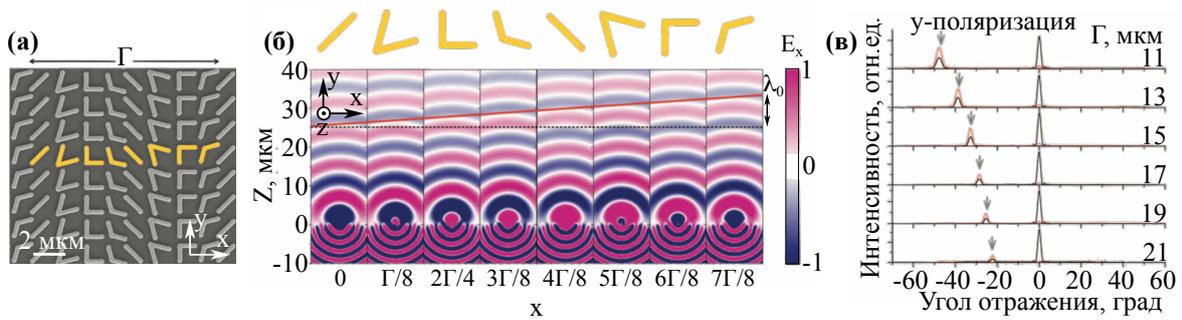


Рис. I.11: а – РЭМ изображение плазмонной метаповерхности с фазированной решёткой, где элементарная ячейка (выделена жёлтым) состоит из 8 золотых антенн шириной 220 нм и толщиной 50 нм, периодом $\Gamma=11$ мкм в направлении оси X и 1.5 мм в направлении оси Y; б – расчёт рассеянного электрического поля для отдельных антенн, составляющих решётку, в – измеренные профили интенсивности в зависимости от угла (отсчитывается от нормали) для дифрагированного на метаповерхности света в дальней зоне. Измерения производились с поляризатором (красные кривые, увеличены в два раза) и без него (чёрные) для образцов с разным Γ . Стрелкой показано положение расчётного значения дифракционного порядка (адаптировано из [58]).

дифракционные порядки рассеяния на такой метаповерхности соответствуют ярким точкам в ЗФП, где метками «0» и «-1» указаны угловые положения соответствующих дифракционных порядков (рис. I.12В).

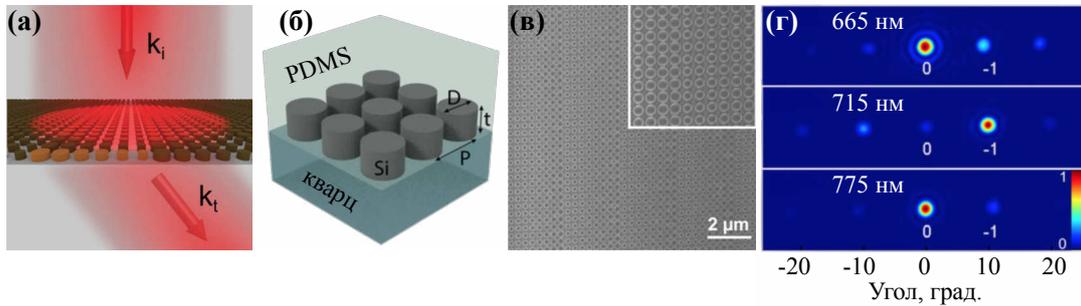


Рис. I.12: а – Модель преломления света метаповерхностью; б – схема диэлектрической метаповерхности, состоящей из массива кремниевых нанодисков, расположенных на подложке из плавяного кварца и погружённых в слой полимера полидиметилсилоксана (англ. PDMS); в – РЭМ изображение метаповерхности, г – изображение ЗФП собирающего объектива для длин волн 665 нм, 715 нм и 775 нм (адаптировано из [59]).

3. Оптическое управление свойствами полупроводниковых структур

3.1. Инжекция свободных носителей

Существует несколько механизмов изменения оптических свойств полупроводников, среди которых выделяются три основных эффекта (и их комбинации): это эффекты со стороны модификации зонной структуры, такие как эффект заполнения разрешённых зон (англ. bandfilling, ВФ или эффект Бурштейна-Мосса)

и эффект сжатия запрещённых (энергетических) зон (англ. bandgap shrinkage, BGS), а также эффект со стороны свободных носителей в виде их поглощения структурой с помощью внешнего поля (англ. free-carrier absorption, FC) и их дальнейшей рекомбинации. Также в некоторых работах выделяется отдельно эффект нелинейной рефракции, вызываемый достаточно большой величиной пиковой интенсивности импульса [60]. Учитывая эти эффекты, общее изменение показателя преломления Δn представимо в виде:

$$\Delta n(t) = \Delta n_{\text{BF}}(N(t)) + \Delta n_{\text{BGS}}(N(t)) + \Delta n_{\text{FC}}(N(t)) + \Delta n_{\text{нелин.}}(t), \quad (16)$$

где выражения для первых трёх членов найдены и изложены в явном виде в работе [61], а параметр концентрации свободных носителей $N(t)$ является функцией времени. Однако эффекты заполнения разрешённой зоны и сжатия запрещённой зоны являются не столь удобными для внешнего контроля, как возможность управления носителями: свободный носитель может поглотить фотон и перейти в более высокое энергетическое состояние в пределах зоны [61]. Такое внутризонное поглощение свободных носителей (или плазменный эффект) описывается моделью Друде. Изменения показателя преломления n , вызванные изменением числа (концентрации) носителей N путём электрического или оптического инжектирования, важны для проектирования лазеров, а также для новых методов оптического зондирования для устройств на основе полупроводников. Производить оценку $N(t)$ необходимо учитывая как излучательные, так и безызлучательные механизмы уменьшения числа носителей, чей вклад оказывает незначительное влияние при низких плотностях носителей и становится доминирующим при высоких [62]. Безызлучательные процессы могут происходить как вне, так и внутри области квантовых ям; последние процессы являются доминирующими при больших плотностях, поэтому во многих работах рассматриваются именно они. К ним относятся рекомбинация на дефектах Шокли-Рида-Холла (ШРХ, англ. SRH) и Оже-рекомбинация. Эффектами безызлучательных рекомбинаций вне квантовых ям являются различные механизмы, ответственные за утечку носителей, такие как, например, утечка электронов, инжекция дырок и др.

Так, существует несколько подходов нахождения зависимости $N(t)$, самым популярным из которых является модель «АВС», поскольку она хорошо согласуется с различными экспериментальными данными: в ней рассматриваются три основных канала рекомбинации электронов и дырок: это безызлучательная рекомбинация SRH, бимолекулярная излучательная рекомбинация и безызлучательная Оже-рекомбинация [60, 62]. Им в соответствие ставятся коэффициенты А, В и С, являющиеся скоростями каждого упомянутого механизма рекомбинации, при этом в первом приближении они являются независимыми от концентрации носителей. Так, А – мономолекулярный коэффициент, ответственный за безызлучательную рекомбинацию на дефектах (а также поверхностных состояниях), В – излучательная бимолекулярная рекомбинация, а С – коэффициент эффективной Оже-рекомбинации, который учитывает все трёхтельные процессы, включая рассеяние избыточных носителей в сторону ям.

Однако, это не совсем корректное приближение, поскольку показано, что существует неопределённость в определении плотности носителей, что может вызвать ошибку на несколько порядков в определении коэффициентов А, В и С [63].

Также существуют различные эффекты, существенным образом усложняющие модель [64], такие как делокализации носителей, эффект заполнения уровня Ферми, а также изменение температуры носителя при увеличении плотности носителя. В общем виде уравнение этой модели, показывающее динамику плотной электронно-дырочной плазмы, записывается как:

$$\frac{dN(t)}{dt} = P - An' - Bn'p' - C_{\text{ээд}}n'n'p' - C_{\text{эдд}}n'p'p', \quad (17)$$

где N – общее число носителей, P – соответствует скорости накачки носителей, $C_{\text{ээд}}$ и $C_{\text{эдд}}$ обозначает Оже-рекомбинации электрон-электрон-дырка (ээд, e-e-h) и электрон-дырка-дырка (эдд, e-h-h), а n' и p' – концентрации электронов и дырок. Упрощение модели «АВС» заключается в предположении того, что неравновесные концентрации электронов и дырок равны ($n' = p' = N/2$). Более того, в работе [61] показано, что в случае инжекции с равными концентрациями электронов и дырок вклад электронов в Δn будет примерно в шесть раз больше, чем вклад дырок. Также при условии электрической инжекции можно пренебречь утечкой электронов, обеспечивая, таким образом, баланс между токами, протекающими через структуру. В таком случае, учитывая симметричные концентрации электронов и дырок, уравнение 17 модели «АВС» может быть сведено к:

$$\frac{dN(t)}{dt} = P - AN - BN^2 - CN^3. \quad (18)$$

В формуле 18 только первый член может учитывать влияние оптического инжектирования, например, с помощью фемтосекундного лазерного источника. Это влияние определяет динамику концентрации на начальном этапе на масштабе времени импульса. Выражения в явном виде для каждого из членов формул 16 и 18 изложены в [60, 61]. В случае высоких начальных температур свободных носителей (например, с помощью оптической инжекции) после генерации плотной плазмы свободных носителей термализация и остывание носителей будет происходить в течение нескольких пикосекунд [60]. Характерный период времени с преобладающей релаксацией свободных носителей составляет 0-6 пс, после чего преобладает релаксация фононов (>6 пс).

3.2. Методика «накачка-зонд»

Основой лазерной физики является исследование взаимодействия электромагнитного излучения с веществом, в том числе с использованием ультракоротких лазерных импульсов. Под ними понимаются импульсы электромагнитного излучения, длительность которых меньше периода тепловых колебаний молекул. Период таких колебаний составляет $\sim 10^{-12}$ с. За последние 60 лет эволюция развития коммерческих и разрабатываемых в лабораториях лазеров позволила сократить продолжительность импульсов до сотен, десятков и единиц фемтосекунд (10^{-15} с). А методы генерации высоких гармоник позволяют достигать длительности импульсов до нескольких сотен аттосекунд (10^{-18} с) [65]. Доступным также стал диапазон длин волн от ультрафиолетового спектрального диапазона

до ближнего и среднего ИК спектрального диапазона при больших энергиях от наноджоулей до тысяч джоулей и при частоте повторения до нескольких десятков кило- и мегагерц [66]. Доступность к столь широкому диапазону привела и к невероятно широкой сфере применения ультракоротких лазерных импульсов, в которых они являются уникальным средством для изучения сверхбыстрых процессов взаимодействия света с веществом. В работе [66] рассматриваются многочисленные применения ультракоротких лазерных импульсов.

Помимо сложных методов генерации таких импульсов, важной задачей являются методики по измерению их свойств. В работе [67] описываются различные методы для характеристики пико- и фемтосекундных лазерных импульсов, а также для детектирования быстрых процессов, создаваемых лазерными импульсами. Эти методики можно классифицировать на методы измерения ширины импульса (метод корреляционной функции [68], метод двухфотонной флуоресценции [69, 70], методы генерации второй гармоники [71, 72] и др.), а также на *методы измерения сверхкоротких явлений* (например, метод «накачка-зонд») [73, 74], измерения с временным разрешением в постоянно функционирующих системах [67] и другие методы. Применение ультракоротких импульсов в пико- и фемтосекундных шкалах времени в эксперименте обусловлено тем фактом, что для измерения явлений в структурах необходимо более быстрое событие в сравнении с явлением. Чем короче импульс, тем быстрее исчезает воздействие на структуру и можно точнее измерить эволюцию возбуждения структуры. Также преимуществом ультракоротких импульсов является тот факт, что в связи с их короткодействием происходит малая теплопередача к образцу с малым возбуждением колебательных мод, которые вносят в измерениях шум, величина которого может быть сравнима с измеряемыми эффектами [66].

В качестве метода для измерения временной эволюции явления в структурах, в особенности связанных с нелинейными свойствами образца, распространено использование метода «накачка-зонд» [60, 75]. Ещё в 1967 году в работе [74] было впервые продемонстрировано применение пикосекундных импульсов в измерениях. Авторами использовалась последовательность пикосекундных импульсов с модуляцией добротности с большой интенсивностью для насыщения поглощения красителя (рис. I.13). Измерение было произведено путём определения степени пропускания и ослабления изображения на фоточувствительном элементе, освещённом излучением лазера, прошедшим через ячейку с красителем внутри лазера (лазер с неодимом на стекле с синхронизацией мод, англ. mode-locked Nd:glass laser). Основным принцип работы метода основан на том, что одна и та же область на образце освещается излучением двух импульсов с контролируемым в эксперименте временем задержки хода между ними [76]. Первым импульсом является импульс **накачки**, генерирующий возбуждение в образце или локально модифицирующий его оптические свойства, изменяя состояние среды; это как правило более мощный импульс из двух и достаточно сильный для этих процессов (англ. *pump*). А второй импульс называется зондирующим импульсом или **зондом** (англ. *probe*), поскольку им зондируются наблюдаемые кратковременные состояния среды; это как правило не такой сильный импульс как импульс накачки. Производимое в эксперименте измерение зависимости отражённого от образца или

прошедшего через образец излучения от временной задержки между импульсами даёт информацию о временах релаксации возбуждения, а также о других процессах, связанных с модификацией свойств структуры импульсом накачки. На основании этого можно выделить два подхода проведения измерений с помощью импульсных лазеров с синхронизацией мод [67]. В первом подходе выбирается одиночный импульс из множества импульсов, и все измерения происходят за одно событие. Во втором подходе собираются и усредняются данные по многочисленным событиям. Первый подход применим к лазерным системам, которые генерируют импульсы с низкой частотой повторения (например, Nd:glass и рубиновый лазер), тогда как второй подход полезен для стабильной системы с высокой частотой следования импульсов, например, для лазера на красителях с синхронизацией мод. Преимуществом второго подхода является возможность получения информации о сверхбыстрых процессах без применения специальных быстрых фоторегистрирующих устройств: зондирующий сигнал усредняется по большому количеству импульсов, а временное разрешение определяется лишь длительностью импульса. В дальнейшей работе будет использоваться титан-сапфировый лазер (Ti:Sapphire лазер, Ti:Sa лазер) с пассивной синхронизацией мод (Coherent Chameleon Ultra II), поэтому применяться будет второй подход.

Существуют также два варианта этого подхода в зависимости от длины волны излучения в каналах: если длины волн в двух каналах совпадают, то это «одноцветный» метод «накачка-зонд», а если отличаются - то это «двухцветный» метод (англ. two-color pump-probe interferometry) [77]. Достичь второго случая можно, поместив, например, удвоитель частоты в один из каналов. Вторым методом экспериментально сложнее реализуем, поскольку необходима точная синхронизация двух пико- или фемтосекундных излучений, при рассинхронизации которых происходит ухудшение временного разрешения. Этот метод используется, как правило, для подавления фонового шумового сигнала, связанного с накачкой, а также для возможности отстройки длины волны накачки от длины волны зонда. Например, этот двухцветный метод применяется для зондирования оптически возбуждённых областей плазмы с различной плотностью [78], где используются два импульса близко совпадающих длин волн, что способствует измерениям с высоким временным разрешением. В дальнейшей работе будет использоваться «одноцветный» метод, поскольку он проще в экспериментальной реализации, при этом подавление фонового сигнала в дальнейшей работе осуществляется с помощью поляризационной и пространственной фильтрации излучения. Схема эксперимента с помощью методики «накачка-зонд» представлена на рисунке I.13а. С помощью светоделителя (в данном эксперименте это ячейка красителя) импульс от лазерного источника делится на два канала: «зондирующий канал», в котором расположен сигнал зонда, и «канал накачки». Оба импульса сводятся на исследуемом образце, пространственно перекрываясь в области образца. В «зондирующий канал» помещается линия задержки, которая представляет из себя ручной или моторизированный линейный шаговый транслятор с фиксируемым и контролируемым шагом. Сигналом, соответствующим этому каналу, происходит зондирование образца - происходит исследование свойств с помощью контролируемого пошагового передвижения линии задержки. Таким образом изменяется геомет-

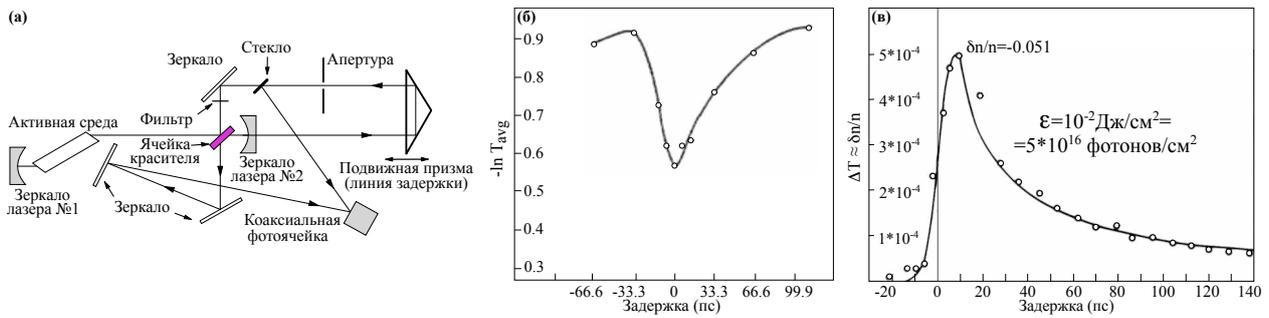


Рис. 1.13: а – Схема эксперимента с помощью методики «накачка-зонд», впервые продемонстрированной для применения пикосекундных импульсов в измерениях; б – изменение коэффициента пропускания ячейки с красителем (Kodak Eastman 9740) как функция от относительной временной задержки между накачкой и зондом (адаптировано из [74]); в – сверхбыстрое изменение коэффициента пропускания образца из германия, связанное с генерацией электронно-дырочной плазмы (адаптировано из [73]).

рическая длина хода импульса в канале зонда, а при изменении оптического пути меняется и время пробега, т.е. происходит изменение времени пробега импульса от светоделительного элемента до исследуемого образца. В эксперименте измеряется величина коэффициента отражения или пропускания как функция относительной задержки Δt времени между импульсами (англ. delay time). При $\Delta t < 0$ слабый импульс зонда приходит до импульса накачки, и в системе не происходит заметных изменений. При $\Delta t = 0$ более слабый импульс проходит через образец одновременно с импульсом накачки, из-за чего вследствие возбуждения в образце меняется одна или несколько характеристик (интенсивность, поляризация, фаза и пр.), и, таким образом, исследуется образец. При Δt , превышающим время импульса, с помощью импульса зонда можно наблюдать за тем, как происходит релаксация системы после импульса накачки. Проводя измерения от отрицательных до положительных значений времени задержки между импульсами, можно получить временную динамику возбуждения структуры. Характерные виды экспериментальных зависимостей для коэффициента пропускания, получаемых в эксперименте, представлены на рисунке I.13б,в. На нём показаны зависимости из первых экспериментов, использующих такую методику. Результаты представлены в виде абсолютной величины разности пропускания ΔT [73], а также в логарифмической шкале $-\ln(T_{\text{среднее}})$ [74], где T – величина пропускания среды в выбранном канале. Весьма распространённым видом представления в современных работах является относительная величина модуляции $\frac{S-S_0}{S_0}$, где S – либо величина коэффициентов пропускания T или отражения R , S_0 – эта же величина при $t \ll 0$ [75].

Методика «накачка-зонд» применяется для нахождения временной динамики многих пико-, фемтомасштабных процессов (и даже аттомасштабных [79]) во многих видах материалов, искусственно созданных или природных, молекул или даже внутренних состояний атомов. С помощью такой методики можно исследовать активные полностью оптические сверхбыстрые устройства, например, перестраиваемые полупроводниковые метаповерхности [60], состоящие из суб-

волновых наночастиц из арсенида галлия, поддерживающих резонансы типа Ми в ближнем инфракрасном диапазоне.

3.3. Применение метода «накачка-зонд»

Принцип реализации активных устройств в нанопотонике основан на возмущении коэффициента оптического поглощения и показателя преломления с помощью внешнего поля и управлении таким образом концентрацией свободных носителей заряда внутри наноструктур. Кремний и германий являются самыми распространёнными полупроводниками в микроэлектронике и чаще всего используются при создании фотонных платформ. В частности, удобным платформами в видимом и ближнем ИК диапазонах для активного управления (переключения) света являются кремниевые [80] и германиевые [81] метаповерхности. Однако кремний и германий являются непрямозонными полупроводниками, что не позволяет им эффективно генерировать и рекомбинировать свободные носители по сравнению с прямозонными полупроводниками [60]. Также недостатком кремния и германия является то, что они обладают большим поглощением в видимом и ближнем ИК диапазонах, вследствие чего наноструктуры на их основе могут быть реализованы лишь в их полосе пропускания. Поэтому в последнее время активно исследуются различные прямозонные полупроводники, которые могут стать заменой кремнию и германию во многих задачах. Для решения задач интегральной оптики по созданию активных устройств, например, детекторов, переключателей и модуляторов, отлично подходят сложные полупроводники группы $A^{III}B^V$, такие как прямозонные полупроводники арсенид галлия GaAs, фосфид индия InP и их сплавы арсенид алюминия-галлия AlGaAs и фосфид арсенида галлия-индия InGaAsP [82]. Преимуществом арсенида галлия на германием и кремнием является не только большая подвижность электронов, но и широкая запрещённая зона, позволяющая работать при больших температурах, и вследствие этого на больших частотах [83]. Недостатками, на данный момент, является не такой высокий уровень технологий изготовления материалов по сравнению с кремнием, а также высокое энергопотребление создаваемых устройств на их основе [84].

Во многих работах по изучению эффектов управления светом в прямозонных полупроводниках модуляция коэффициента показателя преломления осуществляется за счёт инжекции свободных носителей в объём вещества и управлении таким образом их концентрацией. Такая инжекция может быть произведена с помощью накачки наноструктуры мощным световым излучением. В работе [75], показано полностью оптическое переключение с помощью нанобъектов в виде одиночных наночастиц (рис. I.14). В работе экспериментально с помощью время-разрешающей методики «накачка-зонд» демонстрируется сверхбыстрое оптическое переключение в нелинейной диэлектрической наноструктуре в субволновом диапазоне, проявляющей локализованные магнитные резонансы Ми. С помощью оптической инжекции свободных носителей демонстрируется модуляция коэффициента пропускания в исследуемых нанодисках. Благодаря правильно подобранной спектральной позиции магнитного резонанса нанодисков, достигается автомодуляция фемтосекундных импульсов в виде модуляции коэффициента про-

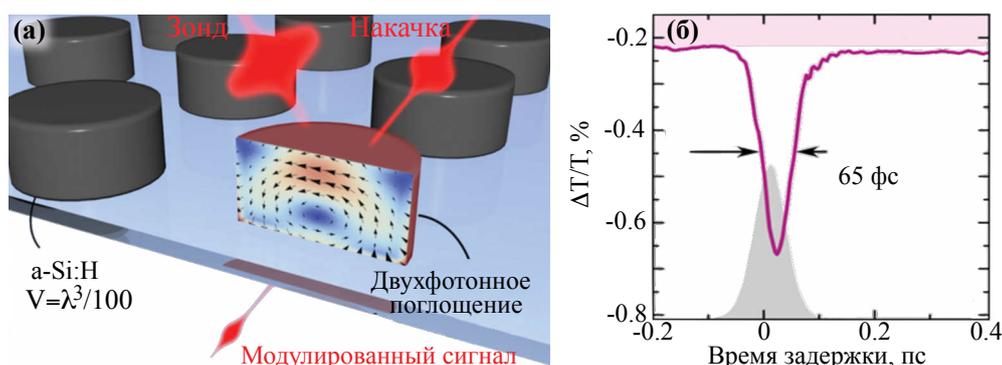


Рис. I.14: а – Иллюстрация принципа сверхбыстрого полностью оптического переключения в резонансных кремниевых нанодисках из аморфного кремния (a-Si:H) в схеме «накачка-зонд»; б – модуляция коэффициента пропускания для кремниевых нанодисков, показывающая сверхбыстрое полностью оптическое переключение в них (адаптировано из [75]).

пускания $\Delta T/T \cong 60\%$ при энергии накачки в несколько пикоджоулей на диск (пДж/диск). На рисунке I.14б показана модуляция коэффициента пропускания зондирующего импульса как функция задержки по времени между зондирующим импульсом и импульсом накачки (при малых мощностях накачки).

Преимуществом использования метаповерхностей является возможность оптического управления свойствами системы посредством оптической накачки. К примеру, можно управлять направленностью рассеяния света на структуре (англ. «beam steering»): при контролируемом изменении длины волны излучения (или других свойств излучающей системы) меняется угол рассеяния или вся диаграмма рассеяния света на наномантенне. Существуют работы, демонстрирующие полностью оптическое переключение, работающее за счёт управления траектории зондирующего импульса с помощью импульса накачки, генерирующего электронно-дырочную плазму в объёме вещества наномантенны. В работе [85] для димеров из сферических кремниевых наночастиц разного размера продемонстрирован эффект отклонения рассеянного на димерах света на них (рис. I.15) с фемтосекундным откликом на угол до $\sim 20^\circ$ от первоначального направления при увеличении значения пиковой интенсивности импульса накачки (40 ГВт/см^2). Эффект проявляется как в видимой области спектра, так и в ближнем ИК диапазоне для наномантенн из кремния и германия. Используемая длина волны излучения 600 нм подобрана под МД резонанс более крупной частицы, когда маленькая частица находится вне условий резонанса (близка к условию для эффекта Керкера по однонаправленности рассеяния [86]). Поэтому общая диаграмма направленности рассеяния на наномантенне будет асимметричной, как видно на вставке к рисунку I.15б, где синим цветом обозначена диаграмма рассеяния при низких значениях пиковой интенсивности. Однако когда димер освещается более сильным импульсом, происходит плотное фотовозбуждение электронно-дырочной плазмы в большей частице, в то время как меньшая частица почти не подвергается воздействию импульса. В итоге положение МД резонанса крупной частицы смещается в коротковолновую область (из-за уменьшения показателя преломления), перекрывается с резонансом для маленькой частицы и приводит к симметрично-

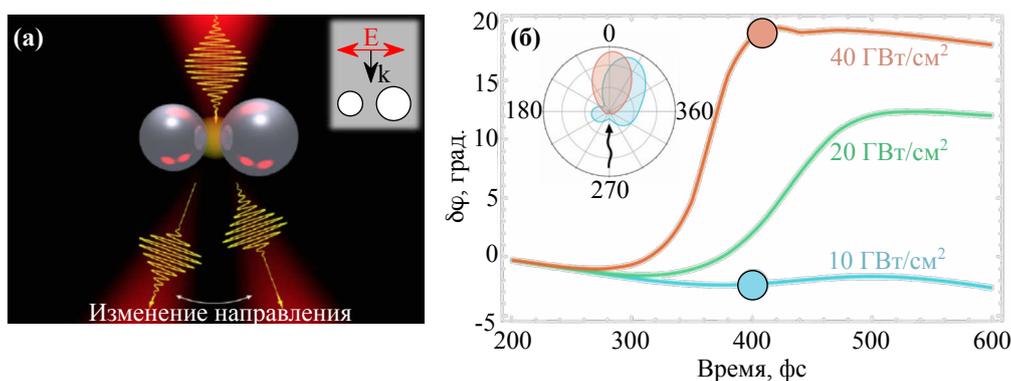


Рис. 1.15: а – Схематическое изображение эффекта изменения направленности рассеяния посредством возбуждения электронно-дырочной плазмы в кремниевых димерах из сферических кремниевых наночастиц разного размера: 74 нм и 68 нм на расстоянии 220 нм друг от друга, б – зависимость угла поворота диаграммы рассеяния света на димере при различных значениях пиковой интенсивности ТМ-поляризованного излучения; кружкам на зависимостях соответствуют диаграммы рассеянного света на димере, изображённые на вставке (адаптировано из [85]).

му рассеянию вперёд на длине волны 600 нм.

В работе [60] экспериментально изучалась сверхбыстрая динамика коэффициента отражения света на метаповерхности на основе арсенида галлия (GaAs). Показано, что резонанс МД моды, расположенный на длине волны 1018 нм, вследствие накачки структуры накачкой фемтосекундного лазерного излучения претерпевает сдвиг на 30 нм в синюю область спектра с уменьшением добротности МД-резонанса (рис. 1.16). Происходит это в результате генерации свободных носи-

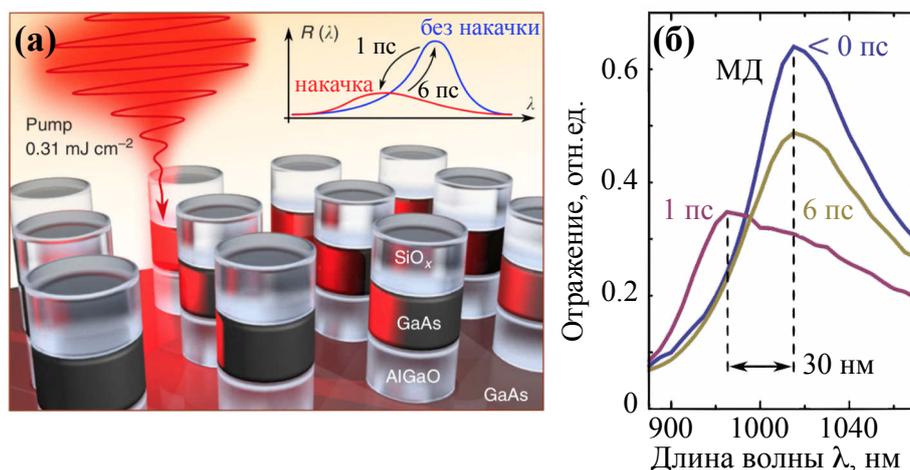


Рис. 1.16: Оптическое переключение на метаповерхности из арсенида галлия: а – схема эксперимента по модуляции коэффициента отражения фемтосекундным лазерным импульсом вследствие инжекции свободных носителей и последующей их рекомбинации; б – модуляция коэффициента отражения в зависимости от длины волны накачки (адаптировано из [60]).

телей внутри метаповерхности. Авторы отмечают, что для ситуации с кремниевыми нанодисками аналогичный сдвиг происходит в красную область спектра из-за нагрева, доминирующего в резонансном поведении. Время перехода в накаченное

состояние (англ. *hot*) составляет 1 пс, а обратная релаксация вследствие рекомбинации носителей – 6 пс. Длительность импульса составляла ~ 50 фс, интегральная плотность энергии лазерного импульса $P < 400$ мкДж/см² (в литературе этот параметр обычно называется *флюенс*) при пиковой интенсивности 8 ГВт/см². Использование более высоких значений флюенса приводило к разрушению структуры. В эксперименте с помощью методики «накачка-зонд» исследуется изменение (модуляция) коэффициента отражения R , вычисляемое как $\frac{\Delta R}{R} = \frac{R_{\text{pump}} - R}{R}$, где R – коэффициент отражения в отсутствие луча накачки, а R_{pump} – коэффициент отражения в присутствии луча накачки. Данная наблюдаемая модуляция представлена как функция времени задержки в схеме «накачка-зонд» (см. раздел 3.2) и длины волны зонда, расположенной в спектральной области ЭД и МД резонансов. В этом эксперименте максимальное значение модуляции коэффициента отражения достигает 90% при плотности энергии 380 мкВт/см² при длине волны зонда 975 нм. Стоит отметить, что модуляция величиной 15% достигается при флюенсе 45 мкВт/см².

В 2021 параллельно с проводимыми исследованиями в данной диссертации вышла работа другой группы авторов *Ultrafast all-optical diffraction switching using semiconductor metasurfaces* [87] по управлению модуляцией интенсивности пропускания в направлении дифракционных порядков на полупроводниковой метаповерхности в сверхбыстром временном масштабе (рис. I.17а). Структура состо-

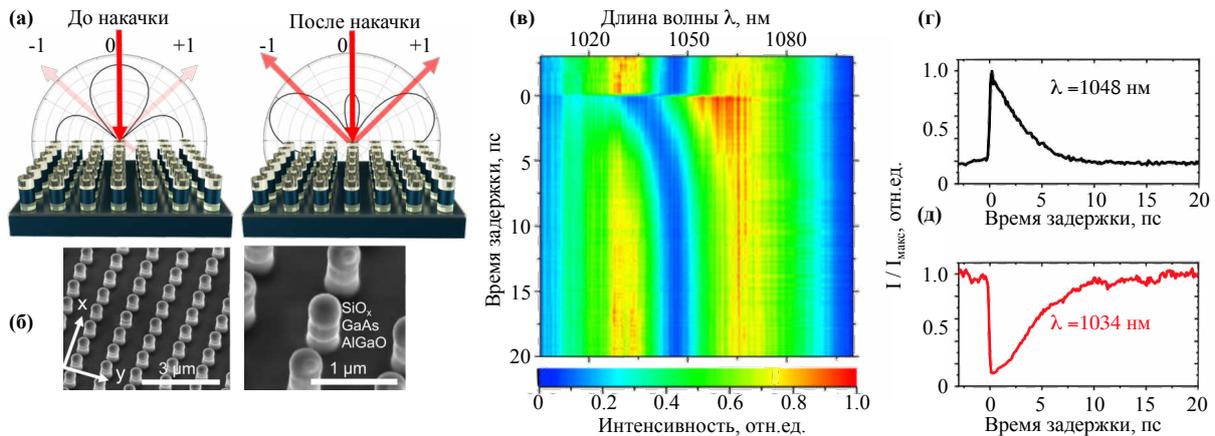


Рис. I.17: а – Схема эксперимента на отражение: метаповерхность отражает свет в направлении $m = 0, \pm 1$ дифракционных порядков рассеяния, интенсивность которых соответствует количеству рассеянного света в их направлении одиночными резонаторами при возбуждении магнитной квадрупольной моды (МК); б – РЭМ изображения изготовленной метаповерхности; в – зависимость модуляции интенсивности для $m = -1$ дифракционного порядка в спектральной окрестности МК резонанса в зависимости от длины волны зонда и времени задержки в схеме «накачка-зонд»; г, д – пикосекундная модуляция интенсивности (нормированная на максимальную интенсивность) на длинах волн 1048 нм и 1034 нм соответственно (адаптировано из [87]).

яла из резонаторов из арсенида галлия, поддерживающих как дипольные, так и квадрупольные резонансы типа Ми, а модуляция производилась посредством инжекции свободных носителей и последующим спектральным сдвигом мультиполей и перебалансировки тем самым вкладов этих мультиполей в рассеяние,

позволяющей подавить все порядки дифракции до первых порядков усиливая их. В работе продемонстрирована сверхбыстрая модуляция интенсивности пропускания в первый порядок дифракции чуть меньше 500% при плотности энергии накачки 215 мкВт/см^2 и времени релаксации 2.7 пс. Также авторами показано, что для более высоких плотностей энергии накачки временной отклик метаповерхности будет определяться термооптическими эффектами.

В последнее время активно исследуются свойства и применения метаповерхностей на основе арсенидов (например, на основе арсенида галлия) в другой области спектра – в терагерцовом (ТГц) диапазоне. Показано, что генерация ТГц-излучения возможна с помощью фемтосекундных лазерных источников [88]. Подобная генерация в совокупности с различными методами детектирования с высоким временным разрешением привело к развитию лазерной ТГц-спектроскопии, применяющейся для физических, химических и биологических исследований. Например, в работе [89] продемонстрировано, что метаповерхности из арсенида галлия под воздействием оптической накачки (ИК диапазон) могут излучать ТГц излучение с эффективностью, сравнимой с эффективностью толстого кристалла GaAs. Возможность эффективного излучения широкополосных ТГц волн демонстрирует и арсенид галлия-индия. В работе [90] показано как с помощью периодической структуры InGaAs/InAlAs можно с помощью оптической накачки излучать широкополосные терагерцовые (ТГц) волны с характерным временем модуляции несколько пикосекунд. В работе [91] обсуждаются различные способы создания эффективных сверхбыстрых излучателей, работающих в терагерцовом диапазоне, на основе полупроводников из группы арсенидов. Так, одним из механизмов является инжекция носителей заряда в материал структуры.

4. Поверхностные электромагнитные волны

4.1. Поверхностные электронные состояния в кристаллах

Кристаллическая решётка является трёхмерной периодической структурой упорядоченных вследствие различных сил микрочастиц (например, электроны, атомы, ионы) [92, 93]. Несмотря на то, что вещество в кристаллической решётке может быть однородно упорядочено, свойства такой структуры, например, физические, химические или оптические свойства кристаллов, могут обладать различной степенью неоднородностью (например, анизотропия прочности или поляризации). Неоднородность физических свойств кристаллической структуры по одному из направлений называется **анизотропией**. Поскольку микрочастицы в кристалле обладают волновыми свойствами, описываемыми классическими уравнениями Шрёдингера, то в случае возникновения анизотропии на поверхности кристалла могут появляться неоднородности электронных волновых состояний и их локализации в поверхностной или приповерхностной области кристалла. Для описания поверхностных эффектов в кристалле необходимо составить и решить уравнения Шрёдингера для волновой функции электрона при взаимодействии с решёткой кристалла. Ф. Блох в своих работах [94] сделал важное допущение, показав, что взаимодействие рассматриваемого электрона с другими частицами в

решётке может быть заменено в первом приближении периодическим полем потенциала (т.е. потенциал периодичен по всем векторам решётки Бравэ у кристалла). Впоследствии это допущение преобразовалось в теорему Блоха (2). Спустя несколько лет в работе Р. де Л. Кронига и У. Д. Пенни [95] была найдено решение волновых функций для задачи о частице в периодическом потенциале.

Поверхностными состояниями в кристаллах называются электронные состояния, которые пространственно локализованы вблизи поверхности кристалла, при этом волновая функция таких состояний затухает по обе стороны от поверхности кристалла. Впервые поверхностные состояния были рассмотрены И. Е. Таммом, который изучал электронный спектр ограниченного одномерного кристалла с периодическим потенциалом из модели Кронига-Пенни [95]. Тамм впервые показал, что у электронов в кристалле помимо «зонных» состояний на поверхности кристалла могут существовать также и «поверхностные» состояния электронов [96]. Главными свойствами таких состояний является дискретный энергетический спектр, а также волновые функции, которые экспоненциально затухают (имеют экспоненциально затухающую огибающую) по обе стороны от границы поверхности (как вглубь кристалла, так и в вакуум).

4.2. Таммовские поверхностные состояния

В работах Тамма [97,98] решается волновое уравнение для электрона, движущегося в статическом поле. Данная задача является частным одномерным случаем, на основе которого решается общая задача для «поверхностных состояний». Подробное решение изложено в [96]. Рассматриваются две модели одномерного кристалла: модель неограниченного периодического кристалла и модель одномерного полубесконечного кристалла с периодически изменяющимся потенциалом $V(x)$ вдоль оси x при $x > 0$ и граничащим с областью постоянного потенциала; схема потенциала для второго кристалла представлена на рисунке I.18. Период решётки обозначен как d и складывается из чередующихся участков с длинами a и b ($d = a + b$), а потенциал изменяется так: нулевой потенциал при $0 \pm nd \leq x \leq a \pm nd$ (внутри ячейки) и V_1 при $a \pm nd \leq x \leq d \pm nd$, где $n \in \mathbb{N}$, плоскость $x = 0$ является поверхностью кристалла. Электрон имеет значение энергии E и массу m и описывается волновой функцией ψ . Потенциал вакуума имеет постоянное значение, т.е. $V(x) = V_0$ при $x < 0$. Уравнение Шрёдингера для волновой функции электрона выглядит следующим

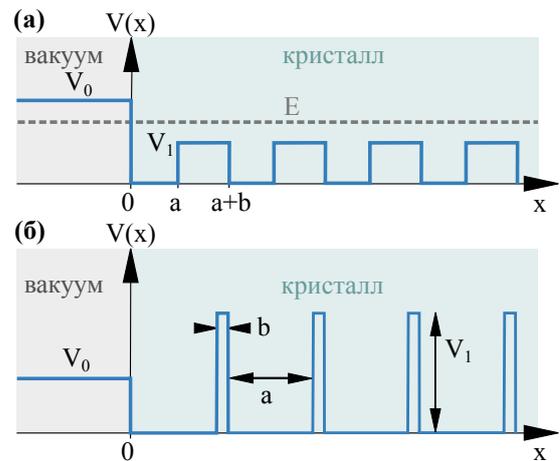


Рис. I.18: Потенциалы полубесконечного кристалла, рассматриваемые в задачах Тамма: а – потенциал Кронига-Пенни, б – частный случай при $b \rightarrow 0$ и $V_1 \rightarrow \infty$.

образом [99]:

$$\psi'' + \chi^2[E - V(x)]\psi = 0, \quad \chi^2 = \frac{2m}{\hbar^2}. \quad (19)$$

К совокупности данного дифференциального уравнения с указанным периодическим потенциалом применима теорема Флоке-Ляпунова для однородного линейного дифференциального уравнения второго порядка [100]; формулировка теоремы изложена в Приложении (теорема 1). Можно отметить, что существует теорема Блоха для собственной волновой функции ψ одноэлектронного гамильтониана, различные формулировки которой и решения которой приведены в [93], а также в Приложении (теорема 2). В одномерном случае теорема Блоха впервые была доказана Г. Флоке, а в отечественной математике она связана с именем А. Ляпунова, поэтому теорему Блоха для одномерного случая обычно называют теоремой Флоке-Ляпунова. Изначально теорема была сформулирована для электронов в идеальном кристалле с расположенными в строгом порядке атомами, который определяется решёткой Бравэ, т.е. потенциал взаимодействия U обладает периодичностью решетки Бравэ: $U(\vec{r} + \vec{R}) = U(\vec{r})$ при всех \vec{R} из решётки Бравэ (для любых векторов решётки Бравэ). Тогда уравнение Шрёдингера для электрона в периодической решётке для подобного периодического потенциала имеет вид: $H\psi = (-\frac{\hbar^2}{2m}\vec{\nabla}^2 + U(\vec{r}))\psi = E\psi(\vec{r})$.

Учитывая теорему Флоке-Ляпунова и решая дифференциальное уравнение (19) с граничными условиями непрерывности на бесконечности

$$\psi = 0, \quad \frac{d\psi}{dx} = 0, \quad (20)$$

можно получить два линейно-независимых решения определённого вида:

$$\psi = A_1 u_{\alpha_1}(x) e^{i\alpha_1 x} + A_2 e^{i\alpha_2 x} u_{\alpha_2}(x), \quad (21)$$

где A_1 и A_2 – произвольные постоянные, u_{α_1} и u_{α_2} – периодические функции с периодом d , а постоянные α_1 и α_2 – определённые функции энергии электрона W .

Если рассматривать случай первой модели, т.е. неограниченной решётки у кристалла (периодическая при $x \in (-\infty; +\infty)$), то в таком случае необходимым и достаточным условием конечности ψ является вещественность коэффициентов $\alpha_{1,2}$. Тем самым образуется набор энергетических полос из всего спектра энергий электрона, в которых это требование выполняется. Диапазоны значений E , в которых $\alpha_{1,2}$ вещественны, называются «разрешёнными» зонами энергии. Между ними находятся «запрещённые» зоны с мнимыми α_1 и α_2 . Волновые функции электронов со значениями энергий, лежащих в запрещённых зонах, экспоненциально затухают в кристалле, иными словами, электроны с такими энергиями распространяться в кристалле не могут. При действительных же значениях α_1 и α_2 волновые функции не являются затухающими, что и соответствует прохождению электрона через кристалл.

Если рассматривать случай второй модели, т.е. когда есть два полупространства: решётка в области $x > 0$ и вакуум с постоянным потенциалом $V=V_0$ в

области $x < 0$, – решением в области вакуума (x конечно при $-\infty$, а $E < V_0$) будет функция:

$$\psi = A \exp \frac{\sqrt{2m(V_0 - E)}}{\hbar} x. \quad (22)$$

Если учитывать условие непрерывности ψ и $\frac{d\psi}{dx}$ в плоскости $x=0$, можно произвести сшивку уравнения 22 с решением 21 и определить значения коэффициентов A , A_1 и A_2 . В работе [99] решение для коэффициентов разбивается на два случая. В первом случае показано, что все значения энергий электрона, лежащие внутри одной из разрешённых зон неограниченного кристалла (т.е. $\alpha(E)$ вещественно, а уровни являются разрешёнными), оказываются разрешёнными и в ограниченном кристалле. Во втором случае, когда значения энергии электрона расположены внутри одной из запрещённых зон неограниченного кристалла (т.е. $\alpha(E)$ комплексно), показано, что в ограниченном кристалле возможны разрешённые и при этом дискретные значения энергии электрона в той области энергий, которая в неограниченном кристалле является запрещённой зоной. Это является важным следствием рассматриваемой теории. Стоит отметить, что исходя из уравнений 21 и 22, волновые функции, соответствующие рассматриваемым дискретным уровням, имеют максимум на границе раздела (поверхности кристалла), а по мере удаления от границы по обе стороны волновые функции затухают: в области вакуума монотонно затухают, а в области же кристалла затухают осциллируя (α комплексно).

Тамм рассматривал решения этой задачи для разных частных случаев. В начале изучался упрощённый случай потенциала [95] (рис. I.18б): в ней рассматривался потенциал с $b \rightarrow 0$ и $V_1 \rightarrow \infty$ (в оригинальной работе такой потенциал не является δ -функцией, в которой были бы чёткие равенства $b=0$ и $V_1=\infty$), и для него получены уравнения для коэффициента α (где $\alpha=\alpha_1$ и $\alpha_2=-\alpha_1$) в зависимости от энергии электрона:

$$\cos(\alpha a) = P \frac{\sin \xi a}{\chi a} + \cos(\xi a), \quad \text{где } \xi = \frac{\sqrt{2mE}}{\hbar} x, \quad P = ab \frac{mV_1}{\hbar^2}. \quad (23)$$

В другой работе Тамма [98] также получены уравнения для этих коэффициентов, но уже в общем случае для областей с разной потенциальной энергией (рис. I.18а): для области $0 \leq x \leq a$ вводится значение k для электрона $2\pi/\alpha$ с энергией E и для области $a \leq x \leq b$ - вводится k' , и используются теорема Флоке [99]:

$$\begin{aligned} k &= \chi \sqrt{E}, & k' &= \chi \sqrt{E - V_1}, \\ \cos(\alpha d) &= \cos(ka) \cos(\gamma b) - \frac{k^2 + k'^2}{2kk'} \sin(ka) \sin(k'b), & \text{если } E > V_1, \\ \cos(\alpha d) &= \cos(ka) \operatorname{ch}(k'b) - \frac{k^2 - \gamma^2}{2k\gamma} \sin(ka) \operatorname{sh}(\gamma), & \text{где } \gamma = -ik', \text{ если } E < V_1. \end{aligned} \quad (24)$$

Оба этих примера имеют общность в решениях. Видно, что над правой частью этих уравнений должна быть произведена процедура сравнения с единицей, поскольку в левой части стоит функция косинуса. Поэтому если правая

часть уравнений по абсолютной величине меньше единицы, то существующие решения уравнения являются вещественными, если больше – то комплексными. Единственный изменяемый параметр в правой части – это значение энергии электрона E . Поэтому в случае если энергия электрона E такова, что правая часть уравнения (и для 23, и для 24) по абсолютной величине не превышает единицы, то решения являются вещественными, при этом будет существовать только два решения, соответствующие двум частным решениям волнового уравнения 21 с разными знаками: α_1 и $\alpha_2 = -\alpha_1$. И в таком случае E расположено в «разрешённой энергетической зоне». Принято считать, для условности, что $\alpha_1 > 0$, а $\alpha_2 < 0$. В другом случае, когда энергия электрона E такова, что абсолютная величина правой части больше единицы, то α комплексное (т.е. $\alpha = i\mu + n\pi$, где n – номер запрещённой зоны, $\mu > 0$), а E , в таком случае, расположено в «запрещённой области энергетического спектра» [98].

В работах [96, 98] показан расчёт поверхностных состояний электрона для этого второго случая упрощённого потенциала (по аналогии с уравнением 22). Сшивание решений для волновой функции с граничными условиями приводит к уравнению для энергии E :

$$\zeta \operatorname{ctg} \zeta = \frac{q^2}{2P^2} - \sqrt{q^2 - \zeta^2}, \tag{25}$$

где $\zeta = \xi a = \frac{a}{\hbar} \sqrt{2mE}$, $q = \frac{a}{\hbar} \sqrt{2mV_0}$.

Из уравнения 25 видно, что при $E < V_0$ (т.е. $\zeta < q$) существует один и только один корень ζ_n внутри каждого интервала $n\pi < \zeta < (n + 1)\pi$. Иными словами, в каждой «запрещённой зоне» существует одно и только одно решение (значение энергии электрона), для которого выполняются граничные условия непрерывности 20. Стоит отметить, что исключением является только первый интервал $0 < \zeta < \pi$ (где попросту нет корня ζ_0) в случае определённого соотношения бесконечно узкого и бесконечно высокого периода потенциала: $\frac{q^2}{2p} - q < 1$. Во всех остальных случаях, если соответствующее значение μ оказывается положительным, то описываемые корни уравнения 25 называются **таммовскими поверхностными уровнями электрона**, а соответствующие энергетические состояния называется **таммовскими поверхностными состояниями**. Данные состояния являются поверхностными из-за того, что нормированные функции, описывающие эти состояния, являются экспоненциально спадающими по движению вглубь кристалла. Иными словами, волновая функция электрона локализована на границе раздела кристалла и вакуума и

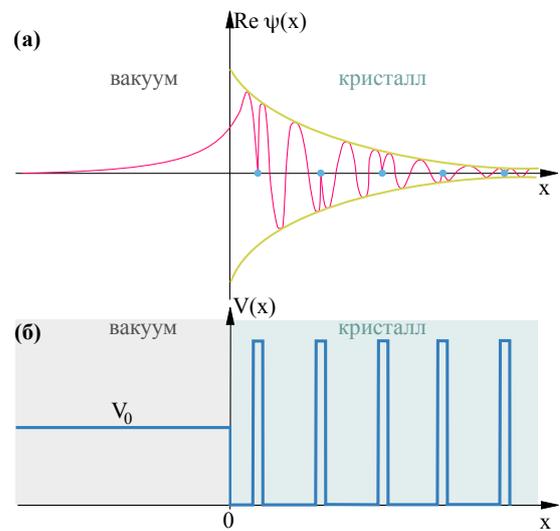


Рис. 1.19: Волновая функция (а) поверхностного состояния на границе вакуума и потенциала одиночных электронов с периодическим профилем (б); адаптировано из [93].

экспоненциально спадает по обе границы (с разным показателем экспоненты). На рисунке I.19 представлена волновая функция вдоль оси x одноэлектронного поверхностного уровня, перпендикулярном поверхности [93].

4.3. Блоховские поверхностные волны

Фотонный кристалл представляет из себя твердотельную среду с периодически изменяющимся (т.е. промодулированным) показателем преломления и, как следствие, изменяющейся диэлектрической проницаемостью в одном или нескольких направлениях кристалла, а величина самой модуляции сравнима с длиной волны света. Различают одномерные, двумерные и трёхмерные ФК: периодичность их сред промодулирована вдоль одной, двух или трёх осей кристалла соответственно. *Одномерные фотонные кристаллы* (ФК), получившие широкое применение в нанофотонике, в отечественной литературе называются *брэгговскими зеркалами* или распределёнными брэгговскими отражателями. Важно отметить, что с точки зрения постановки задачи для волновых уравнений и волновой функции твердотельная среда с внутренней периодичностью в одномерном случае (т.е. одномерный ФК) аналогична одномерной решётке, инвариантной относительно сдвига решётки. Поэтому по аналогии с таммовскими состояниями в одномерной решётке можно ожидать возникновения поверхностных состояний и для ФК.

Одномерные ФК представляют из себя набор чередующихся слоёв материалов с разным показателем преломления. Основные принципы построения теории распространения света в одномерных ФК изложены в работе [101]. В этой работе рассматривался ФК с толщинами слоёв a и b , образующими период кристалла $\Lambda = a + b$, и соответствующими показателями преломления n_1 и n_2 ($n_2 > n_1 > 1$, рис. I.20). В работе рассматривались два типа ФК: полубесконечный и кристалл с конечным числом пар слоёв. На кристалл падала электромагнитная волна с частотой ω и волновым вектором \vec{k} . На рисунке красной линией обозначена граница ФК: слева от неё находится граничная среда с показателем преломления, обозначенным здесь как $n_{\text{тр}}$.

Одним из оптических аналогов таммовских поверхностных состояний являются **блоховские поверхностные волны** (БПВ), представляющие из себя поверхностные электромагнитные волны (ПЭВ) на границе раздела фотонного кристалла и диэлектрика (или на границе двух фотонных кристаллов), экспоненциально затухающие по обе стороны от границы раздела. Возможность существования этих волн следует из решения уравнений Максвелла и применения граничных условий [102, 103]. Данная задача эквивалентна постановке задачи и способу решению с задачей таммовских поверхностных состояний. Для фотонного кристалла с показателем преломления слоёв как на рисунке I.20 выполняется периодичность $n(x) = n(x + \Lambda)$, и, следовательно, периодичность диэлектрической проницаемости $\varepsilon(x) = \varepsilon(n(x)) = \varepsilon(x + \Lambda)$, где x – ось, вдоль которой изменяется показатель преломления.

В общем случае интересно рассматривать взаимодействие электромагнитных волн с материалами, у которых диэлектрическая ε и магнитная μ проницаемости отличны от единицы ($\varepsilon, \mu \neq 1$). Тогда волновое уравнение для электромагнитного

поля $\vec{E}(x, t)$ с частотой ω будет выглядеть как:

$$\Delta \vec{E} - \frac{\varepsilon(x, t)}{c^2} \frac{\partial^2 \vec{E}}{\partial t^2} = 0,$$

$$\text{где } \Delta = \sum_{i=1}^3 \frac{\partial^2}{\partial x_i^2} = \left\{ \begin{array}{l} \text{для одномерного случая} \\ \vec{E} = \vec{E}(x, t) \end{array} \right\} = \frac{\partial^2}{\partial x^2}, \quad \frac{\varepsilon(x, t)}{c^2} = \omega^2 \varepsilon \mu. \quad (26)$$

Видно, что уравнение (26) является точным аналогом уже описанного одноэлектронного уравнения Шрёдингера (19) для полубесконечного кристалла, и его решением будет таммовское поверхностное состояние [103]. Это связано с тем, что уравнения Максвелла сводятся к уравнению Гельмгольца с граничными условиями, требующими непрерывных значений проекций векторов \vec{E} и \vec{H} :

$$\frac{\partial^2 \vec{E}}{\partial x^2} + k_0^2 \varepsilon(x) \vec{E}(x) = 0. \quad (27)$$

Стоит отметить, что помимо поверхностных волн могут существовать и иные локализованные вблизи поверхности решения. На границе двух сред 1 и 2, при условии $\varepsilon_1 < 0$ и $\mu < 0$, а также если $\mu_1 / \varepsilon_1 = \mu_2 / \varepsilon_2$ существует поверхностное состояние, имеющие нулевое волновое число вдоль поверхности [104].

В общем случае при освещении поверхности ФК волной, направление распространения которой находится под углом к поверхности ФК, решение сводится к двумерной задаче, которую можно разбить на две скалярные подзадачи, соответствующие двум перпендикулярным (ортогональным) друг другу линейным поляризациям: ТЕ-поляризация (вектор \vec{E} перпендикулярен плоскости падения, s-поляризация) и ТМ-поляризации (\vec{E} находится в плоскости падения, p-поляризация). Используя условия непрерывности для проекций векторов \vec{E} и \vec{H} на границе слоёв и теорему Флоке 1 (или теорему Блоха 2), можно получить электрическое поле волны с частотой ω в периодической структуре в виде блоховских волн [105]:

$$\vec{E}(x, y, t) = \vec{E}_K(x) e^{iKx} e^{i\beta y} e^{-\omega t}, \quad (28)$$

где $K = m(\pi/\Lambda) \pm iK_i$ – блоховское волновое число, в общем случае являющееся комплексным с мнимой частью K_i , β – проекция волнового вектора на плоскость фотонного кристалла, а $\vec{E}_K(x)$ – периодическая функция от x с периодом Λ ($E_K(x + \Lambda) = E_K(x)$). В процессе решения можно получить систему

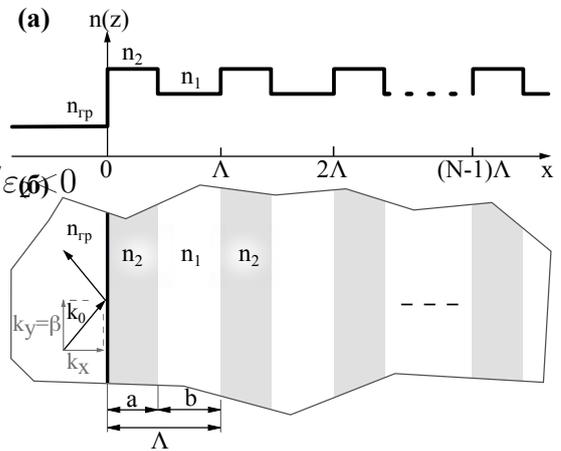


Рис. 1.20: а – Зависимость показателя преломления $n(x, y)$ от координаты для структуры одномерного фотонного кристалла, б – поперечный вид; $n_{gp} \in [1; n_2)$ (адаптировано из [101]).

линейных уравнений с коэффициентами A_1 и A_2 , аналогичную как и для 21, а также можно получить закон дисперсии [106]:

$$\cos(k_x \Lambda) = \cos(k_1 a) \cos(k_2 b) - \frac{1}{2} \left(\frac{n_2}{n_1} + \frac{n_1}{n_2} \right) \sin(k_1 a) \sin(k_2 b), \quad (29)$$

где $k_{1,2} = \omega/c \times n_{1,2}$ – волновые числа внутри слоёв фотонного кристалла, k_x – нормальная составляющая волнового вектора к поверхности кристалла. Решения данного закона дисперсии k_x могут быть как действительными (в случае если правая его часть по модулю меньше единицы), так и мнимыми (по модулю больше единицы) [106]. В первом случае область частот, соответствующая действительным решениям, образует разрешённую зону, во втором случае для комплексных решений – *фотонную запрещённую зону* (ФЗЗ), на частотах которой свет в фотонном кристалле не распространяется. Физической причиной возникновения ФЗЗ является деструктивная интерференция множества электромагнитных волн, прошедших через фотонный кристалл, и множества волн, отразившихся от границ раздела сред n_1 и n_2 . В работе [101] показано, что ширина ФЗЗ пропорциональна контрасту показателей преломления слоёв $\left(\frac{n_2-n_1}{n_2+n_1}\right)$, а максимальная ширина фотонной запрещённой зоны достигается при условии равенства оптических толщин слоёв ФК четверти центральной длины волны $\lambda_{\text{ФЗЗ}}$, соответствующей центру фотонной запрещённой зоны: $an_1 = bn_2 = \lambda_{\text{ФЗЗ}}/4 = \Lambda/2$.

В работе [101], как уже было отмечено, рассмотрены различные примеры ФК, как бесконечного, так и конечного. Поскольку блоховское волновое число внутри ФЗЗ является комплексной величиной, то объёмных состояний в бесконечном ФК быть не может (по аналогии с запрещёнными областями в задаче Тамма). Иначе обстоит ситуация в полубесконечном и конечном кристаллах. В таких кристаллах поверхностные состояния с комплексным волновым числом K могут существовать. Их свойством является то, что эти состояния локализованы на поверхности фотонного кристалла и экспоненциально затухают по обе стороны от границы ФК и второй среды, а поле, вследствие этого, имеет вид стоячей волны. Поскольку в выражении 28 есть множитель e^{iK_i} , то эти поверхностные волны имеют экспоненциальную затухающую огибающую (также как и таммовские поверхностные состояния).

Первое экспериментальное наблюдение оптических поверхностных волн, являющихся БПВ, представлено в работе [107], в которой БПВ наблюдалась внутри фотонной запрещённой зоны периодической слоистой среды (рис. I.21). БПВ наблюдалось вне светового вакуума (дисперсионная кривая БПВ лежит в области фотонной запрещённой зоны). В работе показано, что для того чтобы электрическое поле БПВ экспоненциально затухало в воздухе, необходимо выполнение условия $\beta > \omega/c$, т.е. тангенциальная проекция её волнового вектора на плоскость фотонного кристалла больше волнового вектора света в воздухе. На рисунке I.21а представлено теоретическое поперечное распределение интенсивности основной моды при длине волны возбуждения 1.15 мкм, а на рисунке I.21б показано экспериментальное результирующее распределение интенсивности с помощью фокусировки He-Ne-лазера. В работе отмечается, что поскольку число периодов в структуре конечно, то интенсивность на подложке не совсем равна нулю: например, поверхностные моды являются «вытекающими» (англ. «leaky»). Раздел 4.7

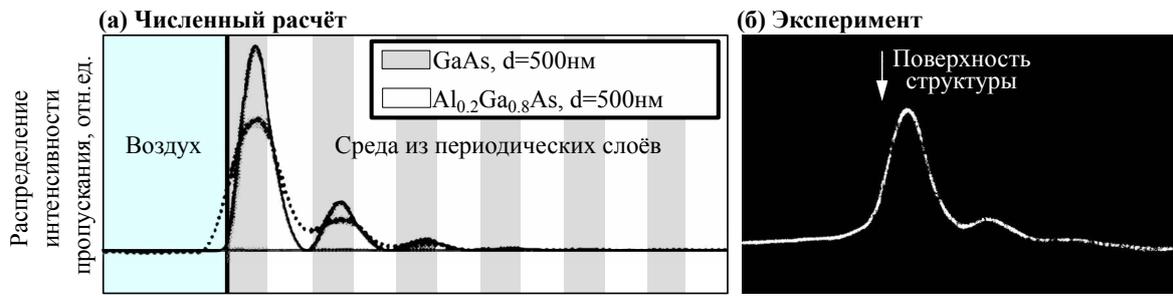


Рис. 1.21: БПВ на границе раздела воздуха и слоистой структуры: а – расчётное поперечное распределение интенсивности для основной поверхностной моды в периодической слоистой среде, состоящей из 12 пар равнотолщинных слоёв GaAs и Al_{0.2}Ga_{0.8}As ($d=500$ нм) на подложке GaAs; пунктирная линия представляет собой свёрнутое распределение интенсивности с использованием щели 0.5 мкм; б – экспериментально измеренное поперечное распределение интенсивности поверхностных волн в слоистой среде длиной 15 мм; плоскость поверхности обозначена стрелкой (адаптировано из [107]).

данной работы будет посвящён обзору подобных утечек, связанных с перераспределением поверхностных мод в объёмные.

Основным преимуществом платформы БПВ является возможность её использования в двумерной интегральной фотонике на частотах от УФ [108] до среднего ИК [109] и терагерцового диапазона [110]. Такая спектральная гибкость обусловлена тем, что возбуждение БПВ происходит в спектральной области фотонной запрещённой зоны (ФЗЗ) ФК: параметры и положение ФЗЗ можно зафиксировать в диапазоне указанных частот путём подбора толщин и материалов слоёв ФК [111]. Другой распространённой платформой является платформа поверхностных плазмон-поляритонов (ППП) на границе раздела металл-диэлектрик [112]. Однако в отличие различных плазмонных структур фотонные кристаллы, как правило, изготавливаются из диэлектрических материалов и обладают меньшими оптическими потерями, что позволяет достигать большой длины распространения: с помощью подбора параметров слоёв можно значительно уменьшить или даже полностью исключить канал радиационных потерь, что позволит оставить лишь канал рассеяния, снизив потери до 5 дБ/км [113]. В указанном диапазоне от УФ до среднего ИК у ППП имеются недостатки, связанные с омическими потерями, уменьшающими длину распространения, поскольку ППП распространяется по металлической поверхности, а также недостатком является фиксированный закон дисперсии, который определяется типом и свойствами металла. Миллиметровая длина распространения ППП достижима лишь при очень слабой локализации поля, значительно превышающей длину волны излучения. Также возбуждение возможно для ТМ- и ТЕ-поляризованных БПВ [114]. В настоящее время реализованы основные элементы интегральной оптики на основе БПВ, в том числе волноводы [115], линзы [116], резонаторы [117] и др.

В современной литературе понятие поверхностных состояний обобщено на различные множества граничащих между собой материалов и различных природ

возникновения состояний (локализация волновой функции, электромагнитного поля и пр.). Поэтому в качестве одного из видов поверхностных состояний в современной литературе отдельно выделяют **таммовские поверхностные состояния**. Они определяются как локализованные волновые функции на границе раздела среды с периодическим потенциалом и среды с постоянным потенциалом. Подробно классификация различных типов поверхностных состояний в зависимости от знаков диэлектрической проницаемости ϵ и магнитной восприимчивости μ двух сред рассмотрены в работе [118]. Выделяются поверхностные плазмон-поляритоны (ППП), таммовские плазмон-поляритоны (ТПП), Дьяконовские поверхностные волны и плазмоны, поверхностные солитоны, топологические поверхностные волны и др [118]. Наиболее интересными поверхностными электромагнитными волнами (ПЭВ) для задач интегральной фотоники в видимом и ближнем ИК диапазонах являются плазмон-поляритоны (поверхностные и таммовские) и блоховские поверхностные волны.

Возбуждение поверхностных состояний возможно не только в твердотельных материалах, но также и в мягких веществах, таких как жидкие кристаллы (ЖК), например, нематические (НЖК) и холестерические (ХЖК) [119]. Благодаря слабым молекулярным взаимодействиям такие вещества чувствительны к внешнему электрическому, оптическому и другим возмущениям [120]. Возможность периодической организации ЖК с субмикронным периодом позволяет усиливать с их помощью электрический и оптический отклики. Благодаря подобной субволновой периодической организации оптические свойства ЖК схожи с оптическими свойствами одномерных ФК [121, 122], что позволяет использовать ЖК для создания на их основе перестраиваемых ФК [123]. В работе [122] продемонстрировано существование ПЭВ в виде оптического таммовского состояния (ОТС), локализованных на границе раздела металла и ХЖК (рис. I.22). Возбуждение

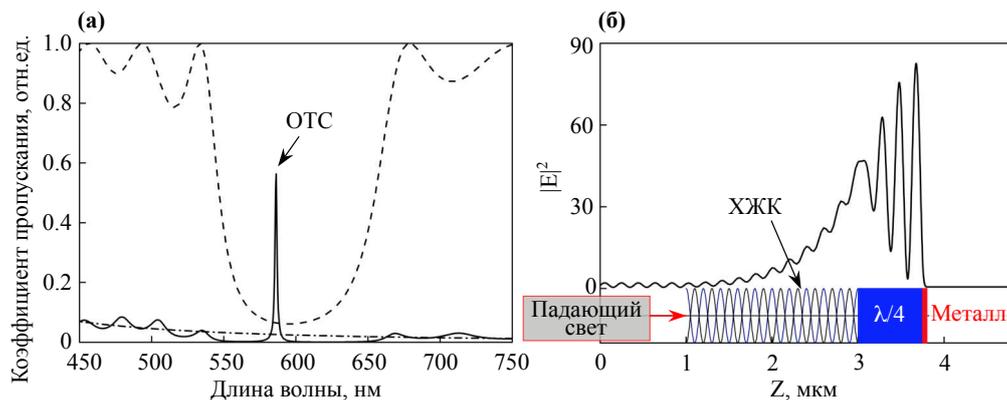


Рис. I.22: Оптические таммовские состояния в ХЖК: а – зависимость коэффициента пропускания моделируемых структур в зависимости от длины волны падающего света при нормальном падении: ХЖК–пластинка $\lambda/4$ –серебро (сплошная линия), ХЖК (пунктир), серебро (пунктир–точка); б – распределение напряжённости электрического поля $|E|^2$ в структуре ХЖК–пластинка $\lambda/4$ –серебро для длины волны 586.5 нм, а также соответствующая ему по координате z схема модельного образца (адаптировано из [122]).

ОТС происходит для ТЕ-, ТМ- и циркулярно-поляризованного излучения. Для

выполнения условий возбуждения ОТС между слоем ХЖК и металлом помещён анизотропный слой толщиной $\lambda/4$. В работе показана возможность управления спектральным положением резонанса ОТС за счёт изменения толщины анизотропного слоя или периода ХЖК с помощью воздействия внешними полями.

В ряде работ продемонстрировано одновременное возбуждение двух разных типов ПЭВ в одном слое на двух разных его поверхностях. В работах [112, 124] экспериментально и теоретически показано, что тонкая золотая плёнка, напылённая на фотонный кристалл, может поддерживать одновременное возбуждение ТПП и ППП, при этом само возбуждение происходит на разных сторонах металлической плёнки. ТПП возбуждается на границе с ФК [125], а ППП на границе с диэлектриком, в качестве которого выступает воздух. Продемонстрировано, что при малой толщине золотой плёнки (ниже 100 нм) дисперсионные кривые двух ПЭВ начинают влиять друг на друга, и при определённой толщине слоя золота (зависящей от параметров ФК) уже становится невозможно отличить два состояния друг от друга. Такое связанное состояние двух поверхностных волн называется *гибридным состоянием*. В работе [126] продемонстрирована возможность существования гибридных ТПП-микрорезонаторных мод в ФК, ограниченном слое серебра и содержащем нематический жидкокристаллический микрорезонаторный слой. В работе предложен метод спектрального управления такими гибридными модами, основанный на высокой чувствительности жидкого кристалла к изменению температуры и внешнего электрического поля.

4.4. Способы возбуждения поверхностных электромагнитных волн

БПВ могут возбуждаться как ТМ-, так и ТЕ-поляризованным светом в зависимости от материалов и толщины слоёв [127]. На рисунке I.23 показан закон дисперсии поверхностных мод в четырёх нижних запрещённых зонах для фотонного кристалла из чередующихся пар слоёв диоксида титана TiO_2 и диоксида кремния SiO_2 . На схеме I.23а обозначено как для ТЕ- и ТМ-поляризаций направлено электрическое поле. На рисунке I.23б представлены зонные структуры такого кристалла для ТЕ- (I.23б) и ТМ-поляризованного (I.23в) падающего на ФК излучения. Видно, что для ТМ-поляризованного света существуют области запрещённой зоны, когда её ширина обращается в ноль. Это происходит при $\beta = (\equiv \beta_B) = (\omega/c)\varepsilon_b \sin \theta_B$, где ε_b – диэлектрическая проницаемость SiO_2 , θ_B – угол Брюстера. Т.е. при падении света под углами, которые близки к углу Брюстера, не происходит конструктивной интерференции и не все волны отражаются. Поэтому для возбуждения БПВ ТМ-поляризованным светом нужно выбирать очень большие углы падения, далёкие от угла Брюстера, что часто в эксперименте бывает не удобно. Поэтому ТЕ-поляризованный свет оказывается предпочтительнее для возбуждения БПВ.

Для выполнения условия, что проекция волнового вектора β на плоскость ФК является больше волнового вектора в воздухе, нужны особые схемы возбуждения, которые позволяют увеличить эту тангенциальную компоненту волнового вектора, т.е. сделать так, чтобы $\beta = (\equiv k_{\text{БПВ}}) > \omega\sqrt{\varepsilon}/c$. Последнее необходимо для экспоненциального затухания поверхностной волны по обе стороны от границы. Данная необходимость исходит из закона Снелла: на границе раздела двух

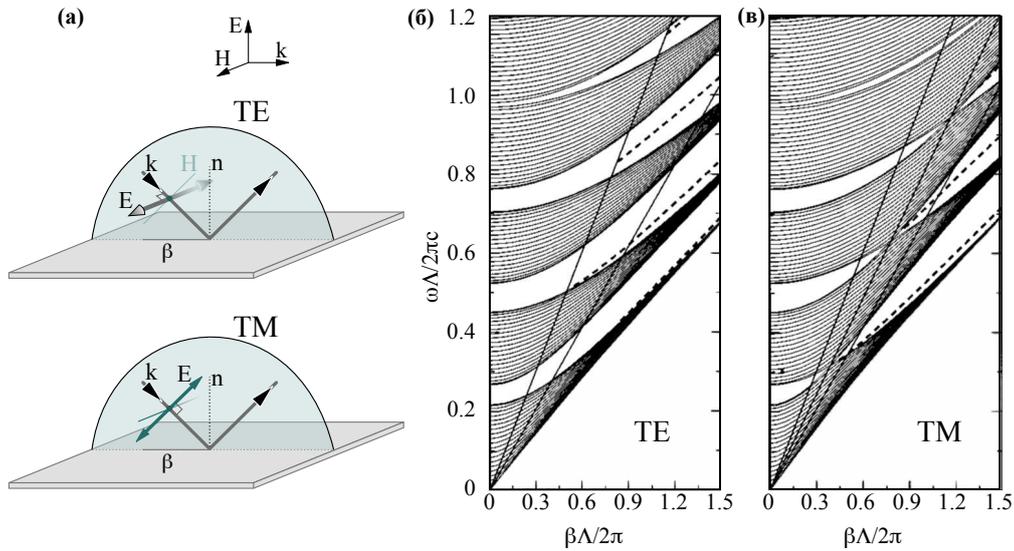


Рис. 1.23: БПВ для ТЕ- и ТМ-поляризованного света: а – схемы расположения электрического и магнитного вектора относительно плоскости падения, обозначенной голубым цветом; направление электрического поля для ТЕ-поляризованного излучения перпендикулярно плоскости падения, а для ТМ-поляризованного – находится в плоскости падения; б – закон дисперсии поверхностных мод в четырёх нижних запрещённых зонах для фотонного кристалла $\text{TiO}_2/\text{SiO}_2$ (диэлектрические проницаемости $\epsilon_{\text{TiO}_2}=5.5225$ и $\epsilon_{\text{SiO}_2}=2.1316$) (наименьшее значение у $\epsilon_{\text{SiO}_2}=\epsilon_b=2.1316$, поэтому дальше эта величина будет обозначена как ϵ_b); серым цветом показаны частотные области спектра, в которых излучение может распространяться внутри ФК (разрешённые зоны), а внутри светлых областей (запрещённых зон) пунктирными линиями обозначены законы дисперсии для поверхностных мод (БПВ). Сплошными линиями обозначены световые конусы для $\beta = \omega\epsilon_{\text{воздух}}^{1/2}/c$ и для $\beta = \omega\epsilon_b^{1/2}/c$ (адаптировано из [127]).

прозрачных сред с различными n_1 и n_2 угол падения света θ_1 на поверхность раздела (из среды 1) связан с углом преломления θ_2 (в среде 2) соотношением $n_1 \sin \theta_1 = n_2 \sin \theta_2$. Его следствием является наличие **угла полного внутреннего отражения**, при котором угол распространения в более плотной среде достигает максимального значения $\theta_2^{\text{макс}}$ (угол полного внутреннего отражения). Этим обуславливается необходимость использования специальных схем, позволяющих возбуждать БПВ. Существуют несколько подобных схем: призмная, дифракционная, торцевая, ближнепольная и др. [118]. Указанные схемы используются для возбуждения не только БПВ, но и других типов поверхностных состояний. Основными схемами для возбуждения БПВ и других ПЭВ являются призмный и дифракционный методы, поскольку они могут быть одновременно и эффективными, и легко реализуемыми, в то время как другие методы не отличаются подобным сочетанием.

Распространённым методом возбуждения ПЭВ является использование дифракционной схемы [109, 128]. При возбуждении ПЭВ под углом θ волновой вектор k волны складывается из двух составляющих (рис. 1.24): проекции падающего волнового вектора на поверхность и члена, кратного вектору обратной решётки с периодом d , т.е. для возбуждения БПВ выполняется условие $\vec{k}_{\text{ПЭВ}} = \vec{k} \cos \theta + m\vec{G}$,

где $|\vec{G}|=2\pi/d$ – вектор обратной решётки, $m \in \mathbb{Z}$ – целое число, называющееся **порядком дифракции** [9]. Для нормального падения минимальный период решётки d можно найти из необходимого условия $d = \frac{2\pi}{k_{\text{ПЭВ}}} = \lambda_{\text{БПВ}}$. Преимуществами использования дифракционных решёток заключаются в их компактности и в удобстве изготовления их вместе с элементами интегральной оптики. Также преимуществом является возможность создания высокоэффективных решёток. В работе [129] рассматривается платформа КНИ с неравномерным периодом и коэффициентом заполнения, для которой экспериментально демонстрируется эффективность -0,9 дБ (81%).

Другим распространённым методом возбуждения ПЭВ является использование призмной схемы [130, 131]. В призмном методе достигается нарушение полного внутреннего отражения: свет падает на структуру через призму, показатель преломления которой больше, чем показатель преломления воздуха. Это ведёт к увеличению волнового вектора по сравнению с его значением в воздухе, вследствие чего волновой вектор может совпасть со значением волнового вектора ПЭВ на границе фотонный кристалл – воздух. Если свет падает с волновым вектором k_0 и под углом θ на поверхность ФК из призмы с показателем преломления $n_{\text{пр}} > 1$, то тогда тангенциальная компонента β становится равной $\beta = (\equiv k_{\parallel}) = n_{\text{пр}} k_0 \sin \theta$. ПЭВ возникает если $k_{\parallel} > k_0$, т.е. $n_{\text{пр}} \sin \theta > 1$, иными словами, угол θ больше угла полного внутреннего отражения. Вектор $k_{\text{ПЭВ}} \in [k_0; n_{\text{пр}} \cdot k_0]$. Для реализации призмного метода возбуждения ПЭВ используются две геометрии: Кречманна и Отто (рис. I.24). В первом случае суще-

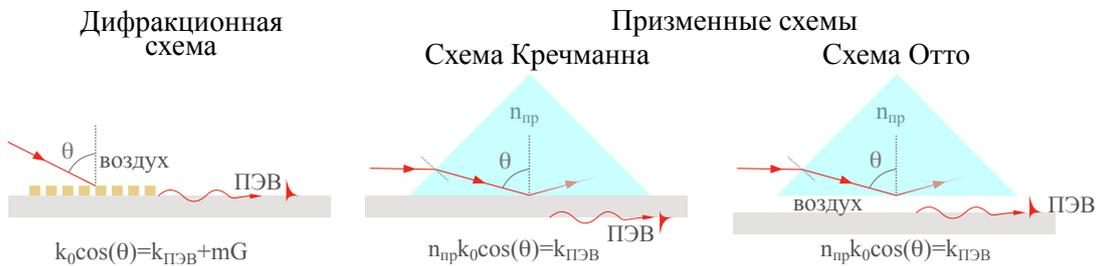


Рис. I.24: Возбуждение ПЭВ светом с помощью дифракционного (решёточного) метода и призмных методов (геометрия Кречманна и геометрия Отто). Вектор обратной решётки $G = 2\pi/d$, где d – период решётки, волновой вектор в воздухе – k_0 , волновой вектор ПЭВ – $k_{\text{ПЭВ}}$; величина зазора в схеме Отто $\sim \lambda$;

ствуют зазор между призмой и фотонным кристаллом порядка нескольких длин волн света, а ПЭВ в таком случае возбуждается на границе раздела фотонного кристалла и воздуха. Призмный метод подходит для большинства поверхностных волн, в том числе и для БПВ. В геометрии Кречманна между призмой и подложкой с образцом нет зазора: граница фотонный кристалл-воздух, удовлетворяющая условиям возбуждения БПВ, оказывается на противоположной стороне фотонного кристалла. Вследствие чего БПВ в двух схемах возбуждается на двух разных границах фотонного кристалла. В каждой конкретной экспериментальной задаче выбор поверхности и стороны фотонного кристалла, на которой возбуждается БПВ, обуславливает выбор того или иного призмного метода.

На рисунке I.25 представлена реализация возбуждения ППП, ТПП и БПВ с

помощью призмной схемы Кречманна. В правой части рисунка показаны расчётные спектрально-угловые зависимости коэффициента отражения $R(\theta, \lambda)$ для указанных схем возбуждения для ТЕ- (s-поляризация) и ТМ- (p-поляризация) линейно-поляризованных излучений. Расчёт зависимостей производился с помощью матричного 4×4 метода Берремана (метод матриц переноса) [132, 133]. На границе металла и диэлектрика возбуждается поверхностный плазмон-поляритон (ППП, рис. I.25а), а на границе с фотонным кристаллом – таммовские плазмон-поляритоны (ТПП, рис. I.25б). Для возбуждения этих типов поверхностных волн, как и для БПВ, нужны специальные схемы возбуждения (призмные, дифракционные или др.). Отличием в условиях возбуждения является поляризация возбуждающего излучения: ТПП и БПВ могут возбуждаться как в ТЕ-, так и в ТМ- поляризации, тогда как ППП может только в ТМ- поляризации. Также для возбуждения БПВ и ТПП необходимо чтобы длина волны возбуждающего излучения находилась на частотах внутри ФЗЗ используемого фотонного кристалла. Это является одним из преимуществ использования платформы БПВ перед другим платформой ППП.

4.5. Возбуждение поверхностных состояний с помощью одиночных объектов с резонансами типа Ми

Исследованию разнообразных устройств для интегральной фотоники посвящено множество работ, при этом мало внимания уделено самим способам возбуждения, совместимыми с концепцией интегральной фотоники. Уже указанные выше методы, такие как призмный и дифракционный, обладают рядом недостатков. Например, призмные схемы являются громоздкими, на их использование накладывається необходимость наклонного падения, а также прозрачность подложки, на которой расположен образец. А дифракционные решётки, хоть и более компактные, их эффективная работа ограничена узким спектральным диапазоном, а также для достижения высокой эффективности существуют трудности при изготовлении дифракционных решёток для однонаправленного возбуждения [129].

В работе [43] 2017 года была предложена концепция и впервые был экспериментально продемонстрирован способ возбуждения поверхностных волн с помощью высокоиндексных диэлектрических субволновых частиц, демонстрирующих оптические резонансы типа Ми (рис. I.26). Показано, что кремниевые частицы, расположенные на поверхности золотой плёнки, могут вызывать возбуждение поверхностных состояний, в частности ППП и их направленных мод. Как известно, при правильном подборе геометрии частиц, позволяющем управлять диаграммой направленности путём подбора спектрального положения различных резонансных мод [41, 54], происходит интерференция электрических и магнитных диполей, приводящая к направленному рассеянию и возбуждению поверхностных состояний. Таким образом, кремниевая частица может выступать в качестве мультиплексера, т.е. устройства, перенаправляющего рассеяние возбуждённых волн ППП из прямого направления ($\varphi=0^\circ$) в обратное ($\varphi=180^\circ$) с высоким спектральным разрешением. Эффективное возбуждение ППП обеспечивается сильным МД откликом кремниевой частицы. На рисунке I.26в показана эксперимен-

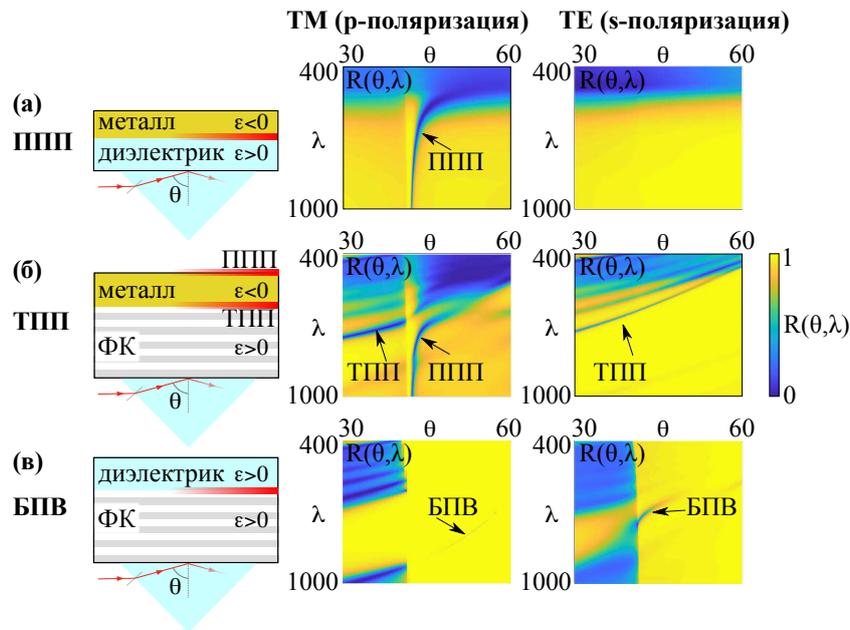


Рис. 1.25: Схемы возбуждения ППП, ТПП и БПВ и их расчётные спектрально-угловые зависимости коэффициента отражения в схеме Кречманна: а – поверхностные плазмон-поляритоны (ППП), б – таммовские плазмон-поляритоны (ТПП), в – блоховские поверхностные волны (БПВ). Стрелками на спектрально-угловых зависимостях показаны провалы в коэффициенте отражения, соответствующие поверхностным волнам. Параметры для проведённых автором расчётов взяты из следующих работ. Для ППП результаты адаптированы из работы [134]: по одну сторону от слоя золота толщиной 45 нм расположен полубесконечный слой диэлектрика (стекло ВК7), а по другую сторону – воздух с $n \approx 1$ (в работе вместо воздуха был водный раствор этанола с $n \approx 1.52$). Для ТПП результаты адаптированы из работы [112]: используется ФК, состоящий из 10 пар слоёв ZrO_2/SiO_2 толщинами 110 нм и 145 нм соответственно, где верхний слой SiO_2 утолщён до 215 нм; сверху ФК расположен слой золота 30 нм. Для БПВ результаты соответствуют такому же фотонному кристаллу (но без утолщения), поверх которого расположен диэлектрик с $n = 1.5$ и толщиной 210 нм.

тальная демонстрация эффекта переключения диаграмм направленности рассеяния для ППП в пространстве Фурье. В диапазоне изменения длины волны меньше чем на 50 нм происходит переключение с прямого направления на обратное.

Авторы работы отмечают, что благодаря масштабируемости оптических резонансов диэлектрических наноантенн (например, при изменении размеров частицы), спектральные положения наблюдаемых режимов направленности ППП можно настраивать в видимом и ближнем ИК диапазонах. А поскольку такие демультимплексирующие наноантенны могут быть изготовлены с помощью простой и относительно недорогой техники лазерной печати (см. раздел 5.1), позволяющей наносить такие частицы практически на любую поверхность, то данный способ возбуждения поверхностных волн имеет важное практическое значение для интегральной фотоники.

В работе [135] подход по управлению направлением возбуждения ППП был расширен с использованием круговой поляризации света (рис. 1.27). Использо-

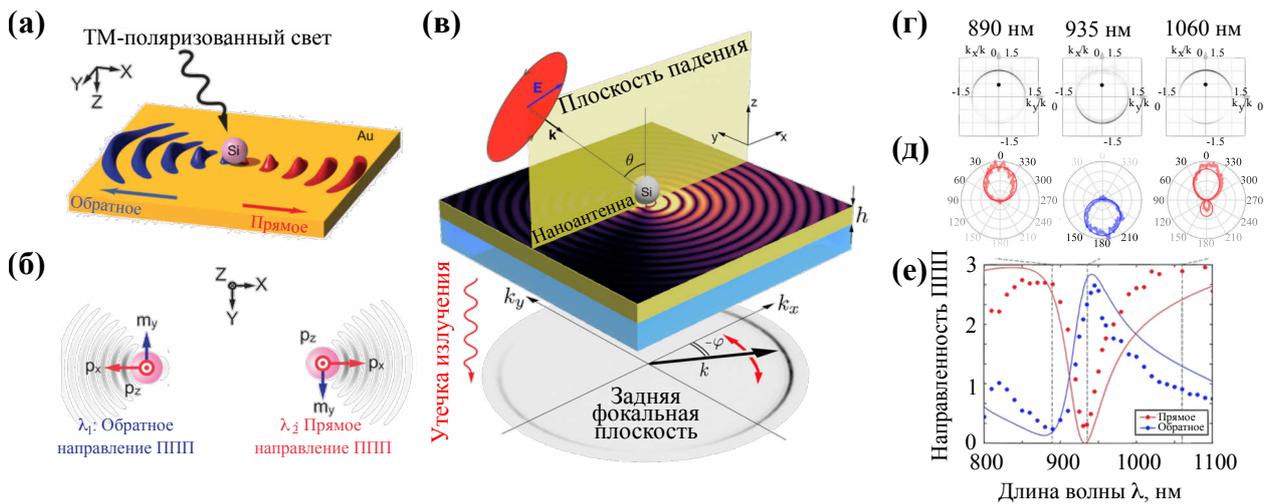


Рис. 1.26: Возбуждение ППП с помощью кремниевой частицы: а – общая схема возбуждения с прямым и обратным направлением с помощью ТМ-поляризованного света при угле падения $\sim 25^\circ$; б – направление индуцированных в частице дипольных моментов, вносящих вклад в возбуждение ППП; в – схема эксперимента: излучение утечки ППП собирается с помощью иммерсионного объектива и визуализируется в ЗФП (адаптировано из [135]); г – экспериментальная демонстрация в ЗФП эффекта переключения диаграмм направленности ППП с помощью кремниевой частицы $\simeq 295$ нм, расположенной на золотой плёнке 40 нм для длин волн возбуждения 890 нм, 935 нм и 1060 нм (маленькие чёрные круги соответствуют углу падения возбуждающего излучения $\sim 25^\circ$); д – диаграммы направленности ППП (толстые линии-эксперимент, тонкие линии-расчёт); е – спектральная зависимость интенсивности ППП в прямом и обратном направлении (точки - эксперимент, линии - расчёт) (адаптировано из [43]).

валось лево- и право-циркулярно поляризованное излучение, направленное под углом 25° на кремниевую частицу размером 295 нм, расположенную на золоте. На рисунке 1.27б показаны диаграммы направленности ППП, восстановленные из фотографий ЗФП с помощью метода микроскопии утечки излучения (см. раздел 4.7). Управляя циркуляцией падающего света, а также его длиной волны, достигается эффект управления светом в диапазоне углов, равном практически 2π в спектральном диапазоне менее 50 нм. Рассчитанные аналитически диаграммы направленности ППП показаны на этом же рисунке синими линиями.

В работе [136] показано, что направленное возбуждение ППП с помощью подобного ми-резонатора сопровождается появлением оптических сил и может быть использовано для управления и сортировки частиц. Благодаря тому, что ми-резонансные частицы могут быть созданы методами лазерного переноса на любой поверхности, то продемонстрированную концепцию возбуждения ППП с помощью одной ми-резонансной частицы можно распространить и на другие типы поверхностных волн. Например, их можно поместить на поверхность фотонного кристалла в область локализации поля БПВ. Таким образом, с помощью ми-резонансной частицы на ФК можно ожидать не только возбуждение БПВ, но и управление диаграммой направленности возбуждаемых БПВ. Это открывает новые возможности для разработки устройства для управления и передачи све-

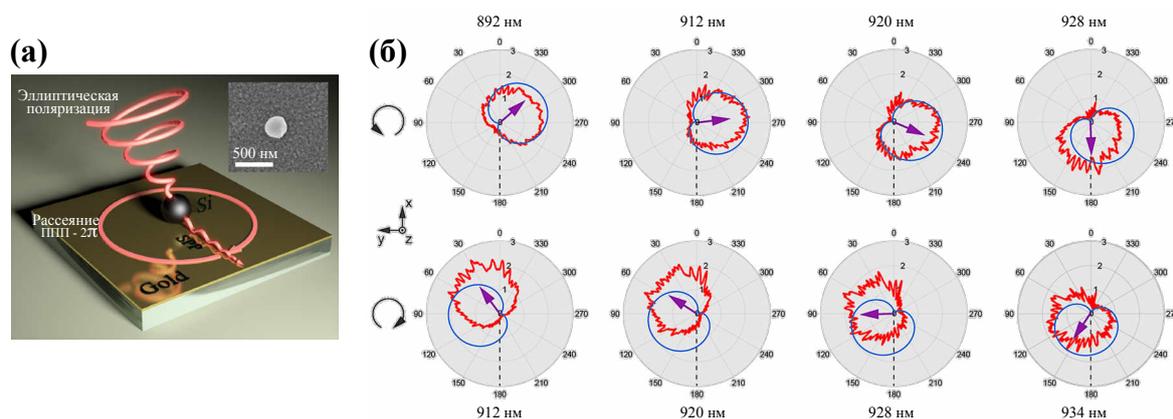


Рис. 1.27: а – Схема эксперимента направленного возбуждения ППП с помощью кремниевой частицы и циркулярно-поляризованного света; б – диаграммы направленности ППП для двух циркулярных поляризаций света: левой (верхний ряд) и правой (нижний ряд). Красные линии – экспериментальные диаграммы направленности, восстановленные из изображений ЗФП, синие линии – численный расчёт диаграмм направленности, серые пунктирные линии – обозначают обратное направление, стрелки – приблизительное направление возбуждения ППП согласно эксперименту и добавлены в качестве ориентира (адаптировано из [135]).

ТОВОГО СИГНАЛА.

4.6. Двумерная оптика и волноводы на поверхностных волнах

Интересной областью двумерной оптики и интегральной фотоники являются практические применения БПВ для создания различных элементов. Экспериментально реализовано большое число сложных фотонных устройств для ПЭВ, таких как линзы [116, 137], призмы [138], решётки [128], фокусирующие устройства [139], поляризационные делители [109], резонаторы [117]. Простейшим элементом интегральной фотоники является волновод. Принципиальная идея, объединяющая волноводы для разных типов поверхностных волн, состоит в том, чтобы поле волны может быть локализовано в направляющем канале (в некой геометрической области), имеющем направление и границы. Это могут быть канавки или углубления на поверхности структуры [140], могут быть также нанесённые (погружённые) на эту поверхность полоски [141]. Последний случай наиболее интересен, поскольку может быть реализован стандартными методами литографии, позволяющими создавать структуры на любой поверхности. В таком случае локализация волны тем лучше, чем выше контраст показателей преломления между материалом полоски (волновода) и окружающей её средой. Например, в работе [142] рассматривались металлические полоски на поверхности фотонного кристалла, поддерживающие распространение ППП. Одним из преимуществ БПВ является то, что они обладают большой длиной распространения: с помощью подбора параметров слоёв можно значительно уменьшить или даже полностью исключить канал радиационных потерь, что позволит оставить лишь канал рассеяния, снизив потери до 5 дБ/км [113]. В работах продемонстрирована возможность распространения БПВ в тонких диэлектрических

волноводах [143, 144]. В работе [115] продемонстрирована работа полимерного волновода на поверхности ФК для платформы БПВ (рис. I.28а). В качестве верх-

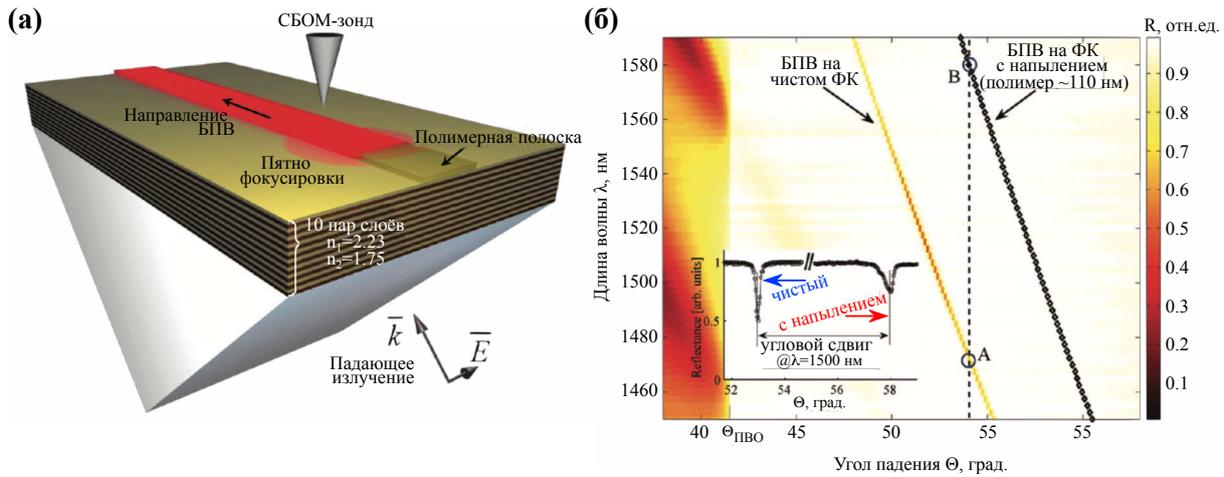


Рис. I.28: Полимерный волновод на поверхности ФК для возбуждения БПВ: а – схема эксперимента по возбуждению БПВ: сфокусированный пучок с линейной поляризацией в конфигурации Кречманна освещал полимерную полосу ($n_{\text{ext}} = 1.625$); ФК состоял из 10 пар слоёв гидрогенизированного нитрида кремния ($a\text{-Si}_{1-x}\text{N}_x\text{:H}$), где в зависимости от концентрации азота изменяется показатель преломления вещества: один слой имел показатель преломления $n_1 = 2.23$ для длины волны $\lambda = 1530$ нм и толщину 240 нм, а параметры второго слоя были $n_2 = 1.75$ для той же длины волны и 294 нм соответственно; сканирование поверхности и визуализация БПВ производились с помощью наконечника СБОМ зонда, б – зависимость коэффициента отражения от структуры ФК от угла падения и длины волны излучения; чёрной кривой показано смещённое положение БПВ в случае, когда ФК покрыт полимерной пленкой толщиной 110 нм; вставка – срез коэффициента отражения, показывающий провалы в отражении на $\lambda = 1500$ нм (адаптировано из [115]).

него слоя выступал слой с меньшим показателем преломления, вследствие чего даже без слоя диэлектрика на поверхности возможно возбуждение БПВ. Однако во многих работах верхний слой ФК создаётся именно с бóльшим показателем преломления, чтобы необходимым условием возбуждения БПВ являлся слой диэлектрика [145]. Таким диэлектриком на поверхности ФК может служить слой полимера, используемого при фотолитографии. В работе [115] на поверхности ФК с помощью фотолитографии создавалась работавшая как волновод узкая полоска полимера высотой 110 нм с показателем преломления $n=1.625$ и толщиной 3.5 мкм. Так, в работе показано, что нанесение слоя полимера на фотонный кристалл приводит к смещению закона дисперсии БПВ, в совокупности с узостью резонанса возбуждения волны, позволяет возбуждать независимо две волны – внутри диэлектрической полоски и вне неё. Эксперимент производился в схеме Кречманна, с помощью которой возбуждались ТЕ-поляризованные БПВ, и состоял из двух этапов. На первом этапе не использовалась полоска полимера, и в спектре коэффициента отражения наблюдался провал, соответствующий возбуждению БПВ и лежащий за углами полного внутреннего отражения ($\theta_{\text{ПВО}}$). На втором этапе наносилась полоска полимера толщиной 110 нм, вследствие чего

кривая БПВ смещалась на 5° для длины волны 1500 нм. Получившиеся резонансы, соответствующие распространению БПВ, в этих двух случаях разделены (рис. I.28б). Узость пиков БПВ, а также смещение резонансов доказывают, что можно локализовать БПВ в волноводе, представляющим из себя полосу полимера.

Интересной задачей является вопрос наиболее эффективного заведения оптического излучения в узкий волновод. Эта задача разбивается на два этапа. На первом этапе исследуются способы возбуждения поверхностной волны, а на втором – способы фокусировки возбуждённой волны в узкий волновод.

На *первом этапе*, как уже было сказано, проблема заключается в том, что волновой вектор БПВ выше, чем волновой вектор в вакууме. Поэтому в качестве элементов для возбуждения БПВ используются преломляющие специальные схемы, такие как призмные [115, 116, 137], дифракционные [109] или другие (см. рисунок I.24). Преимуществами использования дифракционной решётки являются её компактность, а также то, что её удобно создавать на поверхности фотонного кристалла вместе с волноводом тем же методом литографии. Также дифракционную решётку можно использовать как поляризационный фильтр, работающий эффективно только для одной из поляризаций. В зависимости от параметров материалов можно подобрать ФК, поддерживающий распространение как ТЕ-, так и ТМ-поляризации [146]. Например, в работе [109] на фотонный кристалл, поддерживающий распространение только ТЕ-поляризованных блоховских поверхностных волн, наносилась дифракционная структура, состоящая из двух одномерных решёток, повернутых друг относительно друга на $\pi/2$. Продемонстрировано, что каждая из одномерных решёток работала только в случае падения на неё ТЕ-поляризованного излучения (вектор \vec{E} перпендикулярен вектору обратной решётки).

На *втором этапе* необходимо эффективно сфокусировать ПЭВ в узкую полосу. Например, в работе [116] продемонстрирована реализация двумерной линзы для управления БПВ (рис. I.29а). Существуют и другие формы фокуси-

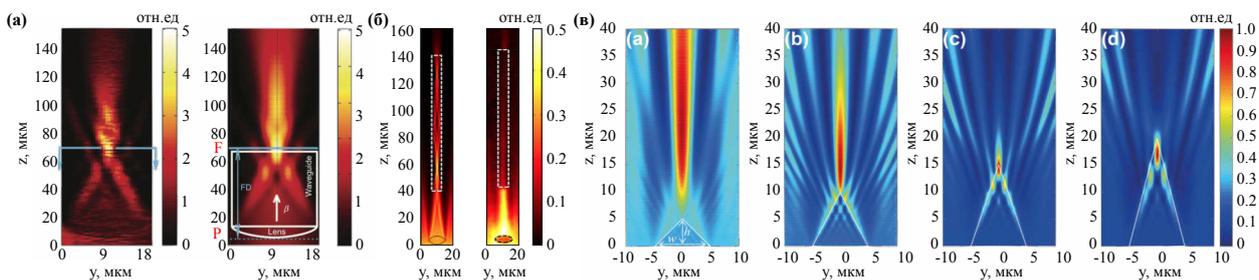


Рис. I.29: а – Экспериментальное (слева) и расчётное (справа) распределение интенсивности ближнего поля, демонстрирующее распространение и интерференцию света внутри двумерной плосковыпуклой линзы (адаптировано из [116]); б – расчётное (слева) и экспериментальное (справа) распределение интенсивности поля, заводимого в полимерный волновод (пунктирная белая линия) с помощью двумерной линзы (адаптировано из [137]); в – расчётная интенсивность поля ПЭВ, фокусируемого различными равнобедренными треугольниками из TiO_2 с фиксированным основанием $w=10$ мкм и с высотой $h=5$ мкм (а), 10 мкм (б), 15 мкм (с), 20 мкм (д) при длине волны излучения $\lambda = 1.555$ мкм (адаптировано из [139]).

рующих элементов, такие как линза в форме овала (рис. I.29б, [137]), равнобедренный треугольник в качестве фокусирующего элемента (рис. I.29в, [139]) и др. В работе [139] определялось оптимальное соотношение между основанием треугольника w и его высотой h (рис. I.29в). Показано, что наилучшая фокусировка достигается при соотношении сторон $h/w = 1.5$.

Также важной функцией оптических волноводов для интегральной фотоники является возможность поддержания ими распространения одной или несколько мод поверхностных волн. В работе [144] продемонстрирована реализация трёхмодового волновода из полимерной полоски высотой $\lambda/10$ на поверхности ФК. Исследование распространения поверхностных волн можно производить с помощью сканирующего ближнепольного оптического микроскопа (СБОМ, англ. SNOM) [147]. Схема структуры и её АСМ профиль изображены на рисунке I.30а,б соответственно. На длине волны $\lambda=1538$ нм исследуемые волноводы поддержива-

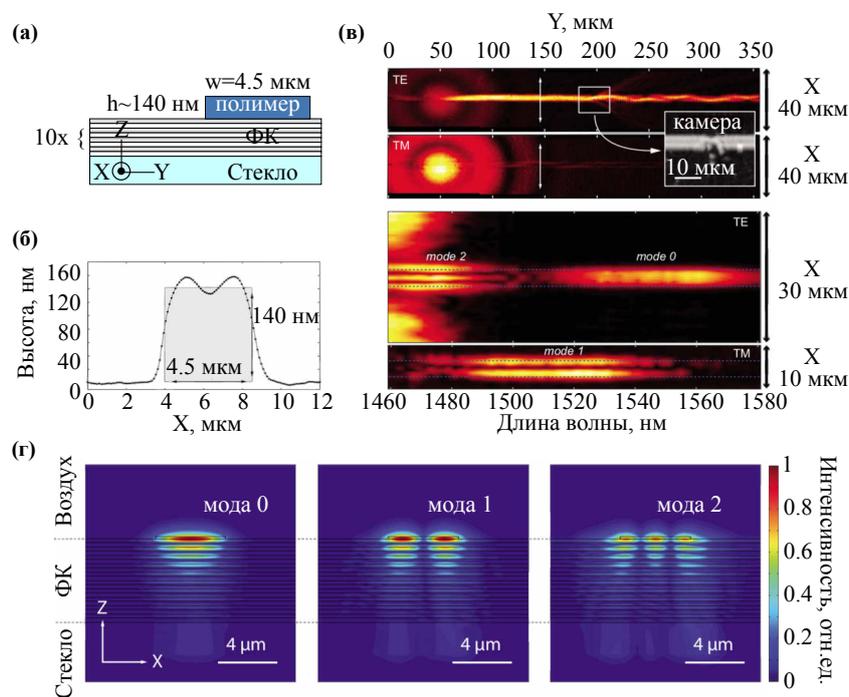


Рис. I.30: а – Схема ФК (многослойного нитрида кремния) с полимерным волноводом на поверхности, б – АСМ профиль поперечного сечения волновода; в – карты интенсивности ближнего поля для ТЕ- и ТМ-поляризованного освещения ($\lambda = 1538$ нм) вдоль волновода (сверху) и как функция от длины волны (снизу) в сечении, отмеченном белыми стрелками на верхней части; г – численное распределение поля БПВ в волновде волны для фундаментальной моды (мода 0), моды первого порядка (мода 1) и моды второго порядка (мода 2) для длины волны падающего излучения $\lambda = 1520$ нм (адаптировано из [144]).

ют распространение как ТЕ-, так и ТМ-поляризованных низших мод (TE_{00} , TE_{01} , TE_{02} и их ТМ пары) (рис. I.30в, наверху). Изменяя длину волны и поляризацию возбуждения можно добиться избирательного возбуждения каждой из поддерживаемых мод (рис. I.30в, снизу). Так, на длинах волн 1515 нм-1580 нм на изображении для ТЕ-поляризации отображается яркое длинное одиночное пятно в виде полосы, направленной вдоль волновода, тогда как на 1460 нм-1490 нм картина

состоит из трёх полос. На изображении для ТМ-поляризации выявляется удлинённое пятно в виде двух полос на промежуточных длинах волн 1480 нм-1540 нм. Эти пятна в работе обозначены как Мода 0 (TE_{00} соответствует одиночному пятну), Мода 1 (TE_{01} – двойному) и Мода 2 (TE_{02} – тройному). На рисунке I.30г показаны расчётные поперечные распределения интенсивности на длине волны $\lambda = 1520$ нм для этих мод. Также стоит отметить наличие изменения распространяющейся оптической моды в области дефекта волновода на рисунке I.30в для TE-моды: мода TE_{02} преобразовалась в моду TE_{00} . Механизм подобного преобразования описан в работе [148], в которой приводится в качестве примера эффект преобразования моды TE_{00} в моду TE_{01} с помощью возмущения показателя преломления волновода. Также в указанной работе показано, что наблюдаемая интерференция мод TE_{00} и TE_{01} после дефекта может быть использована для создания эффективных разветвителей для ПЭВ на основе интерференции мод, в частности, в работе продемонстрирована работа эффективных Y-разветвителей для БПВ.

4.7. Метод микроскопии утечки излучения как метод исследования поверхностных волн

В экспериментальных работах по наблюдению распространения волноводных мод удобным и часто используемым методом является методика микроскопии утечки излучения (англ. *leakage radiation microscopy*). Методика основана на том, что в структуре, поддерживающей распространение ПЭВ, возникают потери излучения (утечки излучения, англ. *leakages*), проникающие в подложку, на которой расположена структура, и эти потери связаны с рассеянием части энергии ПЭВ. Поскольку ПЭВ экспоненциально затухает вглубь подложки, то в случае конечной толщины подложки, часть излучения ПЭВ, рассеянного (англ. *leakage radiation*) и переизлучаемого в подложку, может достичь противоположного структуре края подложки. Исходя из граничных условий уравнения Максвелла, тангенциальная компонента вектора рассеянного излучения совпадает с волновым вектором $k_{ПЭВ}$, а поскольку эта величина лежит за пределами светового конуса (т.е. больше волнового вектора в вакууме), то это рассеянное излучение не будет распространяться при переходе границы раздела стекло-воздух из-за превышения угла полного внутреннего отражения. Для сбора такого излучения обычно используются иммерсионные объективы с $ЧА > 1$, у которых показатель преломления иммерсии приблизительно совпадает с показателем преломления подложки: чем ниже контраст Δn между этими показателями преломления, тем меньше потери на этом переходе [128]. В этом случае излучение может выйти за пределы подложки и быть собрано объективом. Затем производится построение ПФП, т.е. визуализация распространяющегося излучения в рассматриваемой структуре, а также изображение ЗФП объектива. В работе [149] показано, что излучение утечки, распространяемое в дальнее поле, пропорционально пространственному распределению поля ПЭВ на поверхности.

Микроскопия утечки излучения позволяет определять значения эффективного показателя преломления $n_{эфф}$ каждой моды ПЭВ [143]. Под эффективным показателем преломления ПЭВ понимается отношение постоянной распростране-

ния поверхностной волны $k_{ПЭВ}$ и волнового вектора излучения в вакууме k_0 . На рисунке I.31а представлена принципиальная схема метода микроскопии рассеянного излучения с использованием ЗФП. Излучение заводится с помощью линзы

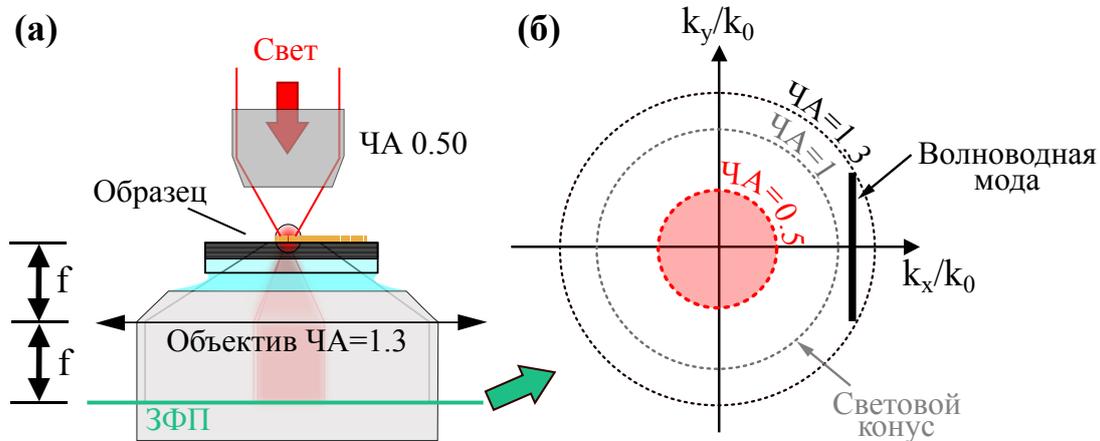


Рис. I.31: Микроскопия утечки излучения: а – схема метода на примере изучения волноводных мод, возбуждаемых в волноводе на поверхности ФК с помощью излучения лазерного источника, фокусируемого объективом с $ЧА=0.5$; волновод расположен вдоль оси x , сбор излучения происходит с помощью иммерсионного собирающего объектива с $ЧА=1.3$; б – схема ЗФП с построением кругов, соответствующим $ЧА$ излучения накачки (0.5), $ЧА$ светового конуса (1) и $ЧА$ собирающего объектива (1.3), а также волноводных мод в виде вертикальных полос в ЗФП (используемые параметры взяты из Главы III).

или объектива с маленькой числовой апертурой, а собирается излучение иммерсионным объективом с большой числовой апертурой. Апертура объектива, собирающего излучение, ограничивает пространство ЗФП, в котором выделяются несколько кругов. Например, если $ЧА$ фокусирующего объектива равна 0.5, а $ЧА$ собирающего объектива – 1.3, то этим числовым апертурам соответствуют круги в ЗФП со значением радиуса 0.5 и 1.3 соответственно (рис. I.31б). Также на рисунке отложен круг с радиусом 1, соответствующим углу полного внутреннего отражения (светового конуса), за пределами которого должны располагаться ПЭВ. Микроскопия ЗФП позволяет определить значения эффективного показателя преломления. Для этого по ортогональным осям x и y откладываются нормированные проекции волнового вектора $k_{ПЭВ}$, равные эффективному показателю преломления моды в данном направлении $n_x = k_x / k_0$.

На рисунке I.32 продемонстрирована схема метода микроскопии утечки излучения с ходом лучей [150] для одиночного излучающего объекта (в виде диполя) и для металлического волновода (нанорезонатора) с длиной L , поддерживающего распространение ППП. Для диполя видно, что на изображении ЗФП образуются концентрические кольца. Для нанорезонатора видно, как из ППП вытекает свет и фокусируется в определенную точку ЗФП в соответствии с углом утечки, связанным с волновым вектором ППП. Волновой вектор ППП $k_{ППП}$ является комплексной величиной, у которой действительная часть $k'_{ППП}$ определяет направление распространения, а мнимая часть $k''_{ППП}$ определяет затухание ППП, которое выражается в виде длины распространения $2L_{ППП}$. Волновой вектор ППП $k_{ППП}$

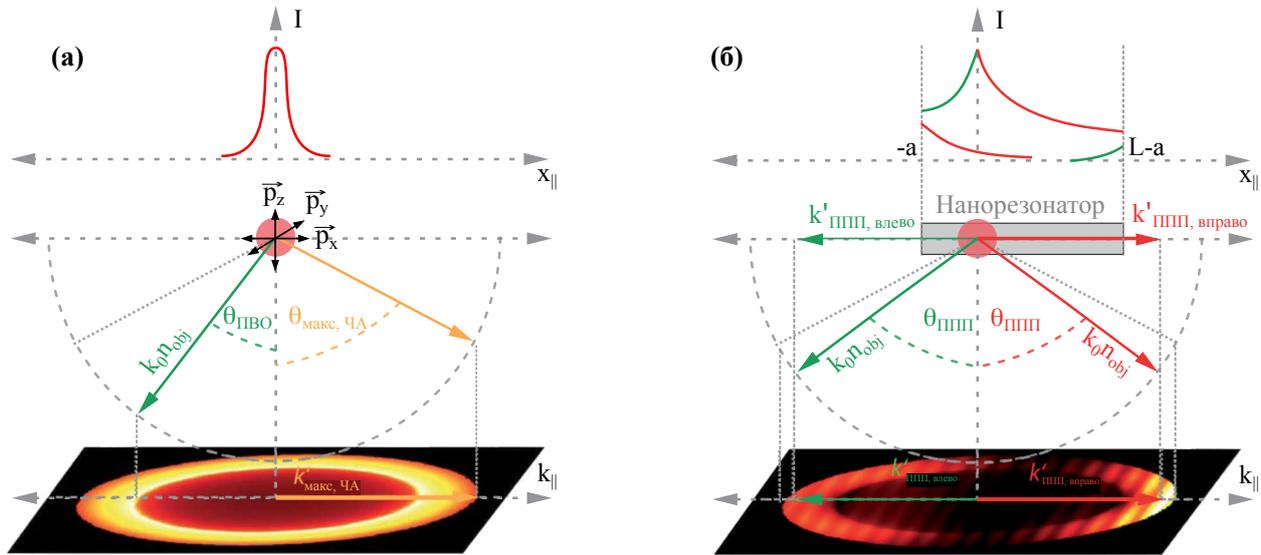


Рис. 1.32: Схема метода микроскопии утечки излучения с ходом лучей: а – изображение ЗФП для случайно ориентированных диполей, обозначенными чёрными стрелками; обозначения: $\theta_{\text{ПВО}}$ – угол полного внутреннего отражения, $\theta_{\text{макс, ЧА}}$ – максимальный угол, определяемой числовой апертурой (ЧА) собирающего объектива (obj), и соответствующий ему волновой вектор (рыжая стрелка), $k_0 n_{\text{obj}}$ – волновой вектор излучения диполя (зелёная стрелка), $k'_{\text{макс, ЧА}}$ – проекция волнового максимально допустимого вектора; б – изображение ЗФП для металлического нанорезонатора (волновода), поддерживающего распространение ППП с углом утечки $\theta_{\text{ППП}}$; длина нанорезонатора $L=4\text{ мкм}$, диаметр 200 нм , волновой вектор ППП $k_{\text{ППП}}=1.648 \cdot 10^7\text{ м}^{-1}$. Нанорезонатор окружён стеклом, длина волны возбуждения 670 нм , точка возбуждения a находится на расстоянии 200 нм от края нанорезонатора. Обозначения: стрелками обозначены волновые вектора для волновых векторов ППП, распространяемых вправо ($k'_{\text{ППП, вправо}}$) и влево ($k'_{\text{ППП, влево}}$) по нанорезонатору с их проекциями. (адаптировано из [150]).

определяется как:

$$k_{\text{ППП}} = k'_{\text{ППП}} + k''_{\text{ППП}} = k'_{\text{ППП}} + i \frac{1}{2L_{\text{ППП}}}. \quad (30)$$

С помощью лазерного излучения ППП возбуждается внутри нанорезонатора в точке, расположенной на расстоянии a от края нанорезонатора, и распространяется в двух направлениях с одинаковым по модулю волновым вектором $k'_{\text{ППП}}$. Проекция этой величины на плоскость ЗФП после утечки в стеклянную подложку при угле θ определяются выражением $k'_{\text{ППП}} = k_0 n_{\text{obj}} \sin \theta$. При достижении ППП края нанорезонатора происходит отражение ППП, вследствие чего волна начинает распространяться по нанорезонатору в обратную сторону. Конечная длина нанорезонатора приводит к интерференционной картине на изображении ЗФП в виде параллельных ярких полос.

В работе [142] исследовалось распространение волноводных мод ПЭВ в волноводе, представляющего из себя полосу полимера полиметилметакрилата (РММА), нанесённого на слой золота толщиной 50 нм на стеклянной подложке, а также распространение ППП на поверхности золота. На рассматриваемый

волновод, обладающего высотой $h=300$ нм и шириной $w=350$ нм, фокусировалось излучение с длиной волны $\lambda=632.8$ нм под полярным углом θ и азимутальным углом δ в сферических координатах с помощью объектива с ЧА=0.35. Излучение фокусировалось со стороны стеклянной подложки с показателем преломления n_1 , позволяя, таким образом, возбуждать как ПЭВ в волноводе, так и ППП на металлической поверхности (рис. I.33а).

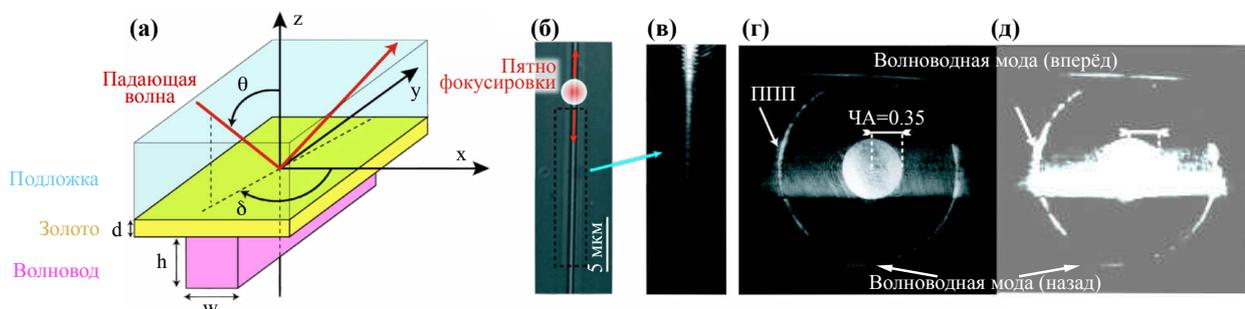


Рис. I.33: Микроскопия утечки излучения: а – схема эксперимента, в котором изучается волновод из полиметилметакрилата, расположенный на плёнке золота с толщиной 30 нм и освещаемый сфокусированным излучением (ЧА=0.35, красная линия) под полярным углом θ и азимутальным углом δ ; б – изображение полимерного волновода на золотой плёнке, сделанное в оптическом микроскопе; в – изображение ПФП, в котором наблюдается излучение, распространяющееся в волноводе; г, д – оригинальное изображение ЗФП и изображение ЗФП в режиме переэкспозиции; на изображении видны волноводная мода (в виде прямой) и ППП на чистой металлической поверхности (в виде дуг) (адаптировано из [142]).

Волноводным модам, распространяющимся в волноводе, на изображении в ЗФП объектива соответствуют яркие полосы, перпендикулярные направлению распространения данной моды [143]. Исследуемое излучение, распространяющееся в волноводе по направлению x , по ортогональному направлению в плоскости распространения y ограничено сечением этого волновода (то есть ограничено в направлении y), а значит в ЗФП ему будет соответствовать большой и конечный набор проекций волновых векторов k_y : чем уже волновод, тем шире будет спектр. В направлении распространения излучения x будет определённое значение волнового вектора k_x : чем длиннее волновод, тем уже будет полоса в ЗФП. Поскольку в данном эксперименте лазерное излучение фокусировалось в произвольную область волновода, то не существует никаких условий на направление распространения мод по оси x , т.е. моды могут распространяться как в положительном, так и в отрицательном направлениях волновода. Соотношение между энергиями мод в двух направлениях определяется лишь углом θ : в данном эксперименте в изображении ЗФП (рис. I.33в,г) видны две горизонтальные линии, соответствующие распространяемым в волноводе, где верхняя полоса намного ярче нижней. Условие возбуждения волноводных мод в структуре задаётся условием $k_0 n_1 \sin \theta \sin \delta = \text{Re}(\beta) = k_0 \text{Re}(n_{\text{эфф}})$, где k_0 – волновой вектор падающего излучения, β – волновой вектор распространяющейся моды с комплексным эффективным показателем преломления $n_{\text{эфф}} = \nu + i\alpha$. Величина мнимой части $n_{\text{эфф}}$ определяет затухание в системе и зависит от материалов системы. Это значение

α можно определить из прямого изображения, определив длину распространения моды L . Выражение, связывающее L и α выглядит как $L_\alpha = \lambda_0 / 2\pi\alpha$, где λ_0 – длина волны в вакууме. Вещественную часть эффективного показателя преломления $\text{Re}(n_{\text{эфф}}) = \nu$ для волноводных мод можно определить, исходя из значений известного радиуса круга, соответствующего ЧА собирающего объектива. Оно равно расстоянию от центра круга с радиусом 0.35 до положения полосы, соответствующей волноводной моде. Также можно получить значение эффективного показателя преломления и для ППП. Наблюдаемые дуги слева и справа от центрального круга соответствуют ППП, распространяющегося на границе раздела металл-воздух вне волновода. Образование таких дуг в ЗФП, соответствующих ППП, связано с тем, что у ППП сохраняется значение волнового вектора k во всех направлениях, и изменяется лишь направление возбуждения ППП. В таком случае $n_{\text{эфф}}$ соответствует расстоянию от центра того же круга до точки на дуге ППП.

Таким образом, метод микроскопии утечки излучения позволяет исследовать модовый состав излучения, распространяющегося в волноводных структурах, с максимальным разрешением, определяемым дифракционным пределом [151]. Метод относительно просто реализуется экспериментально и позволяет определить модовый состав и характеристики ПЭВ, а также получить значения их эффективных показателей преломления.

5. Экспериментальные методы создания наноструктур

5.1. Метод лазерно-индуцированного прямого и обратного переноса

Создание элементов для интегральных оптических схем субмикронных размеров является сложной технической задачей и связано преимущественно с квантомеханическими явлениями, происходящими в структурах на нано- и микромасштабе. Для создания одиночных объектов и их массивов используются различные технологии изготовления. Одним из методов создания наночастиц контролируемых форм и размеров является метод лазерно-индуцированного переноса. Эта технология печати наночастиц основана на лазерной абляции вещества с поверхности различных твёрдых материалов (мишени). Под *абляцией* понимается совокупность физических и химических процессов, приводящих к удалению вещества или его части с поверхности раздела фаз; а под *лазерной абляцией* – удаление вещества, происходящее под воздействием лазерного излучения с поверхности твёрдой мишени [152]. В работе [153] предложено несколько моделей механизмов возникновения лазерной абляции: тепловая, газодинамическая, двухтемпературная и фотофизическая. Эти модели являются редуцированием сложных нелинейных систем уравнений в частных производных и имеют различные степени надёжности экспериментальные подтверждения. Более того, вклад конкретного механизма на абляцию зависит от параметров лазеров, температуры и типа поверхности, а также давления. Развитие метода лазерной абляции связано с развитием и действием на поглощающие среды излучения непрерывных лазеров и лазеров с миллисекундным импульсом, работающих в режиме свободной генерации (в отличие от абляции, появившейся намного раньше), поэтому в

современной литературе лазерную абляцию связывают с использованием сверхбыстрых (чаще фемтосекундных) лазеров в качестве источников сверхкоротких лазерных импульсов. В работе [153] подробно изложено, какие физические и химические процессы можно относить к лазерной абляции. Например, при получении металлических сферических частиц используется тонкий слой металла, освещаемый лазерными импульсами [154]. За счёт поглощения части излучения происходит нагрев освещаемого слоя, приводящий к нагреву материала (появлению плазмы). При увеличении мощности излучения лазера расплавленная часть материала из-за кулоновского отталкивания (а также приобретённого импульса) расширяется перпендикулярно поверхности мишени. Удаляясь от поверхности, материал постепенно остывает, приобретая форму капли (из-за сил поверхностного натяжения), и окончательно застывает на принимающей подложке. В настоящий момент, помимо абляции твёрдых сред (например, изготовление наночастиц из кремния, германия, некоторых металлов, а также некоторых перовскитов), существуют лазерные абляции в газовых и жидких средах, а также в разреженном состоянии и вакууме [155]. Здесь и далее под лазерной абляцией будет пониматься метод микроструктурирования и создания структур из материала мишени с помощью лазерных импульсов, при котором часть этого материала переносится на поверхность подложки, отрываясь от мишени.

Существующие экспериментальные методы различаются по направлению переноса частиц, которое может быть как «прямым» (англ. *forward*), так и «обратным» (англ. *backward*). В первом случае отрывающиеся с поверхности частицы «вылетают» в направлении хода лазерного луча, т.е. в прямом направлении [154] (типичная схема эксперимента представлена на рисунке I.34а), а во втором - в противоположном или обратном направлении [156] (рис. I.34г). В работе [154]

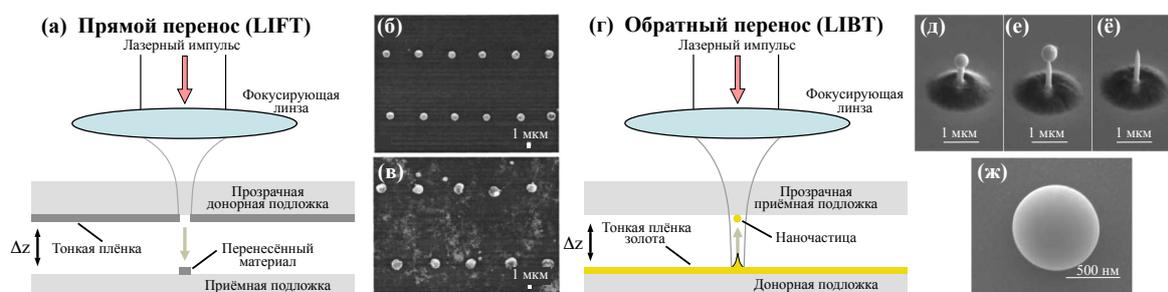


Рис. I.34: Технология лазерно-индуцированного переноса. а – схема прямого лазерно-индуцированного переноса, б, в – РЭМ изображения получаемых наночастиц в контактном и бесконтактном режимах соответственно (адаптировано из [154]), г – схема обратного лазерно-индуцированного переноса, д, е, ё – РЭМ изображения получаемых структур при энергиях лазерного импульса 65 нДж, 70 нДж и 75 нДж соответственно, ж – увеличенное изображение одиночной частицы (адаптировано из [156]).

для создания наночастиц использовалась технология *прямого лазерно-индуцированного переноса* (англ. *LIFT*). Излучение твердотельного Nd:YAG лазера фокусировалось на границу раздела между металлической плёнкой (использовались алюминий и никель) и прозрачной донорной подложкой. Мощность излучения была такой, что подложка не испытывала значительного нагрева. Эксперимен-

ты производились в двух режимах с одиночными лазерными импульсами: когда расстояние между металлической плёнкой и приёмной подложкой Δz равнялось нулю (контактный режим), а также в случае $\Delta z = 25$ мкм (бесконтактный режим). На рисунке I.34б,в представлены РЭМ изображения получаемых частиц в двух режимах: контактном (б) и бесконтактном (в). Видно, что контактный режим приводил к образованию сферических частиц одинакового размера, тогда как бесконтактный режим приводил к образованию обломков произвольных формы и размера. В эксперименте с помощью варьирования плотности энергии лазера (диаметр пятна был постоянным) в широком диапазоне энергий исследовалось влияние плотности энергии на перенос материала. При высоких значениях материал переносился того же размера, что и лазерное пятно с увеличением количества брызг при более высокой плотности энергии лазерного излучения. При снижении плотности до уровня, немного превышающего порог плавления, переносились отдельные мелкие капли.

В работе [156] представлен пример *обратного лазерно-индуцированного переноса* (англ. *LIFT*) для создания наночастиц. В эксперименте лазерное излучение фокусировалось на золотых тонких плёнках на подложке из кварца, при этом излучение проходило сквозь другую подложку, прозрачную кварцевую приёмную подложку, расположенную сверху образца в тесном контакте. Изучалась зависимость формы частицы при абляции при различных энергиях импульса. Фемтосекундное лазерное излучение вызывает движение потока расплавленного материала от краёв области фокусировки к центру, а также по направлению по нормали к подложке [157]. Силы поверхностного натяжения действуют на этот поток, приводя к образованию струйных структур с каплями наверху. При достаточно низкой энергии лазера эти структуры затвердевают на поверхности пленки без абляции (рисунок I.34д,е для 65 нДж, и 70 нДж соответственно). Однако когда энергия излучения становится выше некоторого порогового значения (в эксперименте это 75 нДж, рис. I.34ё), капля отрывается от верхней части струи и «улетает» от поверхности в сторону приёмной подложки. Если расстояние достаточно маленькое ($\Delta z < 10$ мкм), то большая часть капель прикрепляется к приёмной подложке. Прикреплённые капли имеют сферическую форму, как видно из РЭМ изображений (рис. I.34ж). Диаметр представленной капли составляет около 800 нм, что меньше диаметра фокусировки лазерного луча на поверхности металлической плёнки, который составлял около 3 мкм. При этом только часть расплавленного материала превращается в каплю, тогда как при различных толщинах подложки возможно образование струйных структур.

В работе [50] впервые реализована технология лазерно-индуцированного переноса, позволяющая создавать одиночные сферические кремниевые наночастицы (а также их массивы) с точно контролируемыми размерами, кристаллической фазой и положением. Технология не требует какой-либо иной литографической обработки, более того, отсутствуют, на самом деле, и требования к приёмной подложке: наночастицы могут осаждаться на любые подложки, в том числе со сложной морфологией или несовместимые при иных литографических процессах. В работе в качестве донорного слоя (т.е. «отдающего» слоя) использовалась трёхслойная пластина «кремний-на-изоляторе» (КНИ, англ. *silicon on insulator*,

SOI), состоящая из слоёв кремний/диэлектрик/кремний. Перенос сферических наночастиц кремния производился из верхнего кристаллического слоя кремния с толщиной 50 нм на прозрачную стеклянную приёмную подложку. Наночастицы, которые получаются таким методом, изначально находятся в аморфной фазе (a-Si). Однако при дополнительном облучении одноимпульсным лазером эти аморфные наночастицы управляемым образом преобразуются в кристаллические наночастицы (c-Si) или смешанное состояние между аморфными и кристаллическими фазами. Это позволяет настраивать оптические свойства отдельных кремниевых наночастиц, и некоторые наночастицы могут иметь ЭД и МД резонансы типа Ми в видимом спектральном диапазоне.

5.2. Метод двухфотонной лазерной литографии

Создание элементов для интегральных оптических схем субмикронных размеров является сложной технической задачей и связано преимущественно с квантомеханическими явлениями, происходящими в структурах на нано- и микромасштабе. Для создания подобных схем используются различные литографические методы. Под **литографией** в нанотехнологии понимается формирование рельефного рисунка внутри специального чувствительного слоя (резиста), при котором рисунок повторяет заранее смоделированную топологию или чертёж и переносится в объём резиста. Название данных технологий имеет происхождение от литографии в живописи и гравюре, в которых краска, наносимая на заранее сделанные для этого оттиски, переносится на необходимую поверхность. Существуют литографические методики, осуществляемые посредством взаимодействия резиста с оптическим излучением (фотолитография [158], голографическая интерференционная литография [159]), ионными пучками (ионно-лучевая литография [160]), пучками электронов (электронно-лучевая литография [161]), рентгеновским излучением (рентгеновская литография [162]) и др. В этой работе будет изучаться один из видов фотолитографии, называемый *двухфотонной лазерной литографией*.

Фотолитография (или же оптическая литография) основана на взаимодействии светочувствительных материалов-фоторезистов с оптическим излучением с управляемым направлением распространения. *Фоторезистом* или фотополимером называется фоточувствительный материал, использующийся в фотолитографии, который при световом облучении (экспонировании) изменяет свои свойства растворимости в специальном растворе (проявителе) по сравнению с непроэкспонированными областями. В зависимости от типа резиста может происходить либо затвердевание проэкспонированных участков в виде полимеризации резиста (тогда это *негативный резист*), либо растворение проэкспонированных участков в виде разрыва полимерной цепи (тогда это *позитивный резист*) [158]. Поскольку в каждый момент времени облучается резист конечного слоя или объёма, то с помощью фотолитографических методов можно получить как структуры двумерные, когда экспонируется или облучается только один слой резиста, так и более сложные, трёхмерные, когда осуществляется послойное экспонирование. Простой аналогией метода являются обычные экструдерные 3D-принтеры, в которых пластик выдавливается из сопла (экструдера) и послойно рисуются объекты.

Один из активно развивающихся методов оптической литографии основан на явлении *двухфотонного поглощения* и называется **двухфотонной лазерной литографией** (ДЛЛ). С помощью него достигается разрешение менее 100 нм, он является гибким в эксперименте и позволяет создавать за один сеанс работы большое количество структур любой формы, двумерных и трёхмерных [163]. Метод ДЛЛ применяется в микрофлюидике, микрооптике, рентгеновской оптике [164], микромеханике и фотонике [165]. Стоит отметить, что в литературе такой метод иногда называется методом двухфотонной полимеризации (англ. 2PP) или методом нелинейной литографии. А также, поскольку двухфотонное поглощение является частным случаем многофотонного поглощения, то ещё одним названием метода является многофотонная лазерная литография [158]. *Многофотонное поглощение* – переход электрона в молекуле или атоме из одного связанного состояния в другое как результат поглощения N числа фотонов одинаковой частоты. Если $N=2$, то это двухфотонное поглощение, если $N=3$, то это трёхфотонное поглощение [166] и т.д. В общем случае вероятность N -фотонного поглощения может быть феноменологически описана обобщённым законом Бера-Ламберта с помощью уравнения для локальной интенсивности излучения I (световой поток, Вт/м²) [167]: $\frac{dI}{dx} = -\sum_n \alpha_n * I^N$, где α_n – коэффициент поглощения N фотонов, x – направление распространения. Вероятность N -фотонного поглощения пропорциональна N степени локальной интенсивности излучения I . Из этого следует, что при малых значениях интенсивности вероятность однофотонного поглощения на несколько порядков больше двухфотонного поглощения, а оно, в свою очередь, на несколько порядков больше трёхфотонного и т.д. Поэтому для каждого порядка нужны большие интенсивности падающего излучения, которые можно достичь с помощью использования излучения импульсных лазеров, сфокусированных на область резиста. Так, например, чтобы двухфотонное поглощение являлось наиболее существенным нелинейным процессом, используются фемтосекундные импульсные лазеры мощностью 1 Вт–2 Вт и фокусировкой в воксел (объёмный пиксель) с поперечным сечением в 100 нм–200 нм. А вот трёхфотонное поглощение обычно становится значимым и эффективным при интенсивностях выше 100 ГВт/см², что экспериментально очень затруднительно [166]. Процессы поглощения более высоких порядков менее вероятны, поскольку требуют интенсивностей свыше 100 ГВт/см², что превышает порог оптического пробоя для диэлектрических материалов [158]. Поэтому в экспериментах зачастую используется метод двухфотонной лазерной литографии.

Явление двухфотонного поглощения предсказано из расчётов теории возмущений [168], в которых описывается вероятность перехода для электрона, поглощающего один фотон и переходящего после этого на промежуточный уровень, при этом за время жизни этого виртуального уровня, составляющего 10^{-16} , электрон может поглотить второй такой же фотон. Разность энергий между начальным и конечным состоянием электрона равна сумме энергий поглощённых фотонов, а вероятность поглощения для такого процесса квадратична по интенсивности. В экспериментах светочувствительный резист подбирается таким образом, чтобы он являлся чувствительным к излучению на частоте ω и прозрачным на 2ω . Реакция полимеризации для такого резиста происходит лишь в тех об-

ластях, в которых достигаются большие значения интенсивности, например, в перетяжке лазерного излучения, в которых вероятность двухфотонного поглощения становится существенной. При достижении подобных условий можно создавать сложные трёхмерные объекты, перемещая лишь перетяжку лазерного излучения по объёму резиста. На рисунке I.35 показано сравнение однофотонного и двухфотонного поглощения: представлена флуоресценция одного и того же раствора светочувствительного материала флуоресцеина в кварцевой кювете, свечение которого происходит на длине волны 488 нм [169]. На рис. I.35а показана

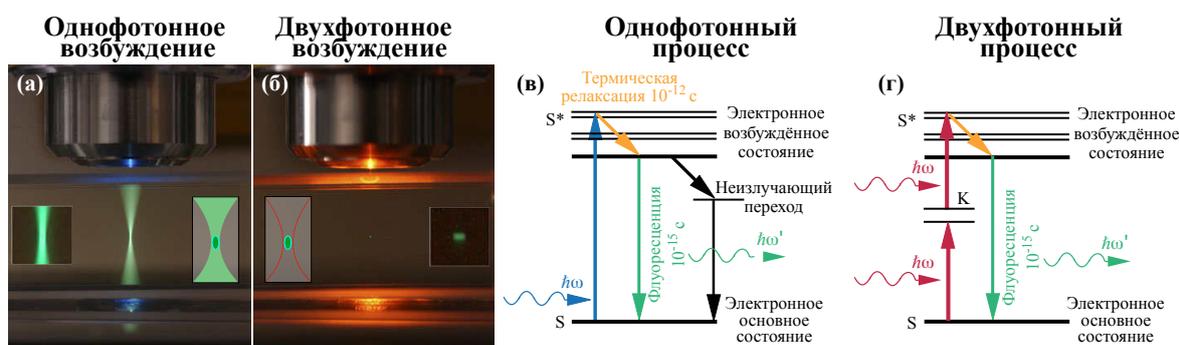


Рис. I.35: Сравнение однофотонного и двухфотонного возбуждения флуоресценции. а,б – изображения флуоресценции разбавленного раствора флуоресцеина в кварцевой кювете для однофотонного возбуждения (флуоресценция вне фокуса лазера с длиной волны 488 нм) и для двухфотонного (флуоресценция только в области фокусной перетяжки ИК лазера) соответственно (адаптировано из [169]), на вставках представлены крупные планы соответствующих фокальных объёмов; в,г – энергетические диаграммы, иллюстрирующие электронные процессы в молекулах-флуорофорах при поглощении фотонов (адаптировано из [170])

на флуоресценция фотоактивного раствора при освещении его лазером с длиной волны 488 нм, что соответствует однофотонному поглощению. Видно, что почти на всём пути лазера через раствор наблюдается флуоресценция зелёного света. Однако, если освещать раствор ИК импульсным лазером (Zeiss NLO system), то флуоресцирует только небольшая область раствора в центре перетяжки лазерного импульса (рис. I.35б). Этот случай соответствует двухфотонному поглощению. Благодаря импульсному лазеру, обеспечивающего высокое значение энергии в области перетяжки сфокусированного излучения молекула может одновременно поглощать два фотона. На рисунках I.35в,г показаны энергетические диаграммы (называемые иногда в литературе диаграммами Яблонского), иллюстрирующие электронные процессы в молекулах-флуорофорах при поглощении фотонов [170]. Показано, что два фотона с низкой энергией (частота ω) прибывают «одновременно» в течение ~ 0.5 фс во флуоресцирующих молекулах раствора и «объединяют» свои энергии, чтобы привести молекулу в возбуждённое состояние, которое затем излучающе флуоресцирует. Иными словами, два одновременных низкоэнергетических фотона (на частоте ω) могут вместе давать тот же эффект, что один высокоэнергетический фотон (2ω).

Обычно фоторезистами являются жидкие или гелевые растворы, состоящие из нескольких компонент: мономеры, растворитель (регулирует вязкость фоторезиста), фотоинициатор, добавки (препятствуют спонтанным химическим реакци-

ям) и др [171]. Фотоинициатор – это светочувствительная молекула, поглощающая излучение УФ, видимого или инфракрасного света, и вследствие этого продуцирующая активные частицы, инициирующие реакцию полимеризации. Эти генерируемые частицы являются либо радикалами, либо катионами. Из наиболее используемых фотополимеров в ДЛЛ выделяются резист ORMOCOMP (подгруппа гибридных кремний-органических фоторезистов ORMOCER, ORganically MODified CERamics) [172] в качестве примера фотополимера с полимеризацией по радикальному механизму, а также фоторезист SU-8 [173] – в качестве примера по катионному механизму. Обычные инициаторы **I** (например, катионные фотоинициаторы) фотополимеризации генерируют свободные радикалы **R•**, позволяющих полимеризовать комбинацию мономеров **M**. Свободнорадикальная полимеризация (англ. free-radical photopolymerization mechanism) – это цепные реакции, в которых добавление молекулы мономера к активному концу цепи регенерирует активный центр на конце цепи. Исходя из этого, выделяют по меньшей мере 3 ключевых этапа такой полимеризации:

- 1) инициация свободнорадикальный инициатор в присутствии мономера механизма при поглощении излучения разлагается, образуя активные частицы и свободные радикалы $\mathbf{I} \xrightarrow{\hbar\omega, \hbar\omega} \mathbf{I}^* \rightarrow \mathbf{R}^\bullet$
- 2) стадия роста полимерной цепи к фрагменту фотоинициатора (активному центру) присоединяются молекулы мономера, последовательно образуя первый и последующие звенья цепи (макрорадикалы) полимера $\mathbf{R}^\bullet + \mathbf{M} \rightarrow \mathbf{RM}^\bullet \xrightarrow{\mathbf{M}} \mathbf{RMM} \cdots \rightarrow \mathbf{RM}_n^\bullet$
- 3) реакция обрыва цепи образование конечной молекулы полимера (одной или нескольких) после дезактивации центра роста в результате исчезновения свободных радикалов: в радикальном механизме происходит реакция двух макрорадикалов, а в катионном – переход активного центра на другую молекулу $\mathbf{RM}_n^\bullet + \mathbf{RM}_m^\bullet \rightarrow \mathbf{RM}_{n+m}\mathbf{R}$.

Величина воксела, т.е. минимальная величина создаваемого объекта (разрешение метода) определяется амплитудой напряжённости электрического поля E_0 (мощностью лазерного излучения), а также размерами перетяжки ω_0 в области фокусировки лазерного излучения. Распределение напряжённости E_0 лазерного излучения в вокселе можно описать с помощью распределения Гаусса [174]. Радиус воксела в полимеризуемой области R , в которой происходит полимеризация, выражается через уравнение $R = \omega_0 \sqrt{(\ln E_0 - \ln E_{\text{порог}})}$, где $E_{\text{порог}}$ – величина пороговой энергии, при которой происходит полимеризация. В работе [175] показано, что процесс полимеризации является пороговым процессом: чем выше мощность излучения в перетяжке, тем выше значения размеров воксела, поэтому наилучшее разрешение достигается вблизи порога полимеризации. Получаемый радиус может оказаться меньше величины дифракционного предела Аббе L [171], определяемой для излучения на длине волны α и числовой апертуры фокусирующей линзы ЧА как $L = 0.5\alpha/\text{ЧА}$. Поэтому в экспериментах используются высокоапертурные объективы. Сама величина порога обусловлена тем, что помимо процесса образования свободных радикалов существуют два других процесса, вклад которых при малых мощностях существенен: переход фотоинициатора

обратно в невозмущённое состояние с излучением света (или тепла) и гашение кислородом или иными веществами и др.

Таким образом, метод ДЛЛ является крайне перспективным и удобным для создания элементов интегральной оптики сложной двумерной и трёхмерной геометрии за один сеанс экспонирования с разрешением ниже дифракционного предела. Создание трёхмерных структур возможно при использовании резиста, являющегося прозрачным на длине волны падающего излучения, поскольку траектория передвижения лазерной перетяжки может быть произвольной. Одним из активно используемых применений метода ДЛЛ является создание с его помощи полимерных волноводов на различных платформах, поддерживающие распространение поверхностных волн. Например, показано применение метода для создания ППП [176]. На рисунке I.36 представлены изображения волноводных полимерных диэлектрических структур, получаемых с помощью ДЛЛ с использованием фоторезиста ORMOCOMP [172].

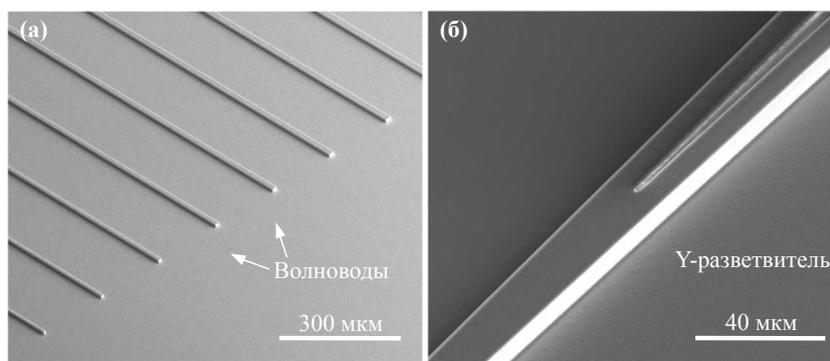


Рис. I.36: Примеры волноводных структур, получаемых с помощью двухфотонной лазерной литографии: а – прямые волноводы, б – разветвители Y-типа (адаптировано из [172]).

5.3. Метод электронно-лучевой литографии

Одним из способов изготовления полупроводниковых структур является микроструктурирование с помощью метода *электронно-лучевой литографии* (ЭЛЛ, англ. electron-beam lithography, EBL) [41]. Метод ЭЛЛ, как и другие литографические методики, состоит из многоэтапного производства с использованием слоя резиста с последующим удалением части резиста, а также с использованием структурированной маски для создания профиля структуры [161]. Несмотря на стабильность и качество получаемых результатов, методы ограничены подбором маски и вытекающими из этого проблемами [177]. Поскольку указанные трудности приводят к росту стоимости изготовления масок, то особый интерес из себя представляют безмасочные вариации метода ЭЛЛ с прямой записью [178]. Тем не менее, методики ЭЛЛ, использующие маску, широко используются при создании массивов частиц с контролируемой формой, размером и расстоянием между частицами. Это связано с тем, что для многих задач существует потребность в создании множества реплик одного объекта, поэтому при правильном подборе единой маски методы ЭЛЛ становятся более надёжными и удобными методами. В

таком случае ЭЛЛ обладает высокой воспроизводимостью, высоким разрешением и возможностью изготовления наноструктур достаточно сложной формы [41]. Например, можно создавать как одиночные субволновые объекты, так и массивы таких частиц, в частности метаповерхности с разрешением до 1 нм.

В узком смысле под методом ЭЛЛ понимается экспонирование, как правило, положительного резиста (полимера), чувствительного к электронному облучению, с помощью фокусирования пучка электронов на поверхность резиста. Электронный пучок фокусируется с помощью магнитных линз в слое полимера, что приводит к изменениям свойств растворимости полимера в проявителе по сравнению с непроэкспонированными областями. Сложность заключается в том, что пучок сфокусированных электронов взаимодействует с атомами мишени с изменением направления их движения и непрерывным уменьшением их энергии [179]. Это явление называется рассеянием электронов и математически моделируется методом Монте-Карло. Рассеяние состоит из вкладов двух противоположных потоков электронов: рассеивающихся вперёд электронов, отклоняющихся на небольшой угол, и электронов обратного рассеяния, отклоняющихся на большой угол, поскольку они отражаются от подложки обратно в резист.

Наиболее распространёнными экспериментальными системами ЭЛЛ являются системы, использующие электронный гауссов пучок, проецируемый на подложку через различные типы масок. Такие системы являются наиболее гибкими для исследовательских целей и обеспечивают самое высокое пространственное разрешение (менее 5 нм) [180]. Наиболее используемыми резистами для ЭЛЛ являются высокомолекулярные полимеры, растворённые в жидком растворителе [178].

В широком смысле под методом ЭЛЛ обычно понимается многоэтапный процесс, в котором создание маски с помощью экспонирования положительного резиста электронным пучком является одним из множества этапов. Итогом этого этапа являются проявленные пустые области, которые совпадают по контуру с будущим образцом и затем участвуют в дальнейших этапах по напылению маски для травления. Поэтому, как правило, под методом ЭЛЛ в широком смысле понимается комбинация методов, таких как:

- а) метод молекулярно-пучковой эпитаксии (МПЭ, англ. MBE) [181], т.е. метода эпитаксиального роста в условиях сверхвысокого вакуума, в котором внутри вакуумного объёма на подложку по одному атомному слою наносится вещество (получаются искусственные кристаллы, гетеропереходы, и сверхрешётки);
- б) метод эпитаксиального переноса (*epitaxial lift-off*) [182], т.е. способа переноса эпитаксиальной плёнки GaAs (или другой полупроводниковой структуры) на прозрачную сапфировую подложку или на металлическую светоотражающую подложку;
- в) метод ЭЛЛ;
- г) метод реактивного ионного травления (РИТ, англ. RIE) [183], т.е. удаление материала с подложки с помощью химически активной плазмы, созда-

ваемой при низком давлении и при газовом разряде;

д) метод атомно-слоевого осаждения (АСО, англ. ALD), [184], т.е. технология контролируемого нанесения (роста) тонких нанометровых плёнок на подложках.

На рисунке I.37 представлена реализация метода ЭЛЛ на примере изготовления метаповерхностей из арсенида галлия [82, 161]. Поскольку необходимая

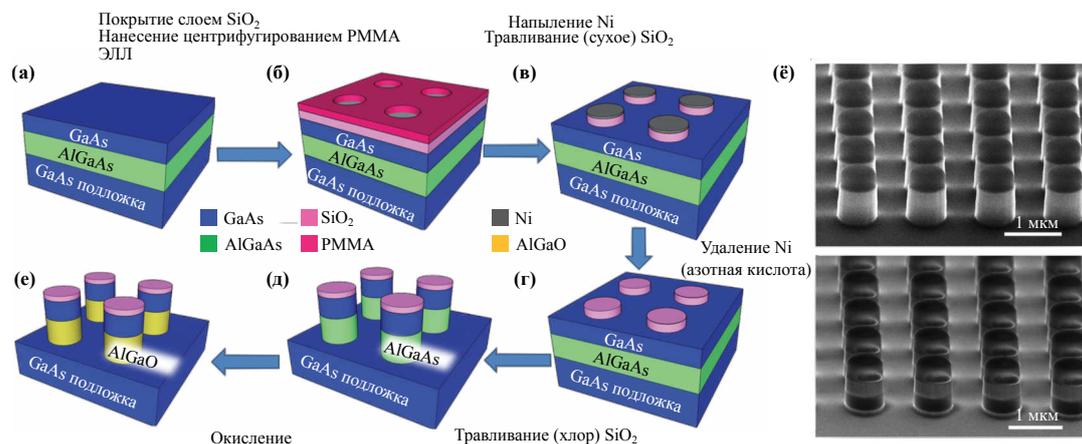


Рис. I.37: Электронно-лучевая литография. а-е – схема изготовления метаповерхностей на основе (Al)GaAs с помощью электронно-лучевой литографии; ё – РЭМ изображения под углом $\approx 75^\circ$, показывающие резонаторы из GaAs до (сверху) и после (снизу) процесса селективного влажного окисления (адаптировано из [82]).

толщина слоя GaAs для достижения требуемых оптоэлектронных свойств составляет несколько сотен нанометров, то удобнее и быстрее создавать образцы из такого слоя и созданной на нём маски, которая обычно наносится поверх слоя GaAs в виде тонкой плёнки. В толщине этой плёнки с помощью ЭЛЛ можно с большой точностью рисовать узоры будущей маски необходимой сложности. После этапа ЭЛЛ с помощью травливания создаётся требуемая маска поверх слоя GaAs. Важным является то, чтобы во время этапа травления слоя GaAs под ним присутствовал подслой, выступающий как «стоп-слой», ограничивающий травление. Например, этим подслоем может быть слой алюминия или AlGaAs. На последнем этапе образец помещается в печь для селективного влажного окисления слоёв AlGaAs. В работе [82] используется газ-носитель в виде азота для переноса водяного пара через образец, превращая слои AlGaAs в их естественный оксид с низким показателем $(Al_xGa_{1-x})_2O_3$.

На рисунке I.37ё показаны РЭМ изображения нанодисков GaAs до (сверху) и после (снизу) процесса окисления соответственно. Видно, что диски являются многослойными: сверху это остаток протравочной маски SiO₂, в середине это слой GaAs, внизу до окисления это слой AlGaAs (цвет совпадает с GaAs из-за аналогичной высокой электронной проводимости), а после окисления это уже слой AlGaO, который из-за гораздо более низкой проводимости становится темнее верхних слоёв. Варьируя параметры травления, можно добиваться гладких и заострённых стенок нанодисков.

6. Задачи диссертационной работы

Обзор литературы показал, что в последние годы исследуются различные эффекты управления светом при помощи резонансных оптических состояний на различных платформах, таких как одномерные фотонные кристаллы, полупроводниковые наночастицы и метаповерхности. Значимость таких исследований заключается в возможности создания различных элементов оптических интегральных схем, способствующих решению фундаментальных и прикладных задач по созданию альтернативы существующим электронным платформам. Важным этапом решения таких задач является исследование управления распространением оптического сигнала в планарных системах и в свободном пространстве. В обзоре литературы описана физика резонансов типа Ми и блоховских поверхностных волн, а также приведено описание основных экспериментальных методик, используемых в работе.

Первой поставленной задачей диссертационной работы является *создание экспериментальной установки по изучению управления светом, объединяющей методы микроскопии исследуемого образца в передней и задней фокальных плоскостях собирающего объектива и спектроскопии «накачка-зонд» на основе фемтосекундного лазера для сверхбыстрых измерений модуляции оптических сигналов*. Обзор литературы показал, что изучение большого класса задач по изучению эффектов управления светом удобно производить в дальнем поле. Для этих целей удобным инструментом являются методики оптической микроскопии. В рамках данной задачи была создана экспериментальная установка, позволяющая проводить временную и пространственную микроскопию рассеянного на объектах света и возбуждённых волноводных мод и микроскопию утечки излучения с фильтрацией в пространстве волновых векторов рассеянного излучения.

Второй поставленной задачей является *экспериментальная реализация направленного возбуждения блоховской поверхностной волны при помощи одиночных ми-резонансных частиц, напечатанных на поверхности одномерного фотонного кристалла*. Обзор литературы показал, что методы эффективного возбуждения БПВ являются недостаточно изученной задачей интегральной оптики. В настоящее время наиболее распространёнными схемами для возбуждения БПВ являются призмные схемы (Кречманна, Отто) и дифракционные схемы, обладающими рядом недостатков. Поиск новых способов возбуждения БПВ является актуальной задачей. Известно, что альтернативным способом возбуждения БПВ является диэлектрические частицы с ярко выраженными оптическими резонансами Ми. Однако до сих пор не было экспериментально продемонстрировано возбуждение БПВ с помощью ми-резонансных частиц. В рамках данной задачи изучается и демонстрируется эффект направленного возбуждения БПВ на поверхности одномерного фотонного кристалла с помощью кремниевой субволновой частицы с резонансами типа Ми. Для экспериментов по изучению направленности распространения БПВ с помощью освещаемых частиц используется методика микроскопии утечки излучения в пространстве волновых векторов.

Третьей поставленной задачей является *исследование особенностей распространения блоховских поверхностных электромагнитных волн в полимерных*

волноводах на поверхности одномерного фотонного кристалла. Обзор литературы показал, что платформа БПВ является многообещающей для её использования в интегральной фотонике на частотах от УФ до среднего ИК. Важной задачей является создание и структурирование волноводных структур, поддерживающих распространение БПВ, которая легко осуществима различными методами промышленной лазерной литографии в единой процедуре экспонирования. В рамках данной задачи предложено использовать метод микроскопии утечки излучения как удобный инструмент для исследования модового состава блоховских поверхностных волн в волноводах на поверхности одномерных фотонных кристаллов в оптическом диапазоне. Этот метод расширяет возможности использования большого количества субволновых устройств различной сложности, созданных методами печати, для задач интегральной оптики, таких как детектирование, обработка и распространение оптического сигнала.

Четвёртой поставленной задачей является *исследование полностью оптического управления интенсивностью дифракционных максимумов полупроводниковой метаповерхности, состоящей из ми-резонансных частиц арсенида галлия.* Обзор литературы показал, что морфологически зависимые резонансы типа Ми, возникающие в субволновых частицах, являются удобным инструментом пассивного управления светом. При этом объединение большого числа различных ми-резонансных частиц в метаповерхности открывает возможность активного полностью оптического управления направлением, фазой и интенсивностью рассеянного на метаповерхности света на субпикосекундных временах. Важной задачей является уменьшение используемой плотности энергии, необходимой для осуществления подобного управления. В рамках данной задачи изучается пикосекундная полностью оптическая модуляция интенсивности света, рассеянного на полупроводниковой метаповерхности из ми-резонансных наночастиц в направлении дифракционных порядков. Подобное исследование производится методом «накачка-зонд», комбинированным с визуализацией направления распространения света в пространстве волновых векторов.

Глава II.

Направленное возбуждение блоховских поверхностных волн с помощью ми-резонансных наночастиц

Глава посвящена экспериментальной реализации и изучению эффекта направленного возбуждения блоховских поверхностных электромагнитных волн на поверхности одномерного фотонного кристалла с помощью одиночной кремниевой ми-резонансной частицы. В качестве метода для изучения свойств возбуждаемых БПВ используется микроскопия ЗФП. В данной главе в начале будет изложен принцип работы собранной и автоматизированной установки, реализующей метод микроскопии задней фокальной плоскости (ЗФП) и объединяющей все описанные главы, поскольку все экспериментальные результаты были получены с её помощью, затем будут охарактеризованы использовавшиеся ми-резонансные частицы на поверхности фотонного кристалла, а также охарактеризован наблюдаемый эффект возбуждения блоховской поверхностной волны.

1. Экспериментальная установка, реализующая метод микроскопии задней фокальной плоскости

1.1. Общие принципы экспериментальной установки

Все описанные в данной работе главы могут быть объединены общей экспериментальной установкой, собранной и автоматизированной автором и реализующей метод микроскопии задней фокальной плоскости (ЗФП). Этот метод позволяет проводить исследование диаграммы направленности рассеяния света на резонансных структурах, в том числе на метаповерхностях и наноантеннах, а также исследовать направленное распространение волноводных мод, имеющих резонансную природу. Можно производить преобразование фурье поля света, выходящего из передней фокальной плоскости (ПФП) объектива, тем самым позволяя измерять волновые вектора в ЗФП. На рисунке [II.1](#) показан общий принцип

экспериментальной установки.

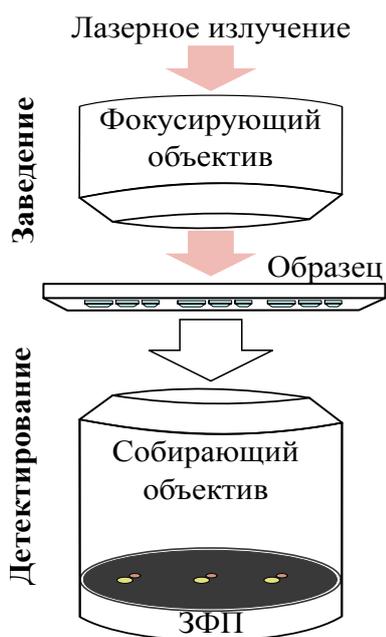


Рис. II.1: Принципиальная схема экспериментальной установки.

Поверхность образца делит экспериментальную установку на две части: область заведения (до образца) и область детектирования (после образца), в которой с помощью собирающего объектива исследуется излучение (рассеянное или прошедшее) от изучаемой структуры, освещаемой одним или двумя лучами. Изучаемые в работе явления исследуются с помощью различных типов лазерных источников света (непрерывных и импульсных) с возможностью регулирования времени задержки между импульсами, а также с независимым контролем мощности и поляризации для каждого из них. Также реализована возможность независимого изменения углов падения, под которыми излучение в каналах фокусируется на образец.

В канале детектирования с помощью собирающего объектива исследуется рассеянное излучение или излучение утечки из волноводных мод. Анализ этого излучения производится с помощью 4f оптической системы с техникой построения изображения ЗФП, сложность которой заключается в том, ЗФП объектива геометрически расположена внутри него. Для доступа к ЗФП используется система линз, позволяющая воспроизводить изображение ЗФП вне объектива. 4f оптическая схема позволяет построить промежуточное изображение образца, расположенного в ПФП, а также промежуточное изображение ЗФП. При работе с двумя каналами освещения, регулируя угол и время задержки между ними, можно анализировать пространственную и временную динамику рассеяния света исследуемой области структуры.

1.2. Область детектирования: методика задней фокальной плоскости

Принцип 4f оптической системы, используемой в экспериментальной установке в области детектирования, состоит в построении не только изображений образца и изображения ЗФП на камерах, но и построении их промежуточных изображений для различных фильтраций. Построенный ход распространяющихся лучей в области детектирования для ПФП (красные линии) и отдельно для ЗФП (чёрные линии) показан на рисунке II.2). В установке сбор прошедшего сквозь подложку, а также рассеянного на структурах и дефектах излучения производится с помощью собирающего объектива, который в зависимости от задачи может быть выбран воздушным или иммерсионным. После собирающего объектива расположена софокусная с ним тубусная линза (или окуляр в зависимости от терминологии). В установке используется ахроматический дублет ($f=150$ мм). Эта линза позволяет построить промежуточное изображение передней фокальной плоскости (пПФП) для последующей его фильтрации путём блокирования части изображения, например, диафрагмой, вертикальными лезвиями, маской и пр. После пПФП расположена точно такая же линза, конфокальная с предыду-

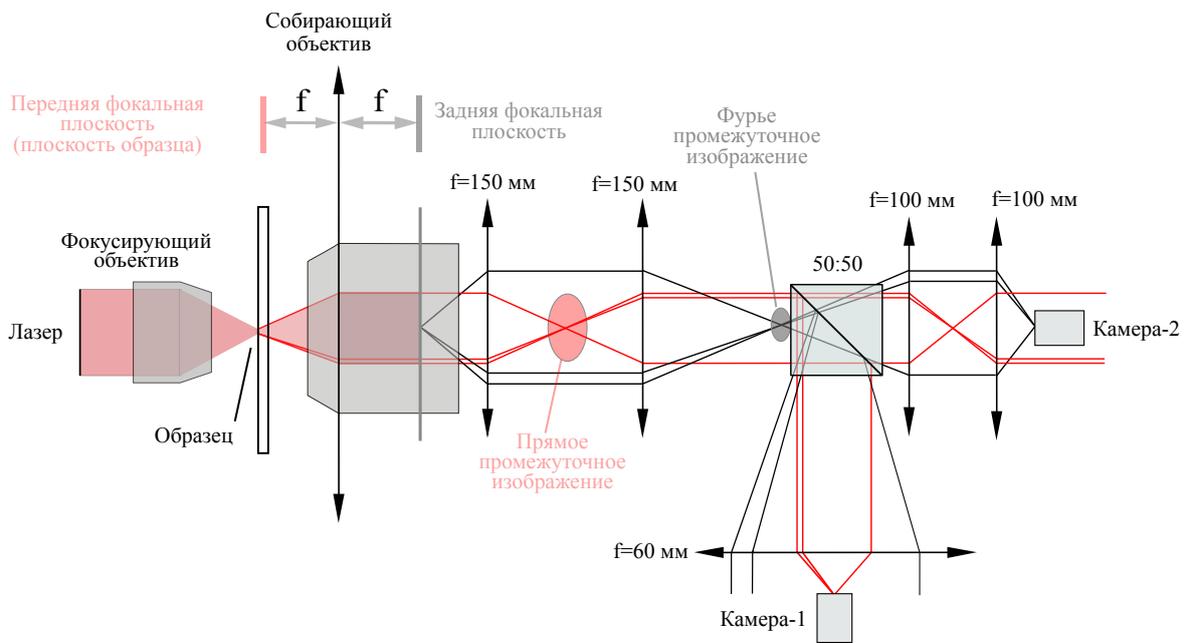


Рис. II.2: Схема канала детектирования с указанием хода распространяющихся лучей: красный цвет – для изображения ПФП, чёрный цвет – для изображения ЗФП.

щей. Она позволяет построить промежуточное изображение ЗФП (пЗФП), которое служит для фильтрации изучаемого излучения, но уже в ЗФП. Таким образом, в установке строятся два промежуточных изображения (образца и ЗФП), позволяющих осуществить фильтрацию изображений для того, чтобы избавиться от оптических шумов (паразитного излучения) и выделить сигнал, идущий из нужной области образца.

После пЗФП сигнал делится на два канала детектирования с помощью светоделиителя (используется кубический светоделитель 50:50). В первом канале излучение фокусируется линзой (ахроматическим дублетом с $f=50$ мм) на матрицу камеры (КМОП, «Камера-1», Thorlabs, DCC1545M), позволяя визуализировать ПФП. Во втором канале построен дополнительный конфокальный телескоп (софокусный с первым телескопом) из двух идентичных линз (дублеты с $f=100$ мм) для визуализации ЗФП на второй аналогичной камере (КМОП, «Камера-2»). Внутри второго телескопа можно расположить фотодиод (ФД) или спектрометр для проведения дополнительных измерений.

1.3. Область заведения: используемые лазерные источники

В области заведения реализована возможность освещения исследуемого образца различными типами лазерного излучения с контролируемым углом падения по отношению к поверхности. Схема канала заведения приведена на рисунке II.3; в установку интегрированы несколько источников излучения: импульсный фемтосекундный лазер, непрерывные узкополосные лазерные диоды, широкополосный лазерный источник. Излучение каждого из используемых источников можно сфокусировать на образце с помощью сменных объективов или линз для достижения нужного диаметра фокусировки излучения на образце, расположен-

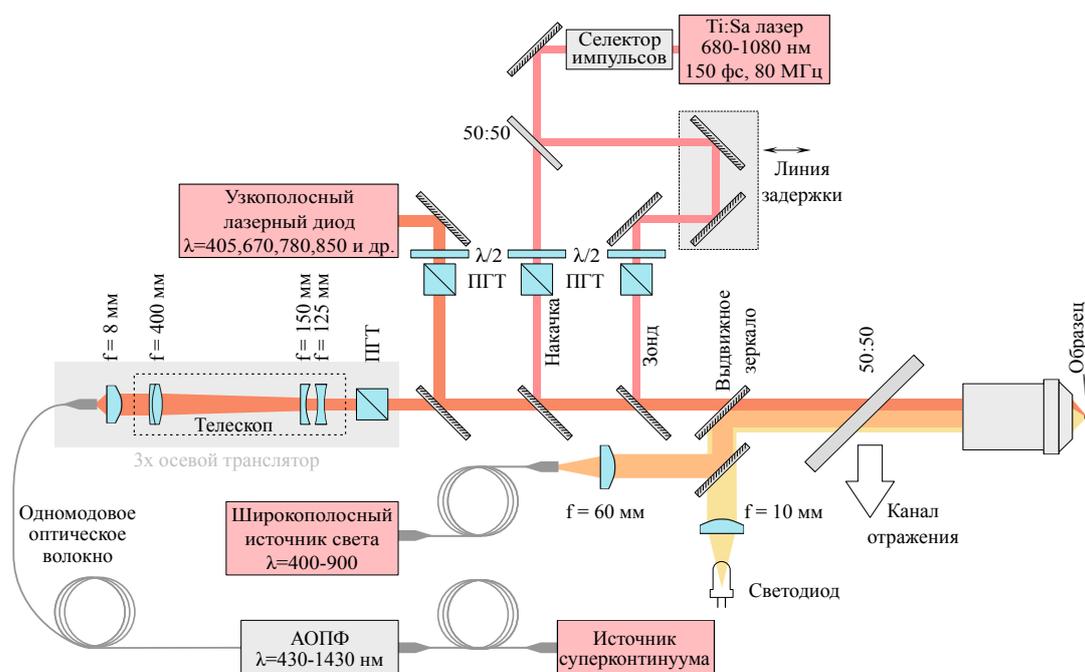


Рис. П.3: Общая схема канала заведения. ПГТ – призма Глана-Тейлора, $\lambda/2$ – полуволновая пластина.

ного на моторизированном 3D-трансляторе.

Фемтосекундный титан-сапфировый Ti:Sa лазерный усилитель. Для исследования сверхбыстрых явлений используется импульсный фемтосекундный лазер (Coherent **Chameleon Ultra II**). Лазер позволяет генерировать импульсное излучение в диапазоне длин волн от 680 нм до 1080 нм и длительностью импульсов 150 фс, а также с частотой следования импульсов 80 МГц. Величина этой частоты может дополнительно регулироваться с помощью установленного после лазера селектора лазерных импульсов (Avesta **OG-B-D-100k-800nm**), который может прореживать частоту повторения импульсов вплоть до одиночных импульсов. В канале этого лазера реализован метод «накачка-зонд» (см. обзор литературы 3.2). Для этого исходный импульс разделяется на два канала с помощью разделительной пластины 50:50. Мощность и поляризация каждого из этих двух каналов независимо друг от друга регулируются с помощью системы контроля мощности и поляризации в виде комбинации полуволновой пластины и призмы Глана-Тейлора. В канале зонда размещён моторизированный столик, являющийся линией задержки: с помощью программируемого перемещения этого столика можно контролируемым образом изменять геометрическую длину канала зонда, изменяя время задержки между импульсами в области образца.

Узкополосный лазерный диод. Для измерений, в которых необходима фиксированная длина волны с узкой шириной спектральной линии, используются непрерывные узкополосные лазерные диоды (Thorlabs, линейка **Compact Laser Modules**). Существует возможность смены диода и выбора из имеющейся линейки диодов с длинами волн $\lambda=405, 670, 780, 850$ и др. для различных типов структур. В этом канале также установлена система контроля мощности и поляризации в виде комбинации полуволновой пластины и призмы Глана-Тейлора.

Компактная галогенная лампа. Для проведения спектроскопии образца в

установке используется компактная галогенная лампа (Thorlabs SLS201L) с широким спектром от 360 нм до 2600 нм. Излучение от лампы после подсоединённого к ней многомодового волокна (Thorlabs FT600EMT) коллимируется линзой (дублет с $f=60$ мм) и заводится в фокусирующий объектив.

Светодиод. Освещение образца происходит с помощью коллимированного линзой (дублет с $f=10$ мм) излучения светодиода с широким видимым спектром, установленном в дополнительном канале.

Источник суперконтинуума. Также можно отметить, что в установке существует возможность работать с источником суперконтинуума (YSL Photonics, SC-Pro) с расширенным диапазоном от 430 нм до 1430 нм. Выделение нужной спектральной компоненты происходит с помощью узкополосного акусто-оптического перестраиваемого фильтра (АОПФ, YSL Photonics, AOTF-Pro) с дискретно перестраиваемой длиной волны в спектральном диапазоне с шагом перестройки 1 нм и полушириной 2 нм. Коллимация излучения происходит с помощью линзы (дублет с $f=60$ мм). Несмотря на то, интегральная величина генерируемой источником суперконтинуума на выходе из него достигает 7 Вт, мощность на выделенной с помощью фильтра длине волны составляет несколько микроватт, что на несколько порядков меньше, чем величина мощности у узкополосного лазерного диода (несколько милливатт). Это является одной из причин использования узкополосных лазерных диодов в данной диссертации.

Канал отражения. Также в установке предусмотрена возможность работы с отражённым от образца излучением, сбор от которого осуществляется с помощью фокусирующего объектива, а ответвление в собственный канал происходит с помощью двухдюймового светоделителя (50:50).

2. Исследуемые образцы

2.1. Схема образца, параметры фотонных кристаллов и способ изготовления

В качестве платформы, на которой были изготовлены ми-резонансные частицы, был выбран одномерный фотонный кристалл (ФК), поддерживающий распространение блоховских поверхностных электромагнитных волн (БПВ) на границе с воздухом. Принцип эксперимента, а также схема исследуемого образца представлены на рисунке II.4. Идея эксперимента заключается в том, что одиночная кремниевая наночастица с резонансами типа Ми низших порядков в оптическом спектральном диапазоне и расположенная на поверхности одномерного ФК, возбуждает БПВ в разных направлениях при изменении длины волны за счёт изменения диаграммы рассеяния наночастицы (рис. II.4а). Для обеспечения асимметричных относительно плоскости падения диаграмм рассеяния в эксперименте частица освещается лазерным излучением под ненулевым углом падения. В качестве метода для изучения свойств возбуждаемых БПВ используется микроскопия ЗФП.

ФК состоял из 10 пар чередующихся диэлектрических слоёв диоксида кремния SiO_2 (показатель преломления n_{SiO_2} на 800 нм равен 1.45) и пентаоксида тантала Ta_2O_5 ($n_{\text{Ta}_2\text{O}_5}=2.07$). Для того, чтобы БПВ могла распространяться без наночастицы по свободной поверхности самого верхнего слоя, на котором располага-

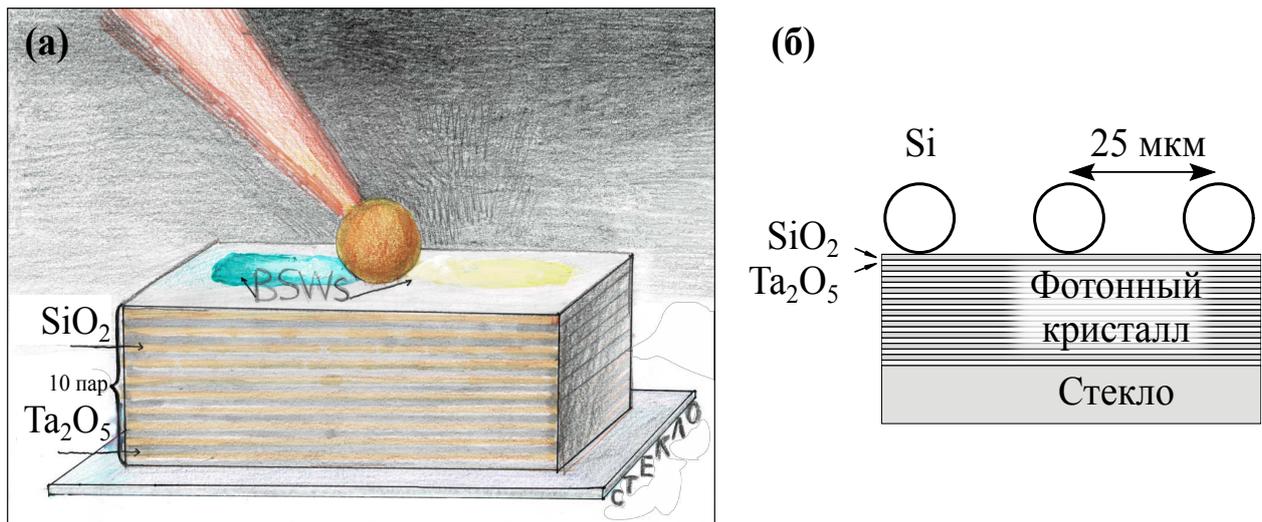


Рис. II.4: а – Идея спектрально-селективного возбуждения БПВ в результате направленного рассеяния света на резонансной наночастице кремния; б – схема изготовленного образца. Si – кремниевые наночастицы.

лись частицы, этим слоем выбран слой с наименьшим показателем преломления, т.е. слой SiO_2 . Толщины слоёв ФК были подобраны и оптимизированы методом матрицы переноса таким образом, чтобы фотонный кристалл имел возможность поддерживать ТЕ- поляризованные БПВ в диапазоне длин волн от 650 нм до 900 нм. Толщины слоёв ФК были: $d_{\text{SiO}_2}=204$ нм, $d_{\text{Ta}_2\text{O}_5}=143$ нм. На рисунке II.5а представлена рассчитанная спектрально-угловая зависимость коэффициента отражения используемого ФК, полученная с помощью матричного 4×4 метода Берремана (аналог метода матриц переноса) [132, 133] и демонстрирующая моды структуры. На рисунке II.5б показана экспериментальная зависимость, получен-

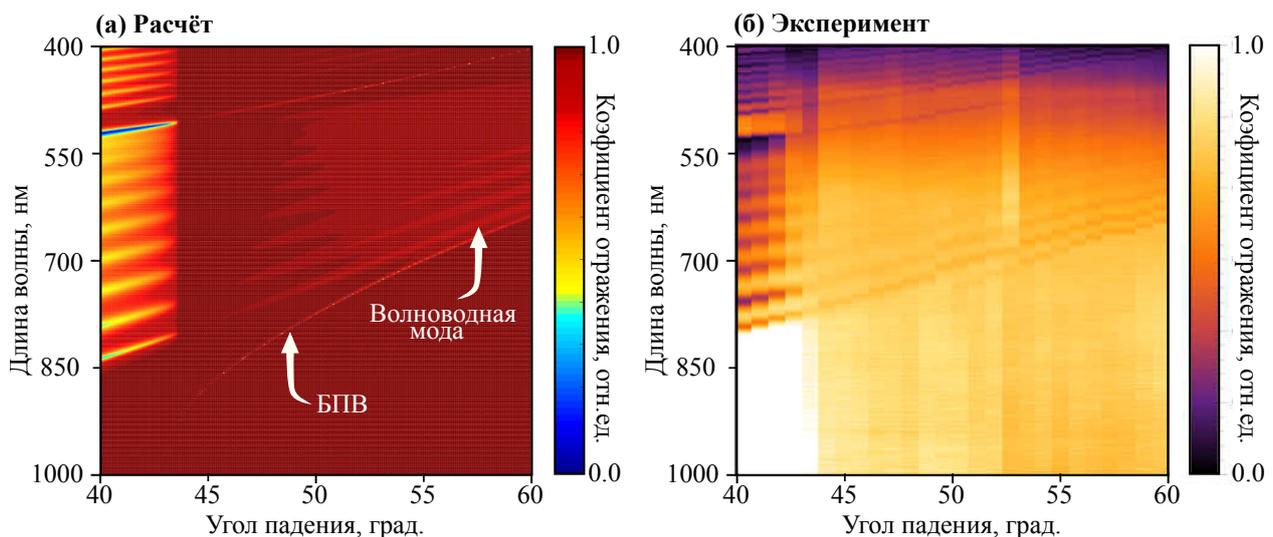


Рис. II.5: Спектрально-угловая зависимость коэффициента отражения ФК: а – численный расчёт, б – эксперимент.

ная в схеме Кречманна с помощью спектрометра Shimadzu. Из рисунков видно, что ФК поддерживает распространение не только волноводных мод, но и БПВ. Эти моды на рисунке проявляют себя как узкие тёмные полосы, и представля-

ют собой провалы в спектре коэффициента отражения. На рисунке стрелками обозначены БПВ и волноводная мода (*первая* волноводная мода), распространяющаяся на границе раздела верхнего слоя SiO_2 и первого слоя Ta_2O_5 . Можно отметить, что на рисунке можно также увидеть и вторую, третью и т.д. волноводные моды, поддерживаемые ФК. Возбуждаемые частицей моды БПВ обладают эффективным показателем преломления $n_{\text{эфф}}$, превышающим 1 (см. обзор литературы 4.3). Под эффективным показателем преломления БПВ понимается отношение постоянной распространения БПВ $k_{\text{БПВ}}$ к волновому вектору падающего излучения в вакууме k_0 . Часть энергии БПВ излучается («утекает») в распространяющиеся вглубь ФК электромагнитные волны под углами θ_i , превышающими угол полного внутреннего отражения $\theta_{\text{пво}}$. Такое излучение утечки может быть собрано высокоапертурным объективом через подложку. При этом $n_{\text{эфф}} = n_{\text{подложка}} * \sin \theta_i$, где $n_{\text{подложка}}$ – показатель преломления подложки. На рисунке II.5 видно, что при освещении ФК сфокусированным излучением с широким углом раствора на фиксированной длине волны величины k и $n_{\text{эфф}}$ для БПВ будут выше по сравнению с соответствующими величинами для волноводной моды.

2.2. Характеризация исследуемых частиц

Образец представлял из себя кремниевые наночастицы, нанесённые методом обратного лазерного переноса материала из кремниевой плёнки на поверхность ФК, расположенного на покровном стекле толщиной 170 мкм [50]. Подробности переноса изложены в работе [50], общее описание которого дано в обзоре литературы (см. раздел 5.1). Изготовление и перенос наночастиц осуществлялись с помощью коммерческой лазерной системы, состоящей из фемтосекундного осциллятора Tsunami и регенеративного усилителя Spitfire (Spectra Physics). Установка позволяет создавать одиночные лазерные импульсы с центральной длиной волны 800 нм и номинальной длительностью импульса 40 фс; частота повторения импульсов установлена как 10 Гц. Лазерное излучение фокусировалось на плёнку мишени в область с диаметром 1.1 мкм. В качестве мишени использовалась пластина кремния на изоляторе (КНИ, англ. SOI) с верхним слоем монокристаллического кремния толщиной 50 нм и слоем диоксида кремния толщиной 200 нм. Одиночные лазерные импульсы, сфокусированные на поверхность мишени, вызывали плавление материала и отрыв его от поверхности мишени в виде капель. Поскольку в области переноса расстояние между мишенью и фотонным кристаллом составляло не менее 20 мкм, то капли осаждались на поверхность ФК в виде кристаллических частиц [185]. В результате образовывалась одиночная частица размером от 60 нм до 240 нм (в зависимости от мощности импульса). Такой размер частиц согласно расчётам позволяет возбуждать в них оптические резонансы типа Ми в видимом и ближнем ИК диапазонах. С помощью перемещающегося с постоянной скоростью трансляционного столика, на котором была расположена облучаемая лазерными импульсами мишень, можно создавать массивы частиц. Расстояние между соседними частицами в массиве было заранее выбрано большим, равным 25 мкм, поскольку в дальнейшем работа производилась с отдельными частицами.

На рисунке II.6 представлены изображения нескольких используемых кремниевых наночастиц различного диаметра, полученные с помощью темнопольного микроскопа. Сверху на рисунке показана фотография одного из 10 рядов образцов, на которой видна последовательность одиночных частиц с расстоянием приблизительно 25 мкм между друг другом. Важно отметить, что параметры

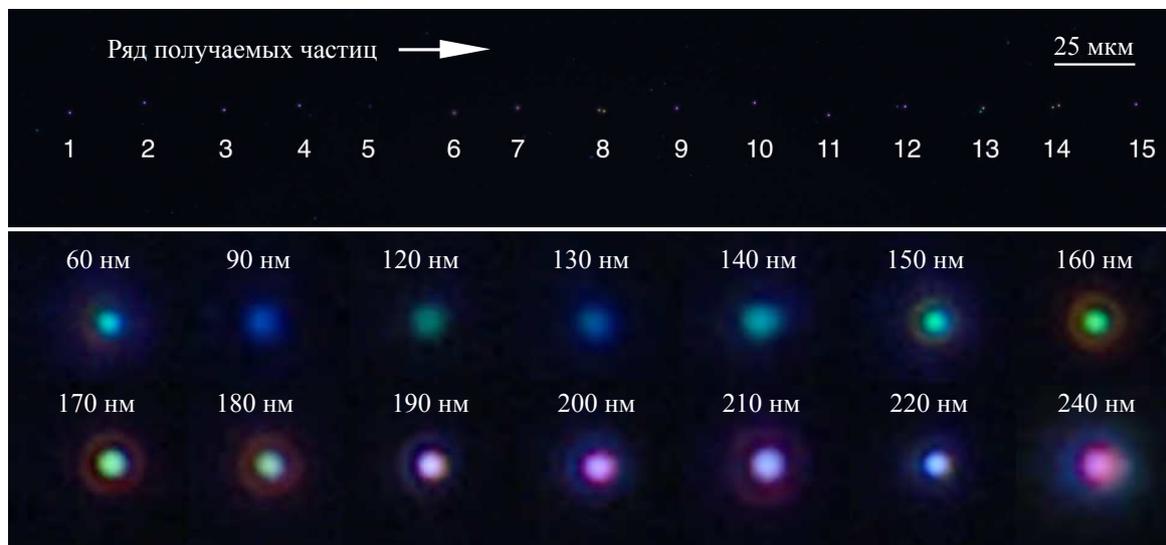


Рис. II.6: Темнопольные изображения получаемых наночастиц: сверху – общий вид цепочки кремниевых частиц, снизу – склейка из увеличенных фотографий частиц разного размера в диапазоне от 60 нм до 240 нм.

изготовления для продемонстрированного ряда наночастиц были идентичными. Однако, как можно увидеть из верхнего рисунка, частицы отличаются не только спектром (т.е. размером), но также и морфологией. Различные особенности литографии можно сформулировать так:

- а) из-за погрешности в мощности импульса при переносе оказывалось, что часть получаемых образцов является не одиночными частицами, а димерами (например, образцы под номерами 8, 12, 13, 14 на верхней части рисунка II.6);
- б) размер частиц не совпадает с планируемым на этапе подбора мощности при переносе;
- в) рядом с частицами могла оказаться техническая грязь, существенным образом влияющая впоследствии на возбуждение БПВ;
- г) форма частиц является не сферической, а приплюснутым по высоте сфероидом.

Поэтому фактические размеры каждой частицы дополнительно измерялись с помощью атомно-силового микроскопа (АСМ) и растрового электронного микроскопа (РЭМ). Увеличенное АСМ изображение одиночной наночастицы показано на рисунке II.7. Было обнаружено, что соотношение полярного диаметра

к экваториальному диаметру составляет 0.85-0.92. В дальнейшем под диаметром частицы будет пониматься экваториальный диаметр. На нижней части рисунка II.6 продемонстрированы темнопольные изображения нескольких частиц разного размера. В эксперименте используются частицы с диаметрами ~ 150 нм, 160 нм, 190 нм и 210 нм. В таблице, изображённой на рисунке II.7 показаны точные размеры частиц, для которых производились численные расчёты. Расчёт производился для частиц из аморфного и кристаллического кремния. Наилучшее совпадение расчётов с экспериментальными данными достигалось для кристаллических частиц, что согласуется с результатом для частиц, получавшихся с теми же параметрами печати (расстояние между донорной и приёмной подложками составляло ~ 20 мкм), что и в работе [185]. Рамановский спектр для одиночных кремниевых частиц, нанесённых на покровное стекло и изготовленных при тех же параметрах, что и используемые частицы, приведён в работе по теме данной диссертации [186]. В рамановском спектре наблюдается единственный пик при 520 см^{-1} , что свидетельствует о высокой степени кристалличности получаемых частиц.

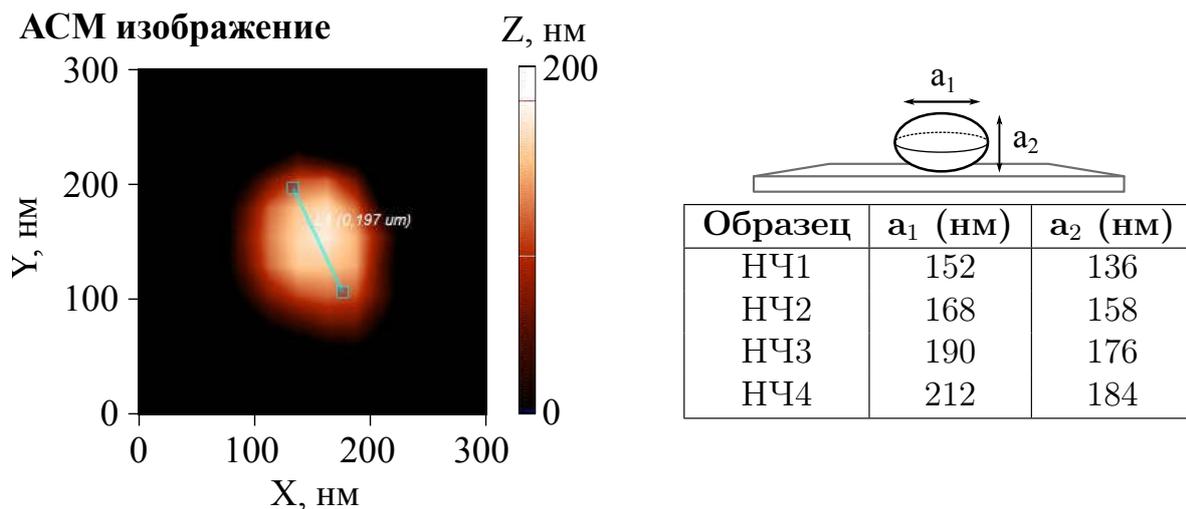


Рис. II.7: Параметры изучаемых наночастиц (НЧ) сфероидальной формы, используемые в численных расчётах: a_1 – экваториальный диаметр сфероида, a_2 – полярный диаметр.

3. Возбуждение блоховских поверхностных волн

3.1. Экспериментальная установка

Исследование и визуализация БПВ производится с помощью экспериментальной установки по изучению управления светом, реализующей метод микроскопии исследуемого образца в ПФП и в ЗФП собирающего объектива. Схема установки представлена на рисунке II.8. В качестве лазерного источника для возбуждения БПВ используется фемтосекундный титан-сапфировый ла-

зер (Coherent Chameleon Ultra II), работающий в диапазоне длин волн от 680 нм до 1080 нм. Мощность и поляризация излучения регулировались с помощью комбинации призмы Глана-Тейлора и полуволновой пластины.

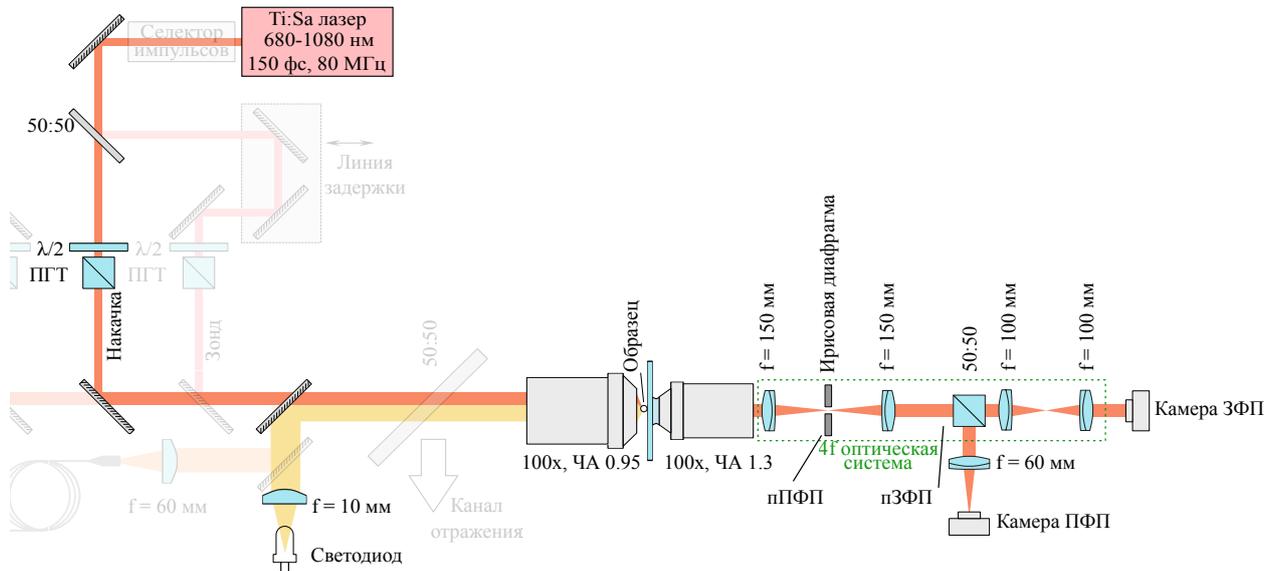


Рис. II.8: Схема экспериментальной установки по наблюдению направленного возбуждения блоховских поверхностных волн помощью ми-резонансных наночастиц. ПГТ – призма Глана-Тейлора, $\lambda/2$ – полуволновая пластина, пПФП – промежуточное изображение передней фокальной плоскости, пЗФП – промежуточное изображение задней фокальной плоскости.

Принципиальная схема эксперимента проиллюстрирована на рисунке II.9.

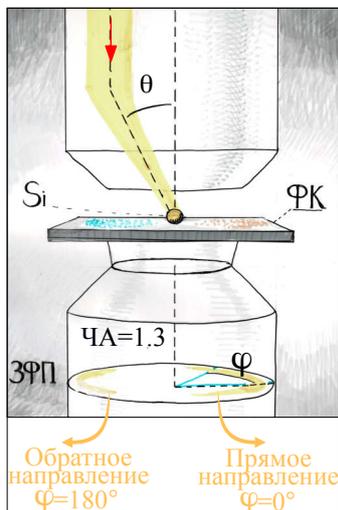


Рис. II.9: Схема эксперимента по наблюдению направленного возбуждения блоховских поверхностных волн с помощью ми-резонансных наночастиц.

лишних переотражений на входном зрачке фокусирующего объектива, искажающих картину, полный раствор углов фокусировки, должен целиком помещаться в апертуру объектива, поэтому максимально допустимый центральный

Коллимированное ТЕ-поляризованное излучение лазерного источника с помощью объектива с числовой апертурой ЧА=0.95 (Ломо, 100x, $f=160$ мкм) фокусировалось на поверхность ФК под углом падения $\theta=25^\circ$ в пятно размером 1 мкм. Столь малое пятно фокусировки необходимо для освещения лишь одной наночастицы с достаточной эффективностью для возбуждения БПВ. Величина угла регулировалась с помощью параллельного смещения лазерного луча диаметром 1.5 мм относительно центральной оси фокусирующего объектива. Раствор углов, под которым происходило освещение частицы, составил $\pm 27^\circ$, что эквивалентно числовой апертуре 0.45. Во-первых, согласно численным расчётам минимальный центральный угол для обеспечения асимметричных относительно плоскости падения диаграмм рассеяния составляет 20° . Во-вторых, во избежание

угол фокусировки $\theta_{\text{макс}}$ составляет 30° . Эта величина определяется из формулы $\theta_{\text{макс}} = \arcsin(0.95 - 0.45) = \arcsin(0.5) = 30^\circ$. Прошедшее через ФК и подложку излучение собирается с помощью иммерсионного объектива с числовой апертурой 1.3 (100 \times , Olympus, UPLFLN100XOI2). Направление распространения БПВ можно визуализировать, построив изображение ЗФП собирающего объектива, в котором исследуемая БПВ представляет собой узкое кольцо с разной яркостью в зависимости от азимутального угла φ , отсчитываемого от плоскости падения. Интенсивность света в кольце для определённого азимутального угла φ соответствует количеству энергии БПВ, распространяющейся вдоль поверхности фотонного кристалла в этом направлении. Таким образом, анализируя зависимость интенсивности излучения утечки от азимутального угла, можно определить направленность БПВ, возбуждаемых наночастицей. Например, если возбуждение происходит преимущественно вперёд (т.е. в направлении $\varphi = 0^\circ$) и лишь немного назад (т.е. в направлении $\varphi = 180^\circ$), то в ЗФП кольцо будет состоять из двух дуг: яркой дуги, соответствующей распространению БПВ «вперёд», и менее яркой – возбуждению «назад». Данный случай схематично проиллюстрирован на рисунке II.9.

3.2. Изображения задней фокальной плоскости и методика обработки изображений

На рисунке II.10а продемонстрировано изображение ЗФП, сделанное в экспериментальной установке с помощью 16-битной CMOS камеры (Thorlabs, CS2100M-USB), чьё разрешение (диапазон значений 16 бит: – от 0 до 65535). Камера

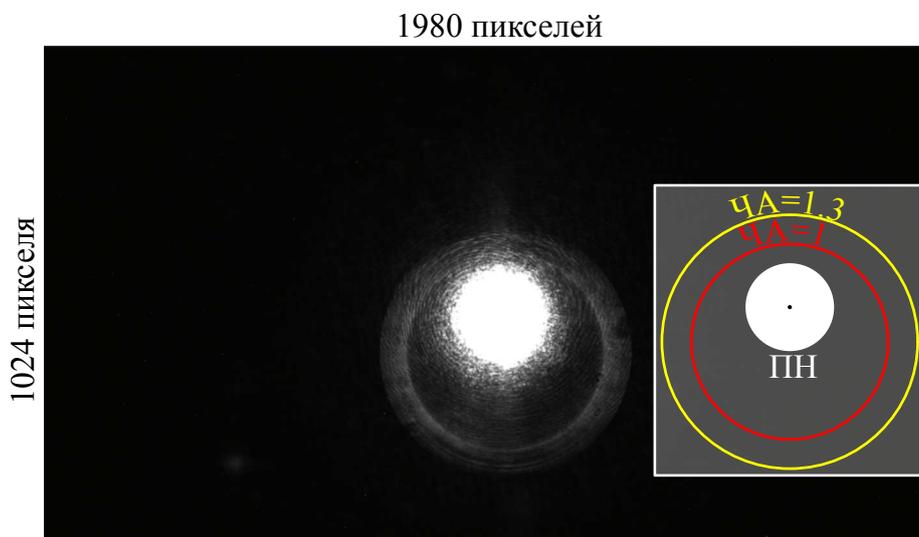


Рис. II.10: Фотографии ЗФП на длине волны 750 нм, полученные с помощью КМОП-камеры, регистрирующие распределение утечки БПВ: а – без каких-либо блоков в промежуточных изображениях. На вставке – схема окружностей с числовыми апертурами, использующимися в эксперименте, ПН – пятно накачки.

позволяла регистрировать достаточно слабые сигналы; размер матрицы камеры составлял 1980*1024 пикселей. На рисунке можно увидеть яркое пятно, соответствующее излучению накачки, где расстояние от центра пятна до центра всей

картины пропорционально величине $\sin \theta$, а диаметр пятна пропорционален синусу угла раствора (числовой апертуре) фокусировки. На вставке к рисунку показана схема окружностей, соответствующая числовым апертурам в эксперименте.

Для увеличения контраста между излучением БПВ и общим паразитным фоном в ЗФП производится фильтрация в ЗФП. На рисунке II.10 представлены основные этапы методики фильтрации изображения. Первым шагом фильтра-

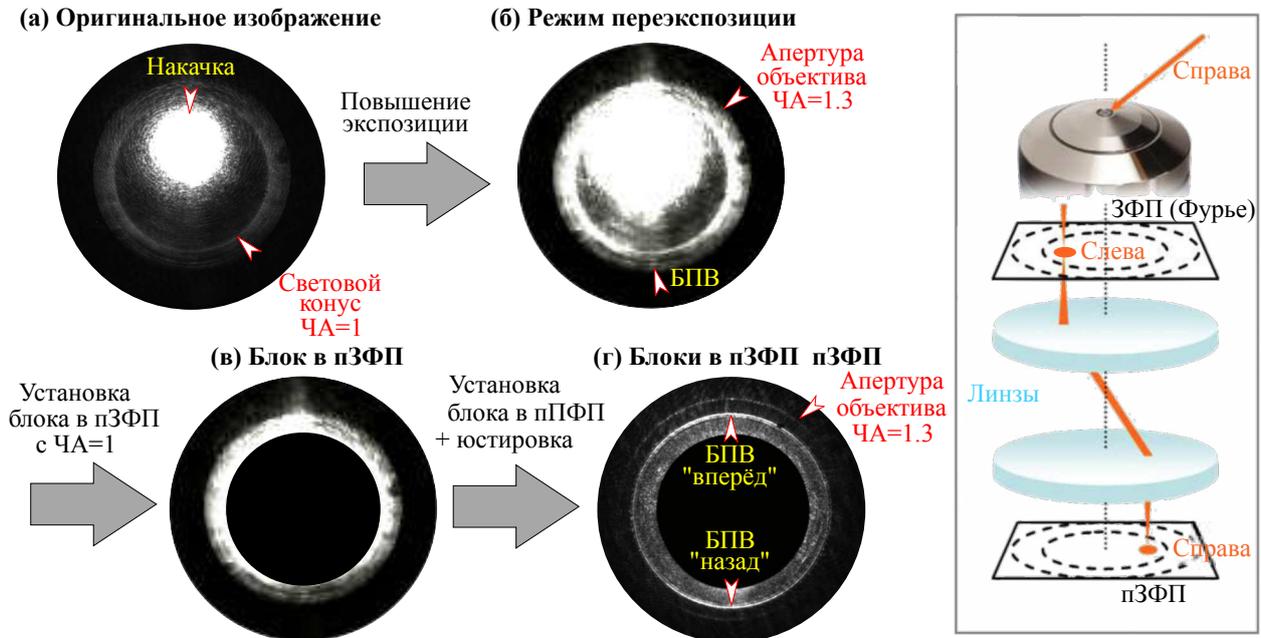


Рис. II.11: Фильтрация изображения ЗФП с помощью блоков. На вставке справа приведён ход лучей после собирающего объектива через линзы (вставка адаптирована из [17]).

ции является определения кругов, соответствующих $\text{ЧА}=1$ и $\text{ЧА}=1.3$. Для этого повышается время экспозиции камеры (режим переэкспозиции, рис. II.11б), после чего виден максимальный контур всего изображения, ограничивающийся апертурой собирающего объектива ($\text{ЧА}=1.3$). Также в ЗФП становится видимым контур светового конуса ($\text{ЧА}=1$), который присутствует вследствие рассеяния света на дефектах поверхности. Вторым шагом фильтрации стало размещение темнопольной маски в промежуточном изображении ПФП (пПФП), закрывающей пятно накачки. Маска являлась круглым блоком с диаметром около 2.5 мм, исключая область пЗФП с радиусом, соответствующим $NA \leq 1$. На рисунке II.10в показано изображение ЗФП с блоком. После этого становятся заметными несколько тонких колец между $\text{ЧА}=1$ и $\text{ЧА}=1.3$. Следующим шагом является темнопольный режим микроскопии ЗФП. Для этого в пПФП помещается круглый блок поверх изображения частицы для блокирования луча накачки в ПФП (рис. II.11г). Радиус блока составлял около 1 мм, что соответствует заблокированной области на подложке радиусом около 10 мкм. В результате на камере ЗФП регистрировалось только излучение утечки БПВ, а также слабое постоянное паразитное излучение. На вставке справа показан ход лучей для собирающего объектива (изображение адаптировано из статьи [17]).

Для уменьшения оптического шума в виде паразитного излучения в полученных изображениях можно произвести помимо фильтрации ЗФП также и программную фильтрацию получаемых изображений, поскольку в этих изображениях паразитный вклад является постоянным. Для этого в эксперименте производилось фотографирование картины ЗФП $S_{\text{образец}}$, являющейся картиной направленного возбуждения БПВ, и снималась фотография картины ЗФП $S_{\text{подложка}}$ при освещении области подложки, расположенной недалеко от частицы на небольшом расстоянии. Отдельно контролировалось с помощью темнопольного режима, чтобы излучение накачки не засвечивало другие частицы или дефекты поверхности. Обе фотографии делались при экспозиции, при которой ни один из пикселей не был в «пересвете», т.е. его значение лежало в диапазоне значений камеры (от 0 до 65535). Впоследствии эти две полученные фотографии $S_{\text{образец}}$ и $S_{\text{подложка}}$ программно вычитались друг из друга (Adobe Photoshop, функция *вычитание*). Подобная программная обработка значительно улучшает качество получаемого изображения, поскольку сигнал с подложки не является нулевым, то подобная программная обработка значительно улучшает качество получаемого изображения. Пример программной фильтрации представлен на рисунке II.12. Внизу рисунка представлены фотографии *до* и *после* программной обработки с



Рис. II.12: Программная обработка получаемых изображений методом вычитания. Результат представлен для образца НЧ4 и длины волны излучения 720 нм. Внизу показаны изображения ЗФП в режиме переэкспозиции до и после обработки.

повышенным уровнем экспозиции (в эксперименте уровень экспозиции для всех

измерений устанавливался одинаковым).

Во-первых, видно, что в изображениях после обработки практически исчез оптический шум в верхней части фотографии, создаваемый пятном накачки. Несмотря на то, что излучение накачки не может высвечивать за пределами светового конуса ($\text{ЧА} > 1$), на практике из-за рассеяния на подложке, а также из-за особенностей работы пикселей в режиме переэкспозиции на матрице камеры получается шумная и яркая паразитная засветка, расположенная в неудобной для эксперимента области значений числовых апертур от 1 до 1.3. Это влечёт существенное искажение сигнала БПВ вплоть до полного доминирования шумов над ним.

Во-вторых, после использования программной фильтрации видны отчётливо различные узкие дуги окружностей в нижней части круглого изображения ЗФП: одна яркая дуга и одна чуть менее яркая. Дальнейшая работа будет производиться с полученными таким образом изображениями.

3.3. Характеризация блоховских поверхностных волн

Доказательством возбуждения БПВ на поверхности ФК с помощью микроволновой наночастицы может служить сопоставление свойств наблюдаемых окружностей со свойствами БПВ. На рисунке II.13 представлено увеличенное изображение фотографии ЗФП для частицы НЧ4 на длине волны 700 нм. На рисунке видны две дуги, обозначенные на нём как *Дуга 1* и *Дуга 2*. Они являются центрированными по отношению друг к другу, но при этом имеют разные радиусы, обозначенные на рисунке как R_1 и R_2 . Это означает, что есть две распространяющиеся волны. Зная координаты центра O задней фокальной плоскости, можно определить значения эффективного показателя преломления $n_{\text{эфф}}$ мод этих волн, величина которого пропорциональна радиусу R и определяется из соотношения:

$$n_{\text{эфф}} = \frac{R_i}{R_{\text{ЧА}=1}} * n_{\text{свет}},$$

где $n_{\text{свет}}$ показатель преломления, соответствующий световому конусу и равен 1, а $R_{\text{ЧА}=1}$ – радиус окружности светового конуса, соответствующий $\text{ЧА}=1$.

Для исследуемых частиц были сделаны фотографии ЗФП для различных длин волн накачки в спектральном диапазоне от 680 нм до 800 нм с шагом 10 нм и определены их $n_{\text{эфф}}$. На рисунке II.13б показаны зависимость полученных $n_{\text{эфф}}$ от длины волны. На рисунке тёмно-синие точки соответствуют экспериментальным результатам для *Дуги 1*, а светло-синие точки – для *Дуги 2*. Также на рисунке показаны расчётные дисперсии моды БПВ и волноводной моды ФК, возникающие в исследуемой спектральной области; они представлены синими и светло-синими линиями соответственно. Из полученных результатов видно, что расчётные данные соответствуют экспериментальным точкам: внешняя *Дуга 1* соответствует моде БПВ, а внутренняя *Дуга 2* – волноводной моде ФК, чья величина $n_{\text{эфф}}$ меньше, чем для моды БПВ. Поскольку $n_{\text{эфф}} > 1$, то кольцо находится вне светового конуса. Радиус кольца утечки излучения определяется величиной $n_{\text{эфф}}$

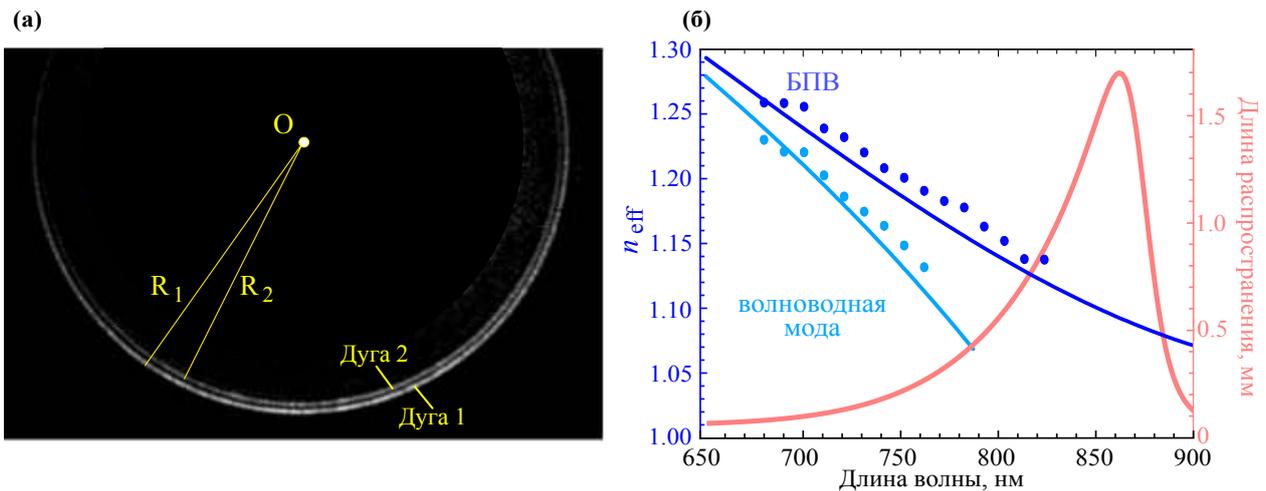


Рис. 11.13: Сопоставление моды БПВ и волноводной моды: а – изображение ЗФП на длине волны 700 нм для частицы НЧ4, на котором видны две яркие дуги, соответствующие двум модам; б – спектральные зависимости, измеренные (синие точки) и рассчитанные (синие кривые), эффективного показателя преломления $n_{\text{эфф}}$ для БПВ (тёмно-синие цвета) и волноводной моды (светло-синие цвета), а также рассчитанная длина распространения БПВ (рыжая кривая).

БПВ и изменяется в соответствии с законом дисперсии БПВ при изменении длины волны. Измеренная величина эффективного показателя преломления моды БПВ $n_{\text{эфф}}$ в работе составляла от 1.26 до 1.14 для длин волн от 670 нм до 820 нм соответственно. Верхнее значение (1.29) ограничено числовой апертурой используемого собирающего объектива (1.3), а нижнее значение (1.12) близко к засветке от накачки (и к световому конусу с ЧА=1), создающей шум даже с учётом фильтрации. Также стоит отметить, что яркость наблюдаемых колец связана с длиной волны распространения БПВ. На рисунке 11.13б рыжей кривой отображена расчётная зависимость длины распространения БПВ от длины волны накачки. С уменьшением длины волны максимум электромагнитного поля БПВ смещается от поверхности ФК вглубь верхнего слоя ФК, что приводит к увеличению утечки излучения и, как следствие, уменьшению длины распространения. Зависимость длины волны БПВ от длины волны излучения демонстрирует немонотонное поведение и достигает максимального значения около 1.5 мм вблизи длины волны 860 нм. На длине волны более 860 нм положение БПВ спектрально становится близким к краю фотонной запрещённой зоны ФК, что приводит к снижению добротности резонанса, а также уменьшает длину распространения. Поэтому в дальнейшем рабочей спектральной областью будет являться диапазон длин волн от 680 нм до 800 нм.

Экспериментальные изображения ЗФП для трёх длин волн накачки 720 нм, 750 нм и 780 нм при возбуждении БПВ большой наночастицей диаметром 210 нм с помощью сфокусированного под углом 25° ТЕ-поляризованного лазерного излучения представлены на рисунке 11.14. На рисунке 11.14а показана принципиальная схема наблюдаемых колец. Поскольку исследуемые частицы поддерживают резонансы типа Ми в ближней инфракрасной области спектра, направление рассеянного ими света зависит от длины волны падающего света [54]. При угле паде-

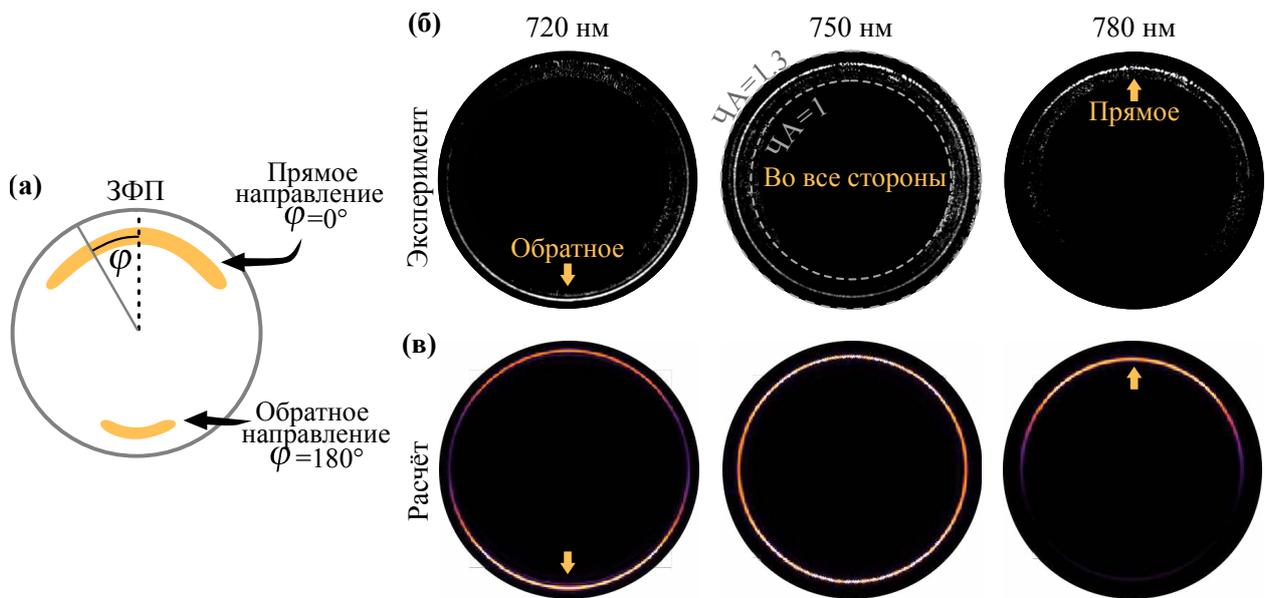


Рис. II.14: Изображения задней фокальной плоскости для различных длин волн возбуждения (для НЧ4): а – схема распределения излучения утечки БПВ в ЗФП; б – экспериментальные изображения ЗФП для длин волн 720 нм, 750 и 780 нм при возбуждении БПВ наночастицей диаметром 210 нм; в – численное моделирование изображений ЗФП.

ния 25° для большой частицы (~ 210 нм) возбуждение блоховской поверхностной волны происходит преимущественно «назад» на длине волны 720 нм, в то время как для длины волны 780 нм возбуждение происходит преимущественно «вперёд» (рис. II.14б). Между ними есть значение длины волны (750 нм), когда рассеяние происходит примерно одинаково во все стороны. Аналогичное направленное возбуждение наблюдается и в численных расчётах (рис. II.14в), выполненных с помощью метода конечных разностей во временной области (англ. Finite-Difference Time-Domain method, FDTD) с использованием программного пакета Lumerical Solutions. Полный набор изображений ЗФП, показывающий эволюцию картины изменения направления возбуждения БПВ для диапазона длин волн от 680 нм до 820 нм, представлен в качестве видео (.gif), которое доступно по [ссылке](#)¹.

4. Селективная направленность блоховских поверхностных волн

4.1. Построение спектрально-угловых зависимостей интенсивности поверхностных волн

Изменяя длину волны излучения можно построить спектрально-угловые направленности БПВ, получающиеся из обработки изображений ЗФП для разных длин волн. Для этого каждая точка фотографий ЗФП представляется в виде координаты в полярной системе координат и характеризуется значениями волнового вектора света $n_{\text{эфф}}$ и азимутального угла распространения φ (рис. II.15а). БПВ, имеющее постоянное значение волнового вектора независимо от направле-

¹Это видео расположено в открытом репозитории по адресу [Gulkin-PhD-thesis](#). Там же выложены и другие материалы этой работы.

ния распространения, на изображении ЗФП выглядит как кольцо с ненулевой толщиной с $\Delta n_{эфф} \sim 0.03$. К такому кольцу на изображении ЗФП, составленном из пикселей камеры, можно применить теорию об *окружностях на решётках* (см. обзор литературы, рис. I.4). Поскольку размер пикселей является маленьким для используемого в эксперименте увеличения, то можно допустить, что координаты каждой точки окружностей с большой точностью попадают в пиксели (в узлы) изображения. Таким образом, каждому пикселю изображения с парой координат (x, y) в пиксельном представлении можно поставить в соответствие пару координат $(\varphi, n_{эфф})$ в полярной системе координат. Поэтому для любого из этих колец применима формула нахождения центра окружности по координатам трёх его точек: определив координаты трёх любых пикселей, принадлежащих окружности (с координатами x_i и y_i , где $i \in \overline{1,3}$), можно с большой точностью определить центр кольца, соответствующего БПВ. Это можно реализовать в любой программной среде, поддерживающей импорт изображения в таблицу символов – в этой работе использовалась среда Labview.

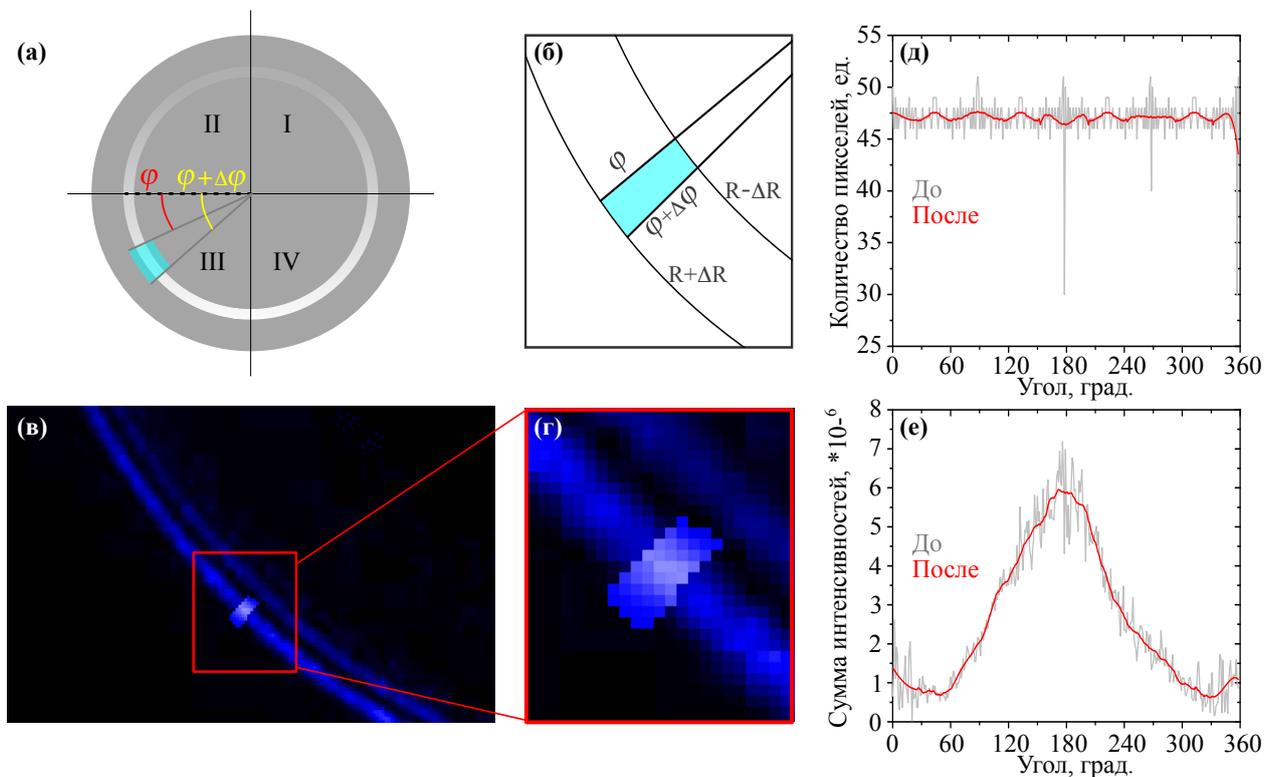


Рис. II.15: Сканирование по углу изображения ЗФП: а – схема сканирования, б – схема интегрируемого сектора, в – изображение ЗФП в программе Labview, показывающее возбуждение БПВ для частицы НЧ4 на длине волны 700 нм, г – увеличенное изображение ЗФП, д,е – угловые зависимости количества и суммы интенсивностей пикселей, попавших в сектор на каждом шаге сканирования: серая кривая – зависимость до применения функции сглаживания, красная кривая – после применения.

Кольцо, соответствующее ЗФП, разбивается на равные сектора с шагом $\Delta\varphi=1^\circ$. Затем в программе с этим шагом значение азимутального угла φ изменяется в интервале $[-\frac{\pi}{2}; +\frac{\pi}{2}]$, соответствующем области определений функции

арктангенса (можно также использовать и функцию арккотангенса). Проинтегрировав значения интенсивностей пикселей в диапазоне $R \pm \Delta R$ для каждого значения φ , можно получить эффективность возбуждения БПВ как функцию азимутального угла φ . Схема сектора представлена на рисунке II.15б. Для уменьшения времени расчёта в 4 раза на каждом шаге происходила сверка того, совпадает ли квадрант пикселя (I, II, III или IV) с квадрантом угла на этом шаге. Пример сектора в изображении ЗФП (для НЧ4, $\lambda=700$ нм), содержащего 47 пикселей, и для которого находится сумма содержащихся в нём пикселей показан на рисунках II.15в,г, на которых видно распределение пикселей в секторе.

Поскольку формально работа производится с окружностью на решётке, то количество пикселей, попавших в сектор, является разным и зависит от угла φ . На рисунке II.15д показана зависимость количества попавших в соответствующий сектор пикселей от φ . Видно, что это количество варьируется и составляет 45–48 пикселей в зависимости от угла. Также наблюдаются «ошибки» в виде резких скачков при переходе от квадранта к квадранту, связанные с особенностями определения функции при углах, кратных $\frac{\pi}{2}$ и близких к ним. Однако вклад этих ошибок можно уменьшить с помощью функции *сглаживания* (англ. *smoothing*) зависимости по большому количеству точек. Характерная зависимость суммы интенсивностей пикселей, попавших в сектор, от величины угла φ , получаемая указанным способом, представлена на рисунке II.15г. Эта зависимость пропорциональна интенсивности БПВ (в относительных единицах) и получена для большой наночастицы НЧ4 на длине волны 700 нм. Видно, что максимальное значение суммы максимально для угла $\varphi=180^\circ$, что соответствует возбуждению «назад».

4.2. Спектрально-угловая эффективность возбуждения

Эффективность возбуждения БПВ и её численную характеристику можно ввести как отношение энергии БПВ, распространяющейся в определённом диапазоне углов $\varphi \pm \Delta\varphi$, к полной энергии БПВ, распространяющейся во всех направлениях. На рисунке II.16а (левый ряд) представлены экспериментальные трёхмерные карты эффективности возбуждения БПВ в зависимости от длины волны накачки и азимутального угла φ , измеренные для частиц различного размера. Для построения такой карты каждая зависимость интенсивности БПВ от азимутального угла φ дополнительно после сглаживания нормируется на собственный максимум, после чего вносится на общую карту. На рисунке II.16а видно, что для частиц малого размера с диаметрами $d=150$ нм (НЧ1) и $d=170$ нм (НЧ2), БПВ возбуждаются преимущественно «вперёд» во всём исследованном спектральном диапазоне от 680 нм до 800 нм, а также слабо возбуждаются по уровню сигнала в направлении «назад». Однако при увеличении размера частиц, например для $d=190$ нм (НЧ3), возбуждение в обратном направлении на коротких длинах волн становится более эффективным и сопоставимым по величине с возбуждением «вперёд». И уже для больших частиц с размером $d=210$ нм (НЧ4) на длинах волн от 680 нм до 730 нм излучение в прямом направлении подавляется, и для этой частицы в этом спектральном диапазоне преобладает распространение БПВ в обратном направлении ($\varphi=180^\circ$). При этом в диапазоне длин волн от 730 нм до 760 нм для большой частицы наблюдается изменение направления

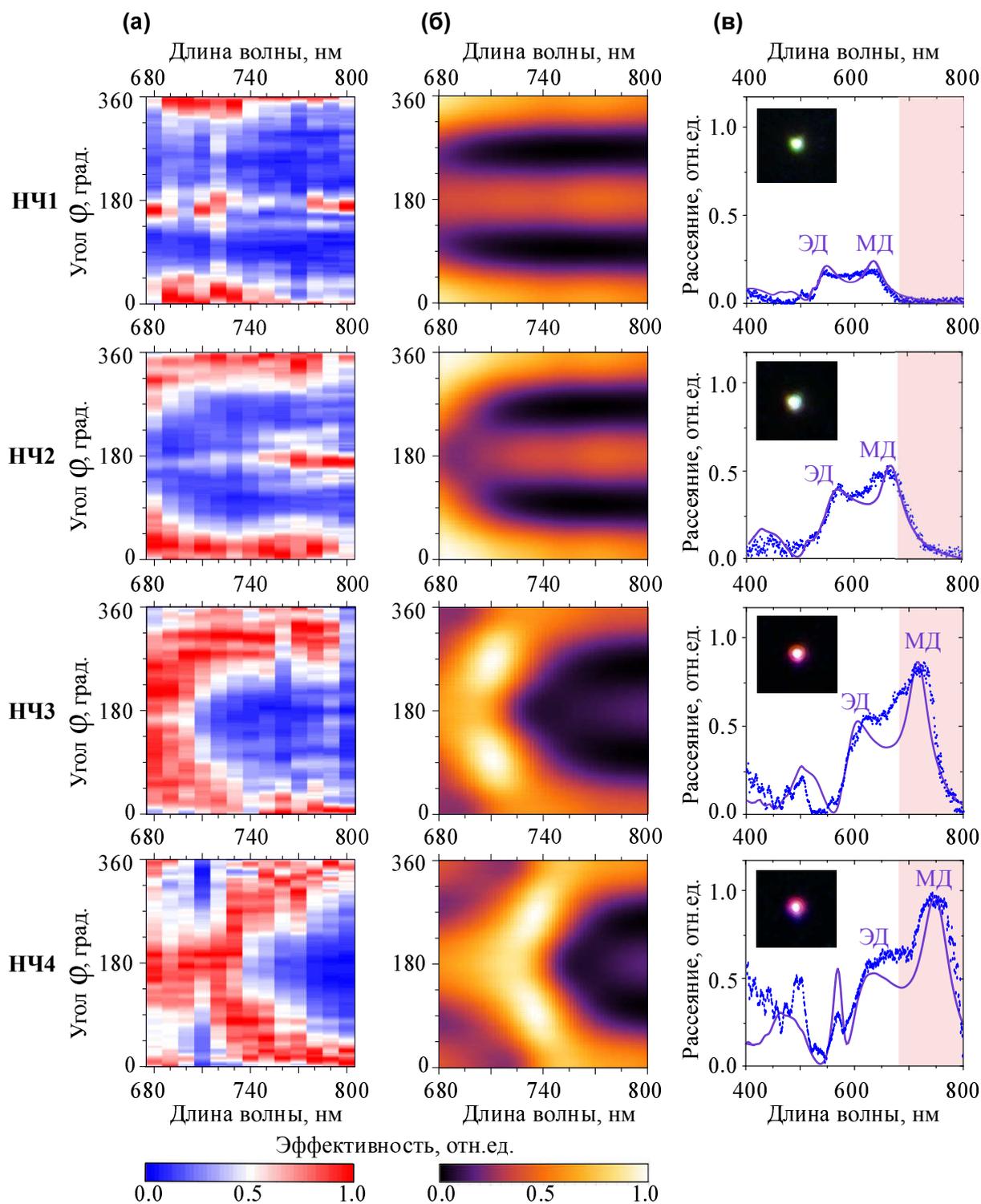


Рис. П.16: Экспериментальная (а) и расчётная (б) эффективности возбуждения БПВ в зависимости от длины волны накачки и азимутального угла для различных размеров наночастиц (НЧ); в – экспериментальные (синие точки) и расчётные (фиолетовые кривые) спектры рассеяния частиц: ЭД – электрический дипольный резонанс; МД – магнитный дипольный резонанс; красные области соответствуют диапазону измерений 680 нм–800 нм. На вставках показаны темнопольные изображения соответствующих наночастиц.

распространения (переключение) БПВ с направления «назад» на направление

«вперёд». Для длины волны более 760 нм для большой наночастицы наблюдается уже преимущественно возбуждение БПВ в прямом направлении. Известно, что при увеличении размеров рассеивающих частиц спектральное положение резонансов типа Ми смещается в красноволновую область спектра [54]. Поэтому спектральное положение области переключения БПВ будет также зависеть от размера этой частицы. Полученные экспериментальные результаты хорошо согласуются с результатами численных расчётов. Таким образом, исследуемые наночастицы могут использоваться в качестве субволновых переключателей (демультиплексоров) в спектральной области шириной всего 30 нм (от 730 нм до 760 нм).

Для объяснения природы такого переключения были получены экспериментальные и расчётные спектры рассеяния исследуемых частиц, которые представлены на рисунке II.16б. Из рисунка видно, что спектральная область наблюдаемого переключения направления БПВ соответствует спектральному положению магнитного дипольного (МД) резонанса частицы. Возбуждение БПВ в прямом направлении ($\varphi=0^\circ$) происходит на длинноволновом краю магнитного дипольного резонанса частицы, а в обратном ($\varphi=180^\circ$) – на коротковолновом. В области электрического дипольного (ЭД) резонанса преобладающим является возбуждение БПВ в обратном направлении. Варьирование параметров системы, таких как толщина слоёв ФК, материалы и размеры частиц, позволяет получать более сложные диаграммы возбуждения БПВ [A1]. Управление законом дисперсии поддерживаемых мод путём изменения геометрии ФК позволяет сместить спектральную область наблюдаемого переключения в видимую часть спектра.

4.3. Прикладные аспекты полученных результатов

Использование ми-резонансных наночастиц для возбуждения БПВ оправдано также и с точки зрения эффективности возбуждения. Эффективность возбуждения БПВ сильно зависит от размера пучка (ширины перетяжки) сфокусированного излучения, поскольку с частицей взаимодействует только часть излучения. Это связано с тем, что с увеличением размера пучка доля излучения, попадающая в область рассеяния частицы, становится меньше, и эффективность возбуждения БПВ снижается. Для определения оптимальных условий для возбуждения целесообразно сопоставить эффективность возбуждения БПВ с помощью ми-резонансной наночастицы с другими схемами возбуждения БПВ, например, со схемой Кречманна. В ней чем шире пучок, т.е. чем большая по величине засвечивается площадь поверхности призмы, тем выше эффективность излучения. С помощью численных расчётов для различных размеров поперечного сечения лазерного Гауссова пучка была определена эффективность возбуждения БПВ в схеме Кречманна для длины волны 750 нм: для диаметров пучка 1 мкм, 5 мкм и 10 мкм эффективность составляет 0.5%, 3% и 7% соответственно. Эффективность возбуждения БПВ с помощью частицы с размером $d=210$ нм составляет 8%, 2% и 1% для таких же диаметров. С уменьшением своего размера пучок становится более расходящимся, и поэтому меньшее количество угловых компонент волнового вектора может совпадать с условиями резонанса, что снижает эффективность возбуждения волны в схеме Кречманна. Таким образом, для сильно

сфокусированных пучков предложенный метод возбуждения БПВ с помощью ми-резонансной наночастицы оказывается более эффективным по сравнению со схемой Кречманна.

Ещё одним свойство ми-резонансных наночастиц связано с тем, что с помощью варьирования параметров системы, такие как толщина слоёв ФК и размеры частиц, открывается возможность для управления законом дисперсии поддерживаемых мод, позволяя получать сложные диаграммы возбуждения БПВ и управлять их спектральным положением. В работе [A2] по теме диссертации продемонстрирована возможность смещения спектральной области переключения направления распространения БПВ из ближней ИК области в видимую часть спектра. Для сдвига области переключения в видимый спектральный диапазон необходимо уменьшить оптическую толщину слоёв ФК. В работе представлены расчётные эффективности возбуждения БПВ в видимом диапазоне для ФК, состоящего из чередующихся слоёв SiO_2 и Ta_2O_5 толщиной 143 нм и 101 нм соответственно. Продемонстрировано переключение направленности возбуждения БПВ в области длин волн 430 нм–500 нм, осуществляемое с помощью ми-резонансной частицы малого размера с $d=110$ нм, расположенной на ФК. Сдвиг области переключения в видимую область спектра связан с тем, что спектральное положение ЭД и МД резонансов смещается в синюю часть спектра с уменьшением размера частиц. Также продемонстрировано использование крупных частиц с $d=260$ нм для получения более сложной карты эффективности возбуждения БПВ за счёт квадрупольного резонанса типа Ми.

Продемонстрированный эффект направленного возбуждения БПВ с помощью ми-резонансной частицы открывает множество возможностей для управления светом в планарных фотонных устройствах на основе БПВ. Субволновые наночастицы могут быть использованы в качестве альтернативы другим схемам заведения света из свободного пространства в моды волноводов и резонаторов [187]. В случае оптической левитации частиц над поверхностью ФК [188] направленное возбуждение БПВ сопровождается появлением оптических сил [189] и может быть использовано для сортировки частиц по их оптическим резонансам [190]. Такая особенность платформы БПВ, как доступ к оптическому полю, сосредоточенному на поверхности ФК, в сочетании с направленным возбуждением БПВ, может быть использована для реализации чувствительных сенсоров [114], для исследования взаимодействия света с веществом [191], оптического захвата [192], усиления взаимодействия света с двумерными материалами и квантовыми излучателями на поверхности ФК или для усиления нелинейных оптических эффектов [193].

Глава III.

Визуализация модового состава блоховских поверхностных волн в полимерных волноводах

Данная глава посвящена экспериментальному наблюдению распространения блоховских поверхностных волн (БПВ), а также изучению их модового состава внутри полимерных волноводов на поверхности одномерных фотонных кристаллов (ФК). Изучаются полимерные диэлектрические волноводы, изготовленные методом двухфотонной лазерной литографии (ДЛЛ) на поверхности ФК, поддерживающего распространение БПВ. Максимум поля БПВ находится в слое полимера. В качестве метода визуализации модового состава БПВ в полимерных волноводах используется метод микроскопии утечки излучения.

В начале будут описаны исследуемые волноводные структуры, в том числе этапы по определению оптимальной геометрии. Затем с помощью микроскопии утечки излучения будут описаны свойства распространения БПВ в волноводах, и будет найден их модовый состав. Также будет продемонстрирована работа волноводов сложных конфигураций для различных задач фотоники.

1. Используемые фотонные кристаллы и волноводы на их поверхности

Методика создания волноводов

Образцы волноводов создавались с помощью установки по двухфотонной лазерной литографии (ДЛЛ) в тонкой полимерной плёнке на поверхности одномерного фотонного кристалла. Описание метода двухфотонной лазерной литографии изложено в обзоре литературы (раздел 5.2), а технические подробности изготовления используемых в этой работе волноводов изложены в работе по теме диссертации [A9]. Используемый метод является методом прямой лазерной записи и основан на явлении двухфотонного поглощения молекулами фоторезиста сфокусированного лазерного излучения. В задаче используется коммерческий эпоксидный негативный фоторезист SU-8. Показателя преломления резиста $n_{\text{SU-8}}$ равен 1.58 на длине волны 670 нм. В качестве лазерного источника используется перестраиваемый фемтосекундный титан-сапфировый лазер (Coherent, Vitara-T) с

центральной длиной волны 800 нм, частотой повторения 80 МГц (интегральная мощность излучения около 1.5 Вт) и длительностью импульса 50 фс. Процесс полимеризации инициировался на частоте 2ω двухфотонного поглощения в области перетяжки лазерного излучения, в которой значение интенсивности выше порогового значения для полимеризации. В используемой установке ДЛЛ минимальный экспонируемый объём фоторезиста (размер трёхмерного воксела - аналога двумерного пикселя) достигает около 100×300 нм и меньше [163]. Поэтому ширина волноводных структур определялась количеством проходов при рисовании с точностью до 100 нм. Простым способом, позволяющим задавать постоянную высоту структуры, является контроль толщины полимерной плёнки на этапе наноструктурирования, при котором высоты воксела в несколько раз выше, чем необходимая толщина полимерной плёнки. Данный подход позволил с хорошей точностью (будет показано далее) получить прямоугольное поперечное сечение волноводных структур.

Параметры фотонного кристалла

Образцы представляют из себя созданные с помощью ДЛЛ диэлектрические полимерные структуры на поверхности одномерного ФК, поддерживающего распространение БПВ на границе с диэлектриком. ФК расположен на покровном стекле толщиной 170 мкм ($n_{\text{ВК-7}}=1.52$ на длине волны 670 нм) и состоит из чередующихся пар диэлектрических слоёв диоксида кремния SiO_2 ($n_{\text{SiO}_2} = 1.53$ при длине волны $\lambda=670$ нм) и пентаоксида тантала Ta_2O_5 ($n_{\text{Ta}_2\text{O}_5}=2.086$ при той же длине волны). Толщины слоёв оптимизированы методом матриц переноса и соответствовали брэгговской длине волны 810 нм и равнялись 140 нм для SiO_2 и 98 нм для Ta_2O_5 . Число пар слоёв подбирается из целей задачи и варьируется от 5 до 10. ФК состоял из тех же материалов, что и в Главе II, однако в качестве верхнего слоя выступал не SiO_2 , а слой Ta_2O_5 с высоким показателем преломления (выше чем у SiO_2). Таким образом, на свободной поверхности фотонного кристалла на границе с воздухом БПВ не может существовать, и необходимым условием возбуждения БПВ является наличие слоя диэлектрика [145]. Таким диэлектриком на поверхности ФК может служить слой полимера SU-8, используемого в ДЛЛ [A6]. Расчётный спектр коэффициента пропускания используемого ФК (для случая 10 пар слоёв) при нормальном падении, а также схема ФК показаны на рисунке III.1.

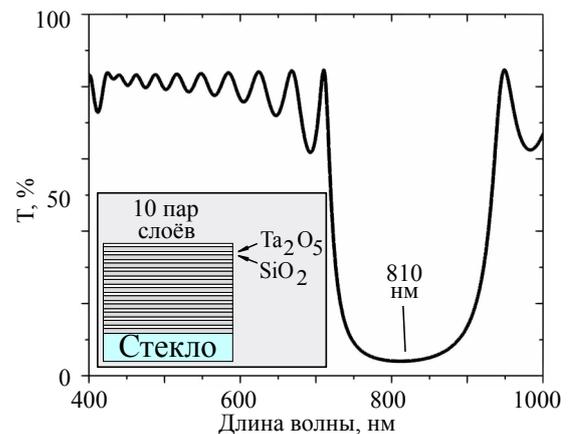


Рис. III.1: Спектр коэффициента пропускания фотонного кристалла при нормальном падении. На вставке показана схема фотонного кристалла.

2. Экспериментальная установка по микроскопии утечки излучения для измерений поверхностных волн

Исследование распространения БПВ в волноводе осуществляется с помощью микроскопии задней фокальной плоскости (ЗФП) и сопоставления ЗФП с характеристиками волновода. Схема эксперимента проиллюстрирована на рисунке III.2). Данная установка позволяет одновременно визуализировать изображение распространяемых БПВ в волноводе излучения в ПФП, а также изображение ЗФП для анализа модового состава волноводов. В качестве лазерного источни-

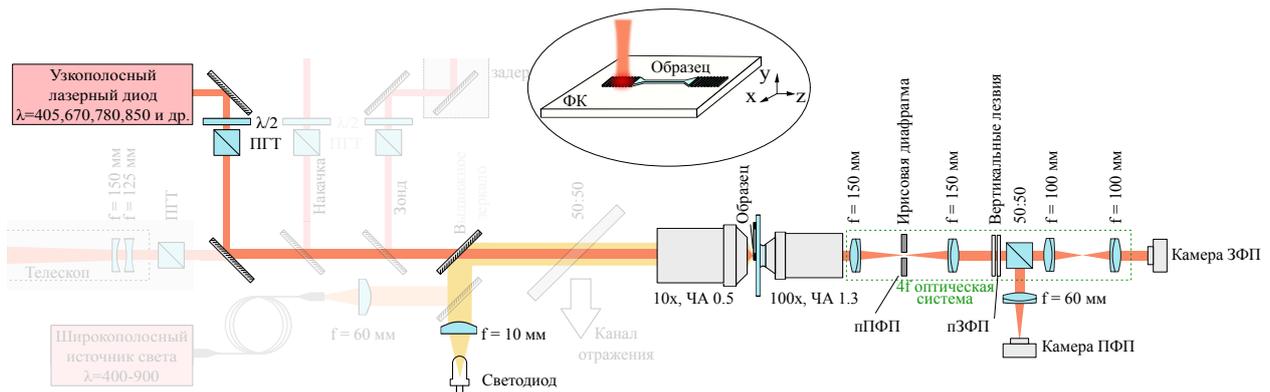


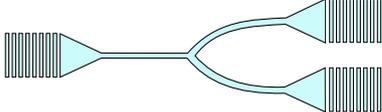
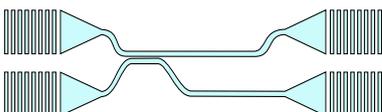
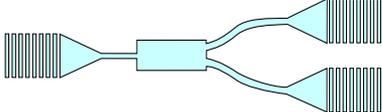
Рис. III.2: Схема экспериментальной установки по изучению распространения БПВ в полимерных волноводах. ПГТ – призма Глана-Тейлора, $\lambda/2$ – полуволновая пластина, пПФП – промежуточное положение передней фокальной плоскости, пЗФП – промежуточное изображение задней фокальной плоскости.

ка для возбуждения блоховских волн используется узкополосный лазерный диод (Thorlabs CPS670F) с длиной волны 670 нм. Контроль мощности и поляризации излучения происходил с помощью системы из призмы Глана-Тейлора и полуволновой пластины $\lambda/2$. Фокусировка на образец производилась с помощью воздушного объектива (10 \times , ЧА=0.5, Ломо). Канал детектирования и принцип сбора излучения, прошедшего через ФК и подложку, аналогичны с описанным в предыдущей Главе II. Излучение БПВ через канал радиационных потерь частично высвечивается в объёмную моду излучения и излучается через ФК и подложку, при этом интенсивность излучения объёмной моды пропорциональна интенсивности БПВ, распространяющейся внутри волноводных структур. Сбор излучения осуществляется с помощью иммерсионного объектива с числовой апертурой 1.3 (100 \times , Olympus, UPLFLN100XOI2)). В установке в промежуточной передней фокальной плоскости (пПФП) и в промежуточном изображении ЗФП (пЗФП) производится фильтрация излучения, позволяющая устранить оптический шум. Исследуемая область волновода в пПФП выделялась с помощью ирисовой диафрагмы, позволяющая исключить излучение накачки. В пЗФП ставилась маска, состоявшая из двух вертикально расположенных лезвий, позволяющая пропускать только излучение в ограниченном лезвиями диапазоне волновых векторов. Например, поскольку $n_{эфф}$ для мод БПВ больше 1, то можно выставить маску пЗФП таким образом, чтобы прошедшее через неё излучение соответствовало лишь диапазону эффективных показателей преломления $n \in [1; 1.3]$. Регистрация изображения

ЗФП производилась с помощью 8-битной КМОП-камеры (Thorlabs, DCC1545M, размер матрицы камеры составлял 1280×1024 пикселей. После пПФП и пЗФП в схеме установлен анализатор, являющийся тонкоплёночным поляризационным фильтром (Thorlabs, LPVIS050-MP).

3. Нахождение оптимальной геометрии образцов

Исследование распространения БПВ в волноводных структурах на поверхности фотонного кристалла связано с изучением большого числа образцов волноводов с варьированием их геометрических параметров. В работе были последовательно изучены несколько волноводных структур. Схематично проделанные этапы работы представлены в Таблице 3; далее эти этапы будут детально рассмотрены.

| № | Схема | Название | Описание |
|---|---|--------------------------------------|----------|
| 1 |  | Одиночный волновод | Шаг №1 |
| 2 |  | Дифракционная решётка | Шаг №2 |
| 3 |  | Волновод с решётками | Шаг №3 |
| 4 |  | Использование треугольника заведения | Шаг №4 |
| Результаты по исследованию планарной волноводной структуры для блоховских поверхностных волн опубликованы в работе [A2]: «Bloch surface wave photonic device fabricated by femtosecond laser polymerisation technique». <i>Applied Sciences</i> , 8.1 , 63 (2018). DOI | | | |
| 5 |  | Разветвитель Y-типа (из 1 в 2) | Шаг №5 |
| 6 |  | Разветвитель X-типа (из 2 в 2) | Шаг №6 |
| 7 |  | ММИ-волновод | Шаг №7 |
| 8 |  | ММИ-разветвитель (из 1 в 2) | Шаг №8 |
| Результаты по исследованию планарных волноводных структур с многомодовой интерференцией блоховских поверхностных волн опубликованы в работе [A3]: «Multimode interference of Bloch surface electromagnetic waves». <i>ACS Nano</i> , 14.8 , 10428-10437 (2020). DOI | | | |

В начале волноводная структура состояла из волновода в виде полоски на поверхности фотонного кристалла. Потом к нему добавлялись различные элементы, позволяющие повысить эффективность возбуждения БПВ.

Шаг №1 – Одиночный волновод

Первый и главный элемент создаваемых структур – это узкая полимерная полоска, являющаяся волноводом. Благодаря тому, что в случае ФК поле локализовано в одном направлении за счёт периодичности структуры, диэлектриком в схеме БПВ могут выступать низкоиндексные материалы, в качестве которых могут служить полимеры. Главными геометрическими параметрами, определяющими свойства и модовый состав БПВ, являются ширина и высота волновода. В эксперименте изучалось большое число образцов волноводов с варьированием геометрических параметров, диапазоны которых были следующие: ширина волновода задавалась количеством проходов лазерной перетяжки при экспонировании и составляла 0.9 мкм–3 мкм, высота всей волноводной структуры задавалась толщиной полимерной плёнки в методе ДЛЛ и составляла 170 нм–220 нм. На рисунке III.3 показана схема волновода, состоящего из полимерной полоски, расположенной на ФК, а также сделанный с помощью АСМ профиль поперечного сечения волновода с высотой 200 нм и шириной 1.4 мкм. Из АСМ изображения можно сделать вывод о близости формы профиля волновода к прямоугольной форме, что позволяет в дальнейшем производить расчёты с волноводами с прямоугольным поперечным сечением. Можно отметить, что поперечный профиль не является в точности прямоугольным, а уширяется при приближении к поверхности ФК – это связано с конечным размером зонда АСМ и трудностями при АСМ измерении.

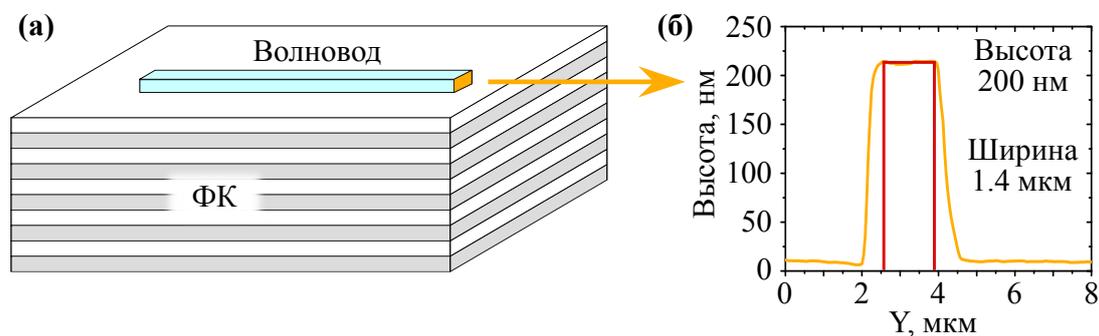


Рис. III.3: Волновод в виде полимерной полоски на поверхности ФК: а – общая схема, рыжим цветом отмечено поперечное сечение, б – АСМ профиль поперечного сечения.

Возбуждение БПВ при освещении волновода сильно сфокусированным лазерным излучением под нормальным падением возможно без специальных схем ввиду того, что некоторое количество угловых компонент волнового вектора может совпадать с условиями возбуждения. Однако эффективность такого способа возбуждения является малой. На рисунке III.4 показана работа тонкого волновода в виде полимерной полоски, расположенной на поверхности ФК. Видно, что с помощью сфокусированного излучения лазерного диода на один из концов волновода, на противоположном конце (правый конец на рисунке) наблюдается высвечивающееся излучение, свидетельствующее о распространяющейся в волноводе БПВ. Из-за низкой эффективности возбуждения БПВ, составляющей проценты, область накачки является более яркой по сравнению с высвечиваемой областью. Причины низкой эффективности работы такого волновода следующие:

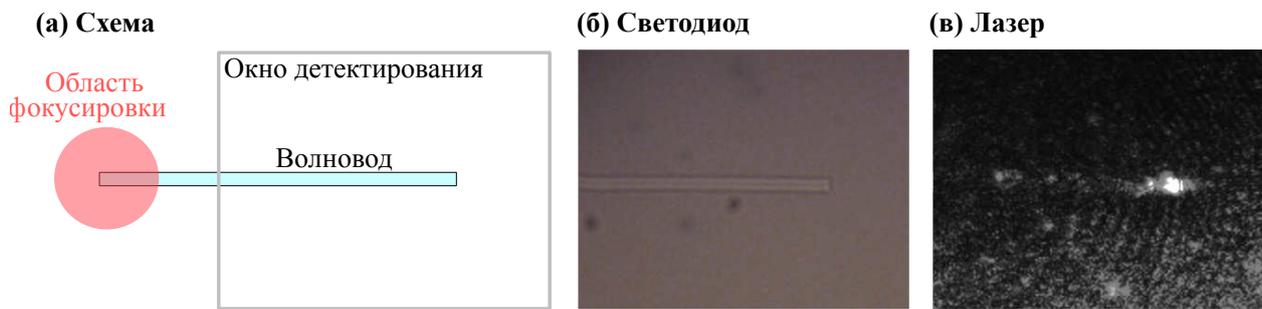


Рис. III.4: Распространение БПВ в тонком волноводе: а – схема заведения излучения в волновод, б – изображение волновода в микроскопе, в – визуализация распространения БПВ в волноводе.

- большая часть лазерного излучения не попадает на волновод и рассеивается на поверхности, поскольку область перетяжки излучения составляет несколько микрометров, что, как правило, намного больше, чем ширина волновода;
- попавшее на волновод излучение характеризуется малым количеством угловых компонент волнового вектор, соответствующих условиям возбуждения БПВ, что снижает эффективность возбуждения волны
- распространяющееся в волноводе излучение высвечивается в максимально возможный телесный угол на выходе из волновода, вследствие чего это излучение трудно собрать.

Шаг №2 – Дифракционная решётка

Для увеличения эффективности возбуждения БПВ в волноводе обычно используются специальные схемы возбуждения: помимо описанной в Главе II схемы с использованием ми-резонансной наночастицы обычно используются либо призмные схемы (например, Кречманна или Отто), либо дифракционные. В данной задаче использовалась именно дифракционная схема возбуждения, поскольку её преимуществом является то, что её можно создать вместе с волноводом в процессе литографии за один сеанс экспонирования, причём одинаковой с волноводом высоты. Дифракционная решётка представляет из себя полимерные полоски (толщиной в один проход), перпендикулярные волноводу. Формула для максимумов интенсивности рассеяния плоской волны при нормальном падении выглядит как $d \sin \theta_m = m\lambda$, где θ – угол распространения дифракционного максимума по отношению к нормали поверхности, а m – номер дифракционного порядка. Период решётки составляет 1340 нм и был подобран таким образом, чтобы второй порядок дифракции для длины волны накачки $\lambda=670$ нм был направлен вдоль поверхности волновода. Для этого период d выбирался равным удвоенному значению длины волны падающего излучения $\lambda=670$ нм, т.е. $d=2\lambda$. В таком случае формула для дифракционных порядков примет вид $\sin \theta_m = m/2$. Т.е. рассеяние в направлении нулевого порядка дифракции ($m=0$) будет идти под нормалью к поверхности ($\theta_0=0^\circ$), $m=\pm 1$ дифракционным порядкам будет соответствовать угол $\theta_1=\pm 30^\circ$, а $m=\pm 2$ дифракционным порядкам будет соответствовать угол

$\theta_2 = \pm 90^\circ$. Общий вид дифракционной решётки и схема рассеяния плоской волны на решётке представлены на рисунке III.5а; АСМ изображение получившейся в процессе литографии решётки показан на рисунке III.5б,в. Ширина решётки (вдоль оси Y на рисунке) подбирается, исходя из размера перетяжки сфокусированного лазерного излучения.

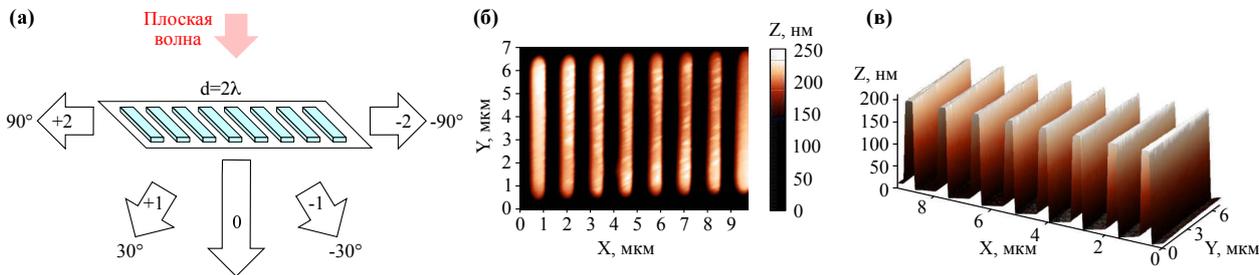


Рис. III.5: а – Схема дифракции света на решётке с периодом $d=2\lambda$, б,в – АСМ изображения изготовленной дифракционной решётки с различных ракурсов.

Шаг №3 – Волновод с решёткой

Для повышения эффективности возбуждения БПВ на следующем шаге были изготовлены волноводы с дифракционными решётками. Общая схема образца представлена на рисунке III.6а. Волноводные структуры состоят из двух дифракционных решёток и волновода между ними. Первая дифракционная решётка (левая на рис. III.6а) с периодом $d=2\lambda$ освещается лазерным излучением с длиной волны 2λ , являясь «входом» в волновод. Вторая дифракционная решётка (правая на рис. III.6а) является «выходом» из волновода. Использование дифракционных решёток обеспечивает компактное заведение и выведение излучения, что повышает эффективность волноводов. На рисунке III.6б показана сделанная на оптическом микроскопе фотография волноводной структуры, состоящей из двух дифракционных решёток и волновода между ними одинаковой ширины d , равной 3 мкм.

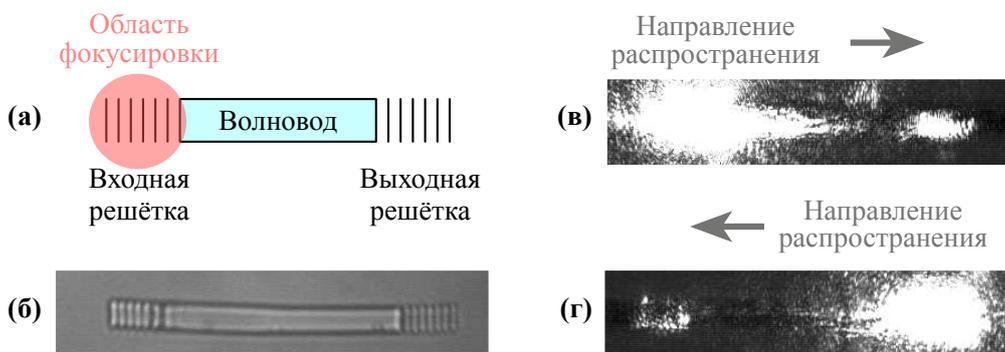


Рис. III.6: Распространение БПВ в волноводе с дифракционными решётками: а – схема заведения излучения в дифракционную решётку волновода, б – изображение образца; в,г – сделанные с помощью микроскопии утечки излучения изображения образца с распространяющимися в нём поверхностными волнами при освещении левой (в) или правой (г) дифракционных решёток лазерным излучением.

В случае если освещать не левую, а правую решётку, то роли решёток в вол-

новоде поменяются местами: входная дифракционная решётка станет выходной и наоборот. Направление распространения БПВ при этом изменится на противоположное. На рисунке III.6в,г продемонстрирована работа одного и того же волновода с освещением сначала левой решётки (в), а затем и правой (г). Например, при освещении левой дифракционной решётки видно яркое пятно в левой части рисунка III.6в, соответствующее излучению накачки. В правой части картины видно второе пятно меньшей яркости, соответствующее рассеянному на выходной решётке излучению. Аналогичная картина видна в случае, если освещать правую решётку (рис. III.6г). Двухнаправленность работы такого волновода является важным преимуществом при потенциальном использовании подобных волноводов в технологиях создания сложных фотонных устройств. Далее для определённости под левой решёткой будет пониматься дифракционная решётка заведения, а под правой – выводная решётка.

Однако, как можно судить из предоставленных картинок, светится не только выводная решётка – присутствует также сильный оптический шум вне выводной решётки, снижающее общую эффективность таких волноводов. Это связано с тем, что для повышения эффективности работы волноводов ширина дифракционной решётки должна быть сопоставима с величиной перетяжки сфокусированного лазерного излучения, составляющей более 5 мкм. Однако при этом сами волноводы можно создавать намного уже. В дальнейшем будут исследоваться образцы, у которых оптимальная ширина решёток составляет 6 мкм при средней ширине волноводов ~ 1 мкм.

Шаг №4 – Использование треугольника заведения

Следующим шагом повышения эффективности возбуждения БПВ является создание образца, у которого волновод может быть узкой, дифракционная решётка будет сопоставима с размером пятна перетяжки лазерного излучения. Для этого между решёткой и волноводом должен быть расположен дополнительный элемент, который будет фокусировать излучение от решётки в волновод. Использование заводящего элемента позволяет увеличить количество угловых компонент волнового вектора, заводящихся в волновод, что повышает эффективность возбуждения волны в схеме Кречманна. Для этих целей используются различные способы фокусировки излучения в волновод (см. обзор литературы, рис. I.29), где самым распространённым способом является использование треугольника. Например, аналогичная задача для волноводов для поверхностных плазмон-поляритонов решена в работе, где фокусирующий треугольник используется для увеличения эффективности возбуждения БПВ в узком волноводе [194]. В указанной работе подбирались оптимальные значения для длины и основания треугольника. Такой треугольник можно создать между решёткой и волноводом. Таким образом, исследуемые волноводные структуры состояли из двух дифракционных решёток, двух треугольников (фокусирующего и расфокусирующего) и волновода между ними. Изображение волноводной структуры представлено на рисунке III.7а. Ширина и период дифракционной решётки были зафиксированы и составляли 6 мкм и 1340 нм соответственно, длина и основа-

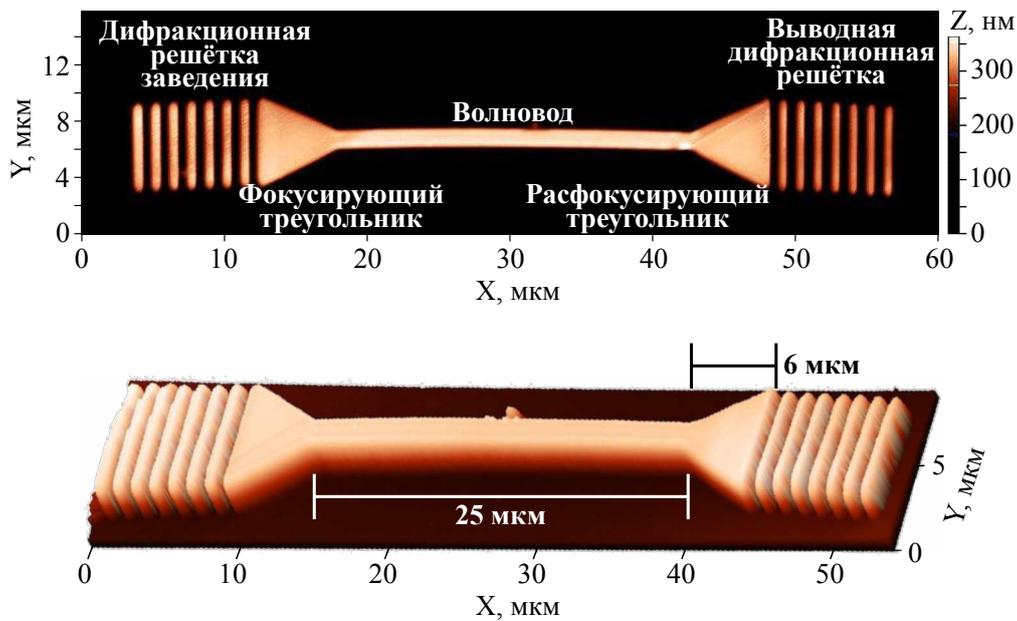


Рис. III.7: Характерное АСМ изображение волноводной структуры.

ние треугольников составляли 6 мкм, длина волновода была равна 25 мкм. Количество штрихов зависело от адгезии на этапе проявления при литографии и составляло 6–8 штук.

В данной работе рассматриваются 4 изготовленных образца:

- образец № 1 — высота 200 ± 10 нм, ширина 1800 ± 100 нм;
- образец № 2 — высота 200 ± 10 нм, ширина 1400 ± 100 нм;
- образец № 3 — высота 170 ± 10 нм, ширина 1800 ± 100 нм;
- образец № 4 — высота 215 ± 10 нм, ширина 2000 ± 100 нм.

Контроль за качеством изготавливаемых образцов происходил с помощью атомно-силового микроскопа в контактном режиме, позволяющего измерять геометрические параметры волноводов.

4. Планарные волноводные структуры для блоховских поверхностных волн

4.1. Поляризационная чувствительность планарных волноводов

Исследование распространения БПВ в волноводе осуществляется с помощью микроскопии утечки излучения. Одним из доказательств того, что волноводы поддерживают распространение БПВ, является определение поляризации распространяемого в них излучения. Поляризация БПВ зависит от параметров ФК: в данной работе используется ФК, заранее подобранный таким образом, чтобы он поддерживал распространение только ТЕ-поляризованного излучения. В

эксперименте рассматривались две линейные поляризации, контролируемые полуволновой пластиной $\lambda/2$ перед фокусирующим объективом: поперечная электрическая (ТЕ-) поляризация (перпендикулярное оси волновода), а также поперечная магнитная (ТМ-) поляризация (ортогональное оси волновода). На рисунке III.8а показана схема эксперимента. В эксперименте освещается левая ре-

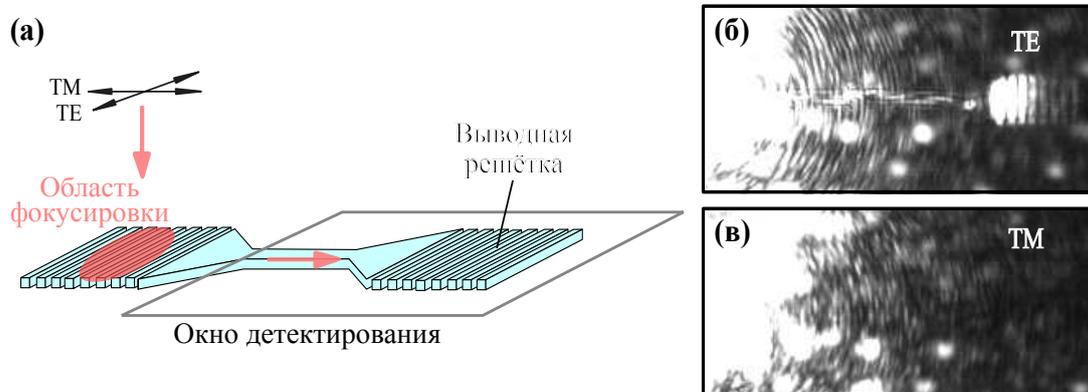


Рис. III.8: а – Схема эксперимента по демонстрации поляризационной чувствительности мод БПВ; б,в – прямое изображение при освещении ТЕ- и ТМ- поляризованным излучением лазерного диода соответственно.

шётка волновода ТЕ- и ТМ- поляризованным светом, а в поле зрения камеры попадает лишь излучение, выходящее из волновода и правой решётки. На рисунке III.8б,в показаны фотографии с камеры, соответствующей ПФП. Видно, что только на изображении для ТЕ-поляризованного света (рис. III.8б) в его правой части существует яркое пятно, соответствующее излучению, рассеянному из правой дифракционной решётки. Пятно выглядит как 8 вертикальных ярких полос, соответствующих штрихам дифракционной решётки. В это же время для ТМ-поляризованного света (рис. III.8в) такого пятна в этой области уже не обнаружено. Поскольку в работе используется ФК, поддерживающий распространение только ТЕ-поляризованного излучения БПВ [115], то подобная поляризационная чувствительность может являться дополнительным доказательством возбуждения БПВ.

4.2. Изображения задней фокальной плоскости

Важным этапом исследования распространения БПВ в волноводе является сопоставление ЗФП с характеристиками волновода. Принцип формирования изображения ЗФП, позволяющего визуализировать распространение мод БПВ, проиллюстрирован на рисунке III.9. В эксперименте колимированное ТЕ-поляризованное лазерное излучение с диаметром поперечного сечения более 1 см с помощью фокусирующего объектива с ЧА=0.5 фокусируется на решётке заведения. Освещение всей входной апертуры фокусирующего объектива позволяет добиться наименьшего диаметра перетяжки сфокусированного на решётке излучения. Рассеянное на дифракционной решётке излучение по направлению $m=\pm 1$ дифракционных порядков распространяется под углами $\theta_{\pm 1}=\pm 30^\circ$, чему в ЗФП соответствуют два ярких пятна слева и справа от центрального пятна. Схема

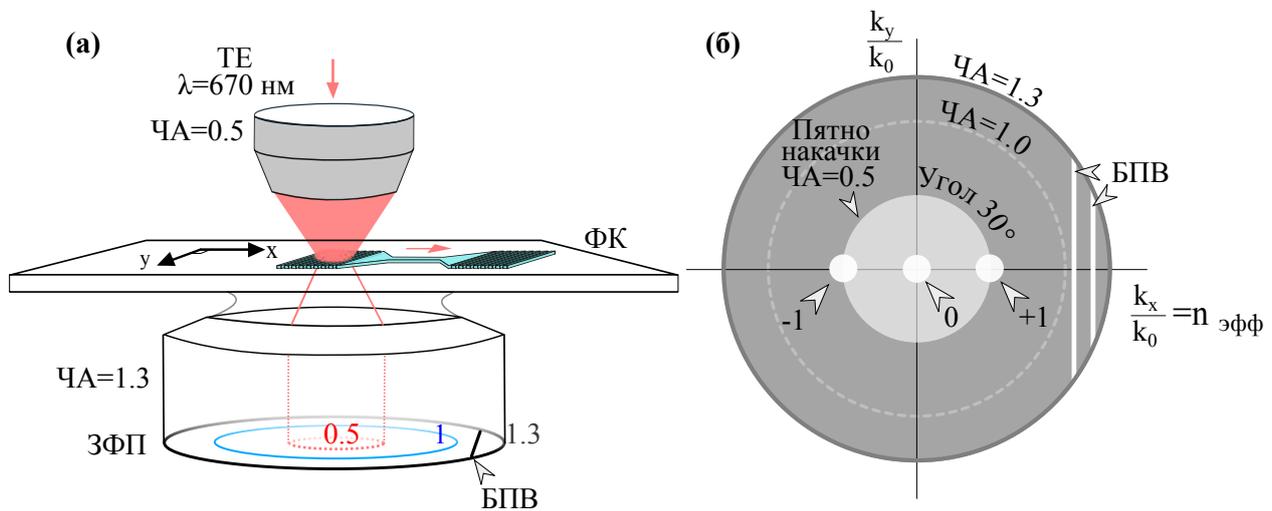


Рис. III.9: а – Схема эксперимента по возбуждению и характеристике блоховских поверхностных волн (БПВ) в волноводах, б – схема расположения дифракционных пятен и мод БПВ в изображении задней фокальной плоскости.

получаемых изображений ЗФП показана на рисунке III.9б. Излучение утечки БПВ детектируется с помощью собирающего объектива за углами, превышающими угол полного внутреннего отражения. Проекция волнового вектора БПВ на ось, вдоль которой расположен волновод, будет постоянной, вследствие чего моды БПВ в ЗФП будут выглядеть как яркие вертикальные полосы. Часть энергии накачки проходит через решётку, ФК, стекло и иммерсию в направлении дифракционного порядка $m=0$, после чего попадает в собирающий объектив. Такому порядку на рисунке соответствует яркое пятно в центре. Также рассеянное излучение по направлению дифракционных порядков с $m=\pm 1$ будет распространяться под углом $\theta_{\pm 1} = \pm 30^\circ$.

Экспериментальные картины ПФП и ЗФП, наблюдаемая при фокусировании излучения лазерного диода с длиной волны 670 нм во входную решётку волновода, представлены на рисунке III.10. На изображении ПФП (прямое изображение,

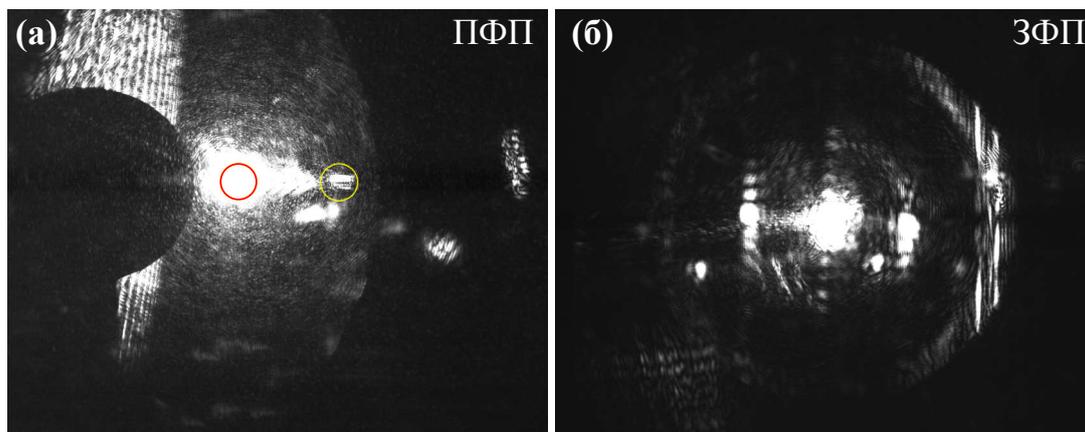


Рис. III.10: Изображения ПФП (а) и ЗФП (б) при фокусировании лазерным излучением 670 нм в дифракционную решётку заведения (красный круг) волновода; жёлтым кругом на рисунке (а) отмечена выводная дифракционная решётка.

рис. III.10а) красным кругом отмечена область дифракционной решётки заведе-

ния, а жёлтым кругом – выводной решётки. Фотография сделана в режиме переэкспозиции камеры. Излучение, соответствующее накачке, сфокусированной на решётке заведения, намного ярче сигнала с выходной решётки. На фотографии видны различные паразитные шумы, например, яркие вертикальные полосы в левой части фотографии, соответствующие рассеянию на поляризаторе, и пятна в правой части, соответствующие переотражениям в установке. Для устранения этих шумов в пПФП область накачки перекрывалась блоком. На изображении ЗФП (рис. III.10б) видны центральное яркое пятно, соответствующее прошедшему насквозь излучению накачки, а также два пятна поблизости, соответствующие первым дифракционным порядкам, расположенные на расстоянии 0.5 от центра в терминах числовых апертур. Также на рисунке III.10в видны яркие вертикальные полосы в области $ЧА \in [1; 1.3]$, соответствующие модам БПВ, распространяющимся в волноводе. Наблюдаемая экспериментальная картина ЗФП соответствует схеме ЗФП на рисунке III.9б.

Таким образом, микроскопия утечки излучения является хорошим инструментом для визуализации распространяющихся мод БПВ в пространстве волновых векторов, построенным в задней фокальной плоскости собирающего объектива. Используя такой метод, можно каждому пятну в ЗФП сопоставлять какое-либо излучение, наблюдаемое в ПФП. На рисунке III.11 представлены некоторые из подобных сопоставлений изображения ПФП и изображения ЗФП.

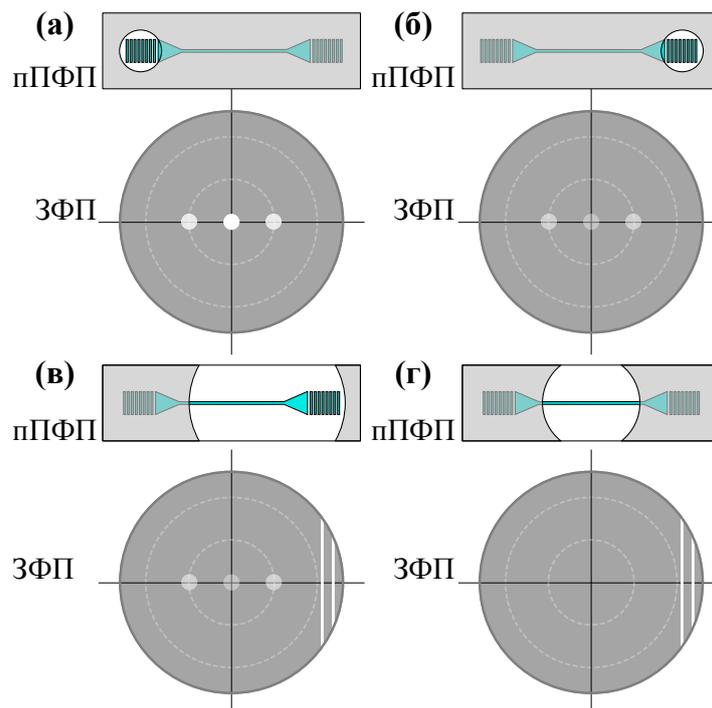


Рис. III.11: Схемы нескольких соответствующих друг другу изображений ПФП и ЗФП при различных положениях диафрагмы в пПФП.

- а) Если в промежуточной ПФП оставить открытой лишь входную решётку, закрыв остальную область диафрагмой или блоком, то в ЗФП будет наблюдаться картина, соответствующая рассеянию на этой решётке и дифракционным порядкам $m=0, \pm 1$. В ЗФП будут наблюдаться центральное пятно

($m=0$) и два менее ярких пятна рядом под углом 30° ($m=\pm 1$). На рисунке III.11а представлено схематически два изображения, пПФП и ЗФП: на первом показано как с помощью диафрагмы с круглым отверстием оставляется открытой лишь входная (левая) решётка, а на втором показано, какие пятна при таком положении диафрагмы в пПФП будут наблюдаться в ЗФП.

- б) Если оставить открытой лишь выводную дифракционную решётку, то будет наблюдаться схожая картина с отличием в яркости пятен (рис. III.11б).
- в) Если к уже открытой выводной решётке из предыдущего примера открыть область волновода, то в ЗФП появятся яркие вертикальные полосы, которые соответствуют распространяющимся по волноводу модам БПВ (рис. III.11в).
- г) Если закрыть диафрагмой правую решётку, оставив открытой лишь волновод, то светиться будут только вертикальные полосы, соответствующие БПВ, распространяющиеся в волноводе (рис. III.11г). Пятна от дифракционных порядков исчезнут.

Стоит отметить, что существуют различные комбинации пар изображения образца и изображения ЗФП, однако в работе приведённые примеры являются основными. На рисунке III.12 показаны два примера подобных пар, на которых виден вклад рассеяния света на дифракционных решётках в изображении ЗФП. В первом примере на рис. III.12а продемонстрирована экспериментальная ре-

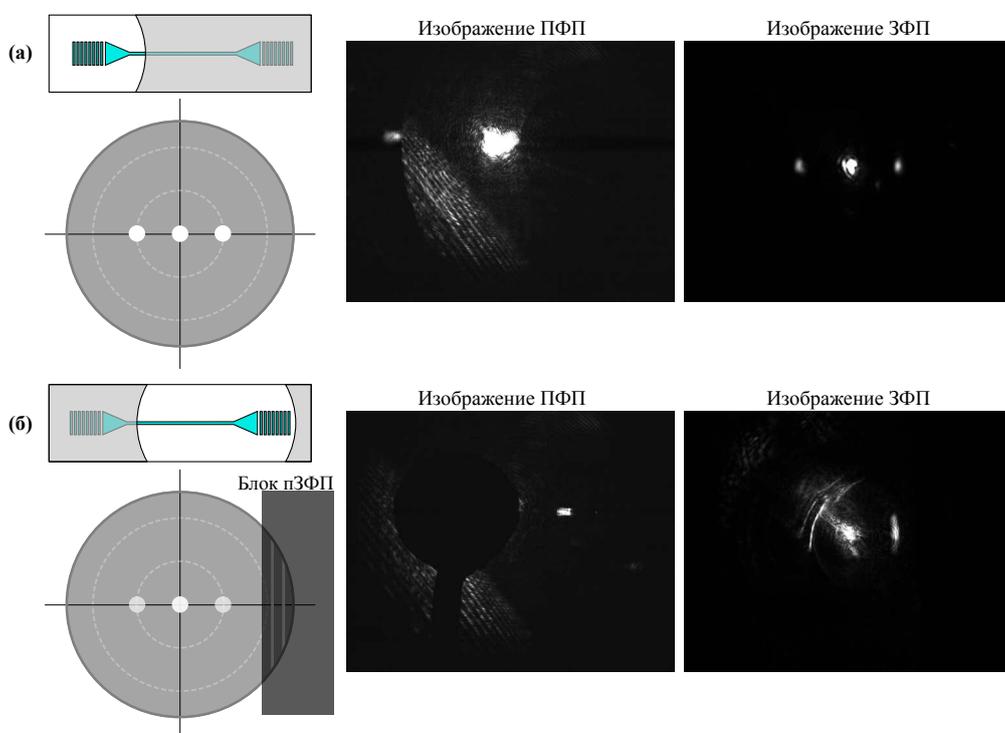


Рис. III.12: Фотографии изображений ПФП и ЗФП: а – когда открыта лишь входная решётка, б – когда светится лишь выводная решётка.

лиизация схемы, аналогичная с рисунком III.11а, где в пПФП закрыто всё кроме

входной решётки, а в ЗФП видны лишь пятна дифракционных порядков $m=0, \pm 1$. С помощью фильтрации ЗФП, можно сделать так, чтобы светилась лишь выводная решётка, даже при «открытом» волноводе. Для этого в пПФП закрывается входная решётка, а в пЗФП закрываются вертикальные полосы. Картина ЗФП, полученная таким образом и продемонстрированная на примере III.12б, схожа с картиной ЗФП из примера на рисунке III.11а. Этот факт также подтверждает соответствие пятен в области углов $\theta_{\pm 1} = \pm 30^\circ$ с явлением дифракции света на решётках.

Рассмотренные примеры того, как формируется изображение в ЗФП, приведены для наглядности.

На рисунке III.13 показаны два изображения ЗФП для образца №4 с высотой 215 ± 10 нм и шириной 2000 ± 100 нм при освещении его входной (левой) решётки сфокусированным ТЕ-поляризованным излучением на длине волны 670 нм. Интенсивное излучение накачки, прошедшее через структуру, устранялось вер-

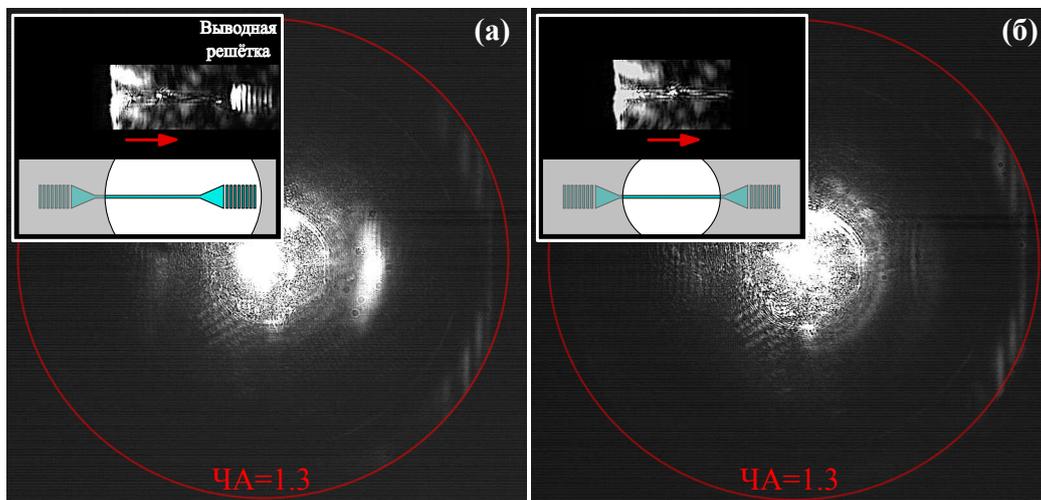


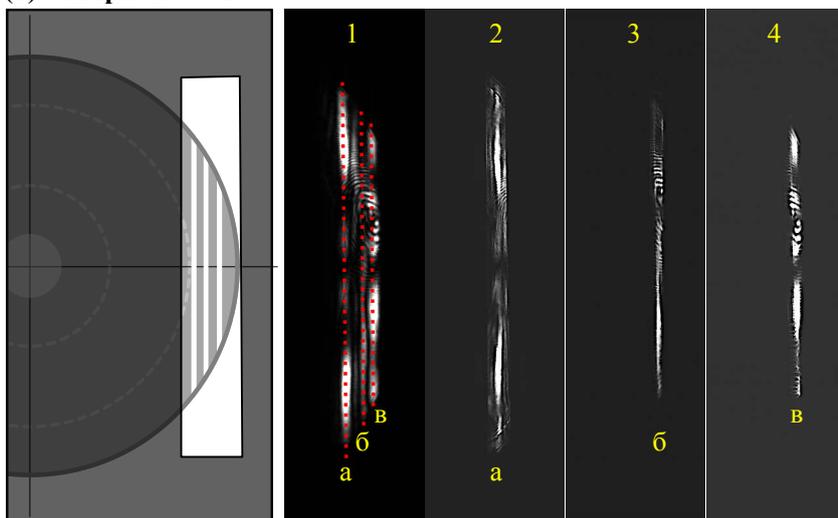
Рис. III.13: Изображения ЗФП и ПФП (на ставках) образца №4 с открытой (рис. а) и закрытой (рис. б) выводной решёткой.

тикальным блоком, установленным в пПФП в область левой решётки. Для подтверждения правильности работы именно с ТЕ-поляризованными БПВ анализатор после образца был выставлен в положении, соответствующем пропусканию ТЕ-поляризации. Изображения образца и схематические изображения экспериментов представлены на вставках. На рисунке III.13а виден центральный яркий круг, соответствующий излучению накачки, видно пятно овальной формы в правой части круга (первый дифракционный порядок), а также набор вертикальных полос, которые относятся к различным модам БПВ, распространяющимся в волноводе. Этот волновод поддерживает распространение трёх мод БПВ. Для повышения контраста между полосами и остальной картиной происходит закрытие выводной дифракционной решетки в пПФП с помощью вертикального блока, которое также приводит и к исчезновению пятна овальной формы на изображении ЗФП (рис. III.13б). На рисунках красным кругом обозначена максимальная область сбора излучения утечки, определяемая числовой апертурой собирающего объектива 1.3.

4.3. Характеризация планарного волновода

Используя изображения ЗФП, можно определить величины эффективных показателей преломления $n_{\text{эфф}}$ мод БПВ. Эти моды в ЗФП выглядят как яркие вертикальные полосы. Например, на рисунке III.13б на изображении ЗФП для образца №4 видны три полосы. Фильтруя это изображение в пЗФП и оставляя лишь область $\text{ЧА} \in [1; 1.3]$, можно повысить контраст для улучшения видимости этих полос. На рисунке III.14а показаны увеличенные изображения ЗФП для волновода №4. На рисунке №1 видны три яркие вертикальные полосы, обозначенные как «а», «б» и «в». Изображение ПФП (рис. III.14б) состоит из нескольких продольных ярких полос, лежащих по направлению распространения мод БПВ вдоль волновода. В том случае, когда в ЗФП «открыты» все вертикальные полосы (случай 1), картина в ПФП является периодической, что говорит об интерференционном эффекте между модами БПВ. В том, случае когда открывается лишь одна из полос (случаи 2,3 4), в ПФП наблюдаются несколько параллельных друг другу ярких полос.

(а) Изображения ЗФП



(б) Прямое изображение

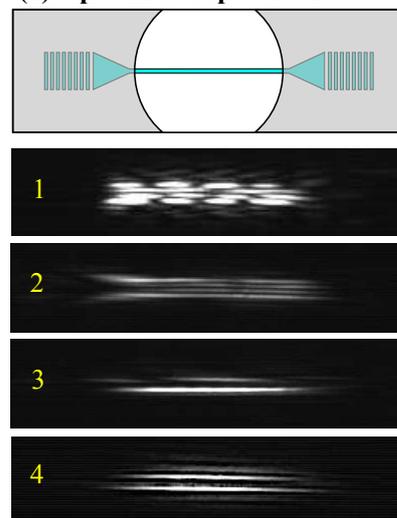


Рис. III.14: Изображения ЗФП (а) и ПФП (б) образца №4, поддерживающего распространения трёх мод БПВ. Видно, что закрывая различные вертикальные полосы в ЗФП, картина распространяющихся мод БПВ в ПФП изменяется.

Стоит отметить, представленные фотографии ЗФП (рис. III.14а) в целях повышения контраста картинки были выполнены при условии, что анализатор в установке был расположен в положении, соответствующем ТМ-поляризации собранного объективом излучения. Однако, как уже было сказано, используемые волноводы поддерживают распространение ТЕ-поляризованных БПВ. Такое положение анализатора связано с тем, что при положении анализатора, соответствующем ТЕ-поляризации, собираемое объективом излучение состоит из вклада прошедшего сквозь решётку излучения и вклада излучения утечки из волновода, на несколько порядков более слабого по сравнению с прошедшим насквозь излучением. Таким образом, экспериментальное наблюдение полос в ЗФП осложняется из-за оптического шума, создаваемого излучением накачки. Для визуализации этих полос используется тот факт, что в волне излучения утечки присутствует и

ТМ-поляризованная компонента. Поэтому при установки анализатора в положении, скрещённым с поляризатором и соответствующем ТМ-поляризации собранного излучения, можно на несколько порядков снизить вклад прошедшего сквозь решётку излучения, и повысить контраст картинки таким образом.

Величина $n_{\text{эфф}}$ для каждой волноводной моды БПВ с соответствующими им вертикальными полосами в ЗФП определяется из определения диаметров окружностей, соответствующих числовым апертурам. Процесс нахождения схож с тем, как находились $n_{\text{эфф}}$ в Главе II (см. раздел 3.3). Для этого необходимо определить: положение центра окружности, соответствующей $\text{ЧА}=1$, т.е. светового конуса, величину в пикселях радиуса этой окружности, а также расстояние D между полосой и центром кольца с $\text{ЧА}=1$. Тогда величина эффективного показателя преломления находится по формуле:

$$n_{\text{эфф}} = \frac{D}{R_{\text{ЧА}=1}} * n_{\text{свет}},$$

где $n_{\text{свет}}$ – показатель преломления, соответствующий световому конусу и равен 1. Поскольку $n_{\text{эфф}} > 1$, то полосы находятся за пределами кольца с $\text{ЧА}=1$. Мода с наибольшим показателем преломления относится к моде TE_{00} , а с наименьшим – к моде TE_{02} .

Экспериментально полученные значения эффективного показателя преломления каждой моды БПВ $n_{\text{эфф}} \text{TE}_{ij}$ и геометрические параметры волноводов исследуемых образцов приведены в таблице 1. При увеличении высоты полимерного слоя, и как следствие высоты волновода, а также при увеличении ширины волновода, эффективные показатели преломления мод БПВ (как и само количество мод) возрастают. Это указывает на то, что локализация электромагнитного поля в волноводе усиливается с увеличением его размеров.

| Образец | Высота, нм | Ширина, нм | $n_{\text{эфф}} \text{TE}_{00}$ | $n_{\text{эфф}} \text{TE}_{01}$ | $n_{\text{эфф}} \text{TE}_{02}$ |
|---------|--------------|----------------|---------------------------------|---------------------------------|---------------------------------|
| №1 | 200 ± 10 | 1800 ± 100 | 1.106 ± 0.018 | 1.053 ± 0.020 | 1.000 ± 0.015 |
| №2 | 200 ± 10 | 1400 ± 100 | 1.098 ± 0.020 | 1.038 ± 0.016 | - |
| №3 | 170 ± 10 | 1800 ± 100 | 1.040 ± 0.008 | 1.000 ± 0.008 | - |
| №4 | 215 ± 10 | 2000 ± 100 | 1.161 ± 0.010 | 1.116 ± 0.010 | 1.037 ± 0.012 |

Таблица 1: Значения эффективного показателя преломления, экспериментально полученные из изображений ЗФП, для различных мод БПВ, распространяющихся в образцах с различными геометрическими параметрами.

Сопоставляя экспериментальные результаты, полученные с помощью метода микроскопии утечки излучения, с численными расчётами, модель которых изображена на рисунке III.15а, можно определить количество мод БПВ и их $n_{\text{эфф}}$. В модели полимерный волновод ($n=1.58$) был расположен на поверхности ФК, расположенного на стеклянной подложке ($n=1.52$) с бесконечной толщиной; монитор располагался ортогонально слоям фотонного кристалла. Расчёты производятся с помощью метода конечных разностей во временной области (англ. Finite-Difference Time-Domain method, FDTD) с использованием программного пакета Lumerical Solutions. Параметры волноводов были взяты из Таблицы 1. На ри-

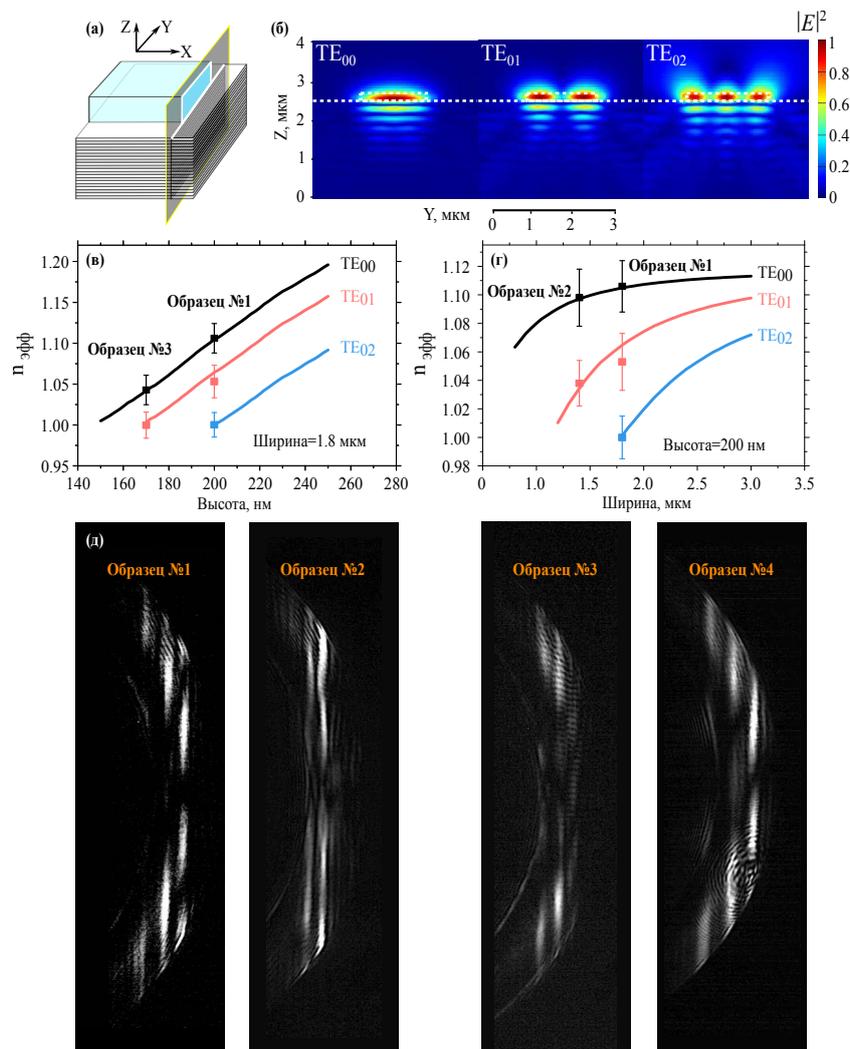


Рис. III.15: а – Схематическое изображение модели волновода с плоскостью его поперечного сечения, используемого в расчётах; б – распределение электрического поля в поперечном сечении волновода для различных мод БПВ, поддерживаемых волноводом, чьи размеры соответствуют образцу №1; в – зависимость эффективного показателя преломления от высоты волновода для различных мод БПВ при фиксированной ширине волновода 1800 нм (эксперимент – точки, теория – сплошная кривая); г – зависимость $n_{\text{эфф}}$ от ширины волновода для различных мод БПВ при фиксированной высоте волновода 200 нм (эксперимент – точки, теория – сплошная кривая); д – изображения ЗФП с модами БПВ для всех экспериментальных образцов.

сунке III.15б представлены расчёты, выполненные в виде зависимости квадрата электрического поля $|E|^2$ от координат Y и Z в поперечном сечении для трёх мод БПВ TE_{00} , TE_{01} и TE_{02} . Видно, что волновод с шириной 1800 нм поддерживает одновременное распространение трёх мод БПВ. Для моды TE_{00} наблюдается одна область локализации поля в картине распределения и демонстрируется наилучшее среди трёх мод БПВ наилучшее удержание энергии в волноводe в виде наименьшего значения $|E|^2$ вне белого пунктирного контура волновода. Это свидетельствует о наилучшем удержании энергии в волноводe по сравнению с другими двумя модами БПВ. Из рисунка видно что фундаментальная мода TE_{01}

имеет два локальных максимума, а TE_{02} – три.

Также были произведены расчёты эффективных показателей преломления $n_{эфф}$ в зависимости от высоты волновода при фиксированной ширине и от ширины волновода при фиксированной высоте. На рисунках III.15в,г расчётные зависимости представлены в виде сплошных линий, а экспериментальные значения $n_{эфф}$ представлены в виде точек. Сами фотографии ЗФП для образцов №1–4 представлены на рисунке III.15д. При увеличении высоты волновода растёт количество поддерживаемых им мод БПВ. При этом величина эффективного показателя преломления моды растёт линейно с увеличением высоты волновода (рис. III.15в). Также видно, что при увеличении ширины волновода величина $n_{эфф}$ выходит на постоянное значение, соответствующее $n_{эфф}$ БПВ в полимерной плёнке на поверхности ФК, и моды БПВ становятся ближе к друг другу: разница между значениями $n_{эфф}$ уменьшается (рис. III.15г). Экспериментальные результаты демонстрируют хорошее согласие с расчётными данными.

Показанные экспериментальные результаты демонстрируют хорошее согласие с расчётными данными, что является подтверждением работы полимерного волновода на ФК в качестве устройства для БПВ. Также важным свойством является то, что в одном волноводе может наблюдаться интерференция нескольких мод БПВ, число которых зависит от ширины волновода.

Важным параметром изготовленных волноводов является длина распространения БПВ $L_{БПВ}$ в них, определение которой также можно произвести с помощью обработки изображения камеры ПФП. На рисунке III.16. продемонстриро-

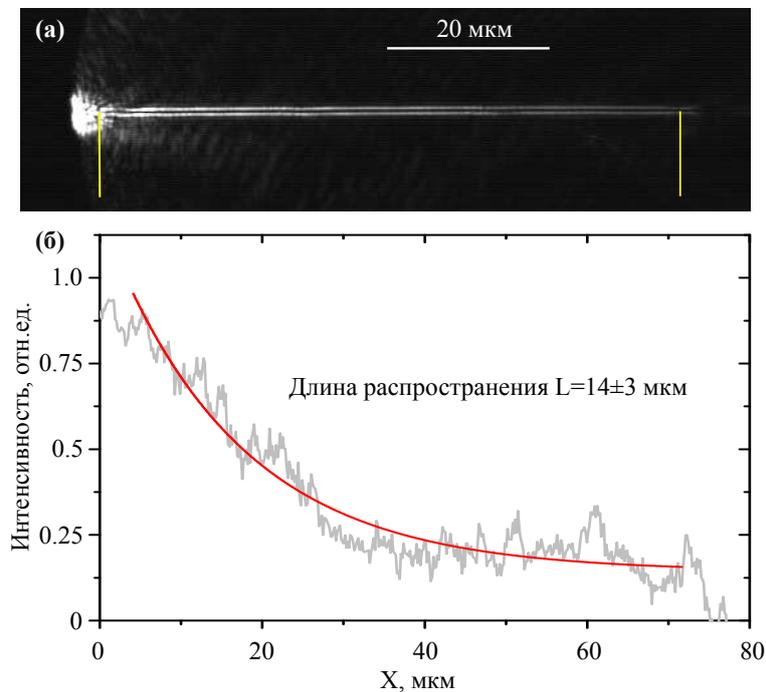


Рис. III.16: Определение длины распространения БПВ с помощью обработки изображения камеры: а – изображение волновода с $W=0.8$ мкм, б – профиль интенсивности вдоль волновода (серая кривая), аппроксимированный экспоненциальной функцией (красная кривая). Жёлтые рамки соответствуют границам профиля.

ван результат обработки для прямого длинного одномодового волновода с высо-

той 210 нм и шириной поперечного сечения 0.8 мкм. Выбор такой ширины волноводов обуславливался предварительно произведёнными численными расчётами, согласно которым при такой ширине волновода величина $L_{БПВ}$ при большом числе слоёв ФК является постоянным значением. Экспериментально полученная величина $L_{БПВ}$ равняется 14 ± 3 мкм и по порядку величины совпадает с численно полученным результатом в 55 ± 3 мкм. Различие в точных значениях может быть связано с дефектами структуры при литографии.

Подобная маленькая длина распространения связана с примесью ТМ- поляризации в волноводах, что является главным источником потерь [113]. Однако с помощью подбора параметров слоёв ФК можно значительно уменьшить или даже полностью исключить канал радиационных потерь, что позволит оставить лишь канал рассеяния, снизив потери до 5 дБ/км в видимом диапазоне. В работе [113] использовался волновод для БПВ, работающий для длины волны $\lambda=532$ нм. Использование ФК, лишённых потерь, гарантирует большую длину распространения до нескольких миллиметров [195] и даже до сантиметров [196] диапазоне от УФ до среднего ИК, что на несколько порядков выше, чем у волноводов на платформе ППП, работа которых ограничена спектральным диапазоном. Экспериментально достижимая на данный момент длина распространения ППП составляет около 250 мкм для $\lambda=1560$ нм и около 50 мкм для $\lambda=780$ нм, при этом теоретически достижимая длина распространения ППП составляет около 1 мм [197].

5. Планарные волноводные разветвители для блоховских поверхностных волн

В этом разделе будет рассмотрен один из основных видов функциональных устройств, реализующих контроль над распространяющимися в структурах волнами – разветвители для БПВ. На их основе создаются мультиплексоры и демultipлексоры, являющиеся важнейшими логическими элементами оптических платформ. При изучении таких устройств

5.1. Разветвители Y- и X-типа

Шаг №5 - Разветвитель Y-типа

Простым способом реализации устройства разветвителя из N портов в M портов являются разветвители Y-типа с делением в одном месте, т.е. в точке разветвления. Это частный случай для $N=1$ и $M=2$. Разветвитель Y-типа представляет из себя волновод, в определённой точке разделяющийся на два волновода, изгибающихся по направлению друг от друга, идущих затем параллельно друг другу. Место ветвления по форме напоминает букву Y, которое далее будет обозначаться как «точка Y». На рисунке III.17 представлен Y-разветвитель на ФК для БПВ. Волноводная структура состоит из трёх решёток и треугольников, а также трёх полимерных волноводов: один канал, состоящий из решётки, треугольника и прямого волновода, расположен слева от точки Y, и два канала, состоящие из таких же решёток и треугольников, но искривлённых волноводов, расположе-

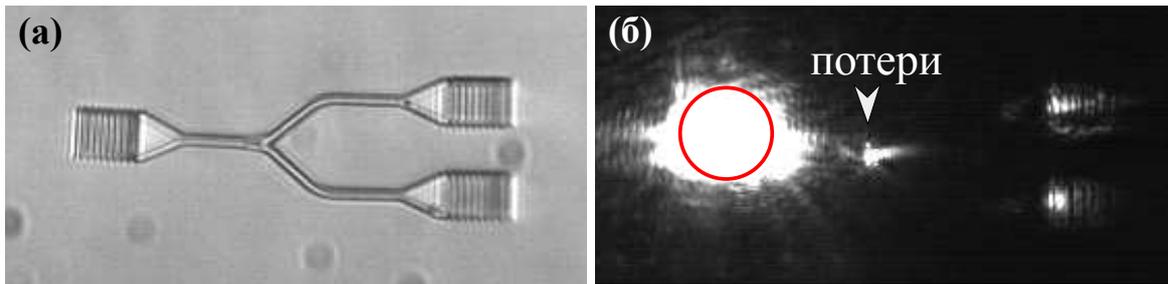


Рис. III.17: Разветвитель Y-типа: а – изображение в микроскопе, б – изображение образца в ПФП при освещении левой решётки сфокусированным лазерным излучением (красным кругом обозначена область фокусировки).

ны после точки Y. Длина искривлённых волноводов одинаковая. В эксперименте лазерное излучение фокусируется в левую одиночную решётку, затем распространяющееся по волноводу БПВ разделяется на два канала (Канал 1 и Канал 2) и рассеивается на двух выходных решётках. На рисунке III.17б показана экспериментальная реализация Y-разветвителя для разделения БПВ на два канала, визуализированная с помощью микроскопии утечки излучения. В левой части картинке наблюдается яркое пятно накачки, обведённое красным кругом. В правой части картинке наблюдаются три пятна: два из них соответствуют выходным решёткам, на которых видны штрихи решётки.

Подбирая радиусы искривления двух волноводов после точки Y, а также длину этих волноводов, становится возможным контролируемым образом выставлять коэффициент деления между Каналом 1 и Каналом 2. Числовое значение этого коэффициента можно записать как $I = I_1 / (I_1 + I_2)$, где I_1 и I_2 это интенсивности излучения, высвечиваемого решётками в Канале 1 и Канале 2 соответственно. Были созданы серии образцов, в которых величина коэффициента деления варьировалась от 30% до 70%.

Важным недостатком подобных разветвителей Y-типа является то, что вне зависимости от подбора геометрических параметров двух волноводов после точки Y, например радиуса искривления, потери в таком волноводе остаются существенными. Как видно из рисунка III.17б, в точке Y существует яркое пятно, сигнализирующее о больших потерях в точке ветвления. Данная конструкция волновода не позволяет добиться малых потерь в этой точке ввиду особенностей распространения БПВ. Также можно отметить литографические сложности: крайне сложно сделать точку Y плавно разделяющейся на два канала, потому что в установке ДЛЛ проходы лазерного излучения при экспонировании либо перекрывают друг друга, либо недостаточно близко друг к другу подходят, вследствие чего присутствует либо уширение волновода, либо появляются дырки в нём. Например, на показанном изображении волновода видны небольшие дырки в точке Y.

Шаг №6 - Разветвитель X-типа

Другим способом реализации разветвителя является использование разветвителей X-типа, в котором нет столь резкого ветвления, как в разветвителях разветвителях X-типа. Это частный случай для $N=2$, $M=2$. Волноводная структура

представляет из себя два отдельных искривлённых посередине волновода таким образом, чтобы между ними образовывалась узкая щель шириной меньше микрометра. В этой области длина затухания БПВ на ФК вне волновода превышает ширину щели, и БПВ, распространяющаяся по одному волноводу, может возбуждать БПВ в другом волноводе. В таком случае можно достичь управляемого перераспределения распространяющейся с помощью БПВ энергии из одного канала в другой. Контроль над БПВ производится путём подбора ширины и длины щели, а также радиусов искривления волнопроводов. Идея эксперимента состоит в том, чтобы добиться наименьших потерь при наилучшей величине рассеяния на выходных решётках путём подбора длины и ширины щели. На рисунке III.18а показан волновод X-типа с щелью длиной 5 мкм и шириной 0.5 мкм. Он состо-

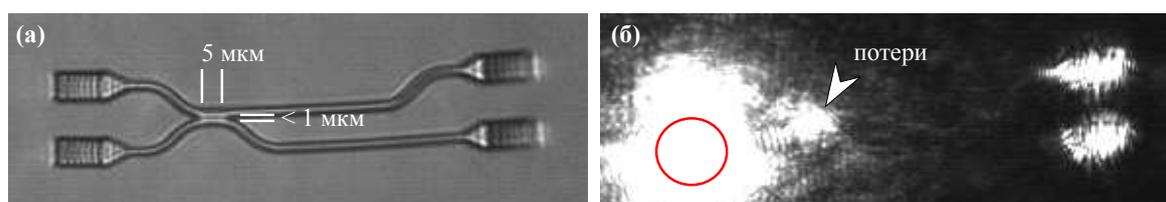


Рис. III.18: Разветвитель X-типа: а – изображение в микроскопе, б – изображение ПФП при освещении левой нижней решётки сфокусированным лазерным излучением (красным кругом обозначена область фокусировки)

ит из двух отдельных волнопроводов, поэтому общая структура обладает четырьмя решётками: две расположены слева от щели (входные решётки), а две – справа (выводные). В эксперименте сравнивается два коэффициента деления K_1 и K_2 : первый получается в том случае, когда лазерное излучение фокусируется в одну из левых решёток, а второй – когда излучение фокусируется в другую левую решётку. Путём подбора параметров на созданной серии образцов было получено, что отношение коэффициентов K_1 и K_2 может быть расположено в большом интервале значений от 0.1 до 0.9. Например, при освещении нижней левой решётки часть энергии может перераспределяться из нижнего волновода в верхний, и становится достижимым результат, когда $K_1 = K_2$, который продемонстрирован на рисунке III.18б.

Однако, как и разветвитель Y-типа, разветвитель X-типа также является малоэффективным, поскольку в эксперименте наблюдается значительное количество потерь в области деления. Связано это с тем, что различные параметры волнопроводов, такие как параметры щели или параметры искривлённых волнопроводов, вследствие особенностей литографии могут отличаться от проектируемых, значительно снижая качество структуры. Поэтому использование более робастного к литографии способа демультиплексирования излучения БПВ является важной задачей. Далее в работе будет продемонстрирована работа более эффективного оптического разветвителя для БПВ.

5.2. Разветвители на основе многомодовой интерференции

Шаг №7 - Волновод с ММИ

Как уже было сказано при описании рисунков III.14, III.15 важным свойством исследуемых волноводов является то, что в одном волноводе может наблюдаться интерференция нескольких мод БПВ, число которых зависит от ширины волновода. Этот эффект называется многомодовой интерференцией (ММИ). В данном разделе изучается использование нового типа устройств на основе БПВ, использующего эффект ММИ. Этот эффект проявляется в периодическом воспроизведении профиля электрического поля при распространении излучения в волноводе [198]. Схема волноводной структуры, поддерживающей многомодовую интерференцию (ММИ), представлена на рисунке III.19.

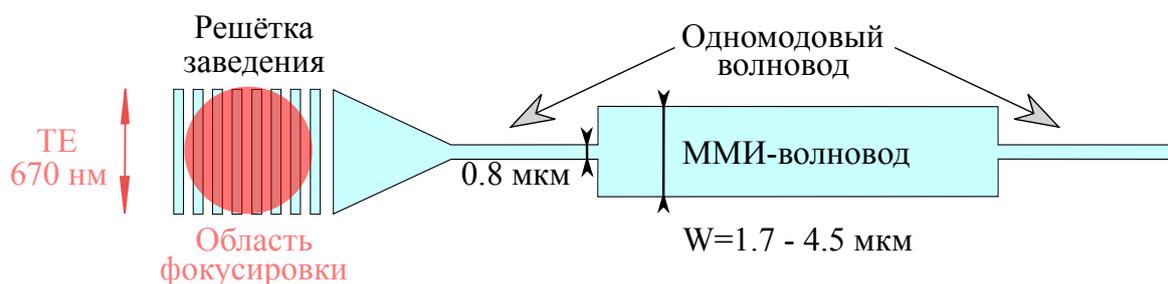


Рис. III.19: Схема волновода, поддерживающего многомодовую интерференцию.

Волноводная структура, изготовленная из полимера SU-8 на поверхности фотонного кристалла, представляет из себя дифракционную решётку с периодом 1340 нм, фокусирующий треугольник, а также узкий одномодовый волновод шириной 0.8 мкм и длиной 15 мкм, после которого расположен широкий волновод (ММИ-волновод), в котором возбуждается набор различных мод БПВ. Размеры этого участка определяют эффект ММИ. Моды внутри ММИ-волновода интерферируют между собой, образуя периодическую картину распределения поля. В задаче рассматривались образцы с ММИ-волноводом шириной от 1.2 мкм до 4.4 мкм, позволяющие возбуждать моды высоких порядков TE_{02} - TE_{06} , длина была фиксированной и составляла 46 мкм. Высота всей структуры задаётся высотой полимерной плёнки при экспонировании и составляет 210 нм, что обеспечивает существование мод БПВ с максимальным значением эффективного показателя преломления $n_{эфф}^{макс} = 1.13$ для $\lambda=670$ нм. Зависящие от ширины волновода параметры, такие как количество мод и их эффективные показатели преломления, влияют на вид интерференционной картины внутри ММИ-волновода. Распределение электрического поля БПВ внутри структуры ММИ может быть визуализировано с помощью микроскопии утечки излучения [7].

АСМ изображение исследуемой волноводной структуры, поддерживающей эффект ММИ, представлено на рисунке III.20. Полученный образец был исследован с помощью микроскопии утечки излучения. Для этого в промежуточном изображении ЗФП были открыты лишь вертикальные полосы, соответствующие модам БПВ, а в промежуточном изображении ПФП - область ММИ-волновода и одномодовых волноводов слева и справа от него. На рисунке III.20б продемонстрирован эффект ММИ для волноводной структуры с ММИ-волноводом ши-

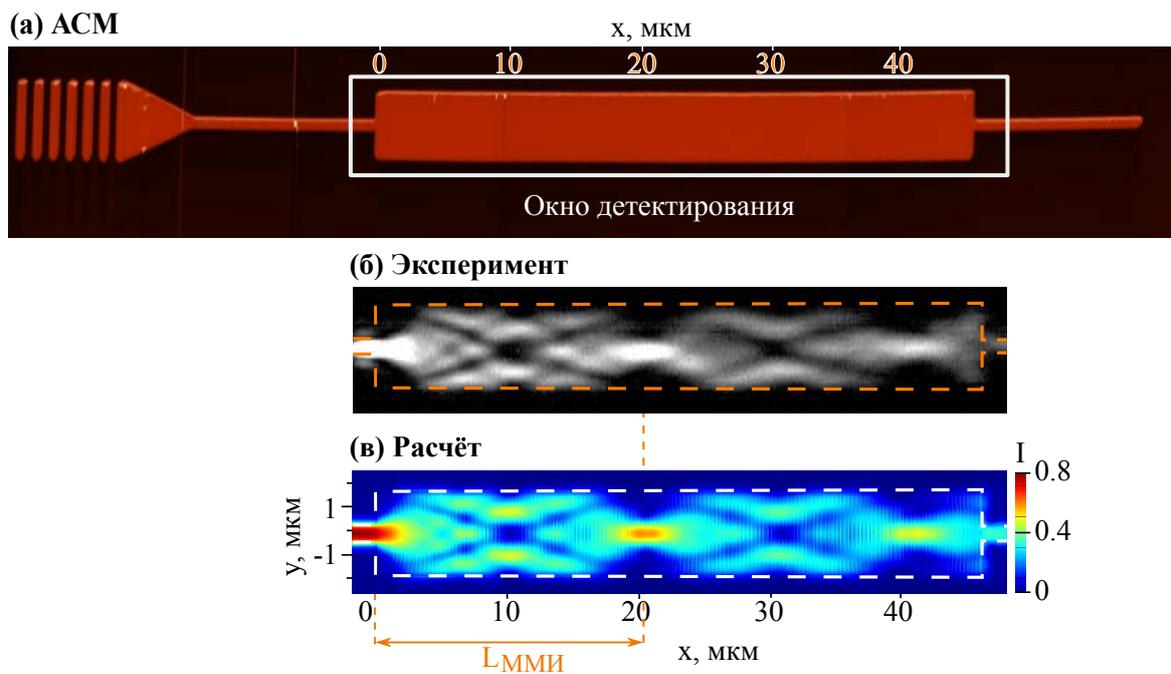


Рис. III.20: Эффект многомодовой интерференции (ММИ) для волноводов, поддерживающих БПВ: а – АСМ изображение волновода, б – экспериментальное изображение распространения БПВ в многомодовом волноводе, полученное методом микроскопии утечки излучения, в – расчёт распределения ближнего поля БПВ в многомодовом волноводе (пунктир - границы многомодового волновода).

риной 3.3 мкм и длиной 46 мкм. Видны яркие пятна, представляющие максимумы интенсивности и соответствующие распределению электрического поля БПВ внутри структуры. Данное распределение носит периодический характер, период интерференции $L_{\text{ММИ}}$ составляет около 20 мкм. Полученный результат совпадает с численным расчётом для интенсивности ближнего поля БПВ, сделанного с помощью метода FDTD для волновода с такими же геометрическими параметрами III.20в.

Важно отметить, что микроскопия утечки излучения является не единственным способом наблюдения распространяющихся БПВ в волноводах. Например, в этой методике происходит регистрация не самих БПВ, а излучения радиационных потерь БПВ, прошедших через ФК и подложку в направлении собирающего объектива. Альтернативным способом наблюдения распространяющихся БПВ в волноводах могут служить измерения, полученные на сканирующем ближнепольном микроскопе (СБОМ). Для на рисунке III.21 продемонстрировано сравнение результатов, полученных для одного и того же образца с помощью использованной в данной работе микроскопии утечки излучения (рис. III.21а) на длине волны 670 нм, а также с помощью СБОМ (рис. III.21б) на длине волны 600 нм. Длина волны излучения, взятая для измерения с помощью СБОМ была иной по причине технологических трудностей в СБОМ, затрудняющих детектирование БПВ на длине волны 670 нм. Подобное изменение длины волны излучения вблизи резонанса БПВ слабо влияет на общий вид картины БПВ, а влияет лишь на эффективность возбуждения БПВ. Результаты на рисунке III.21 представлены для ММИ-волновода с длиной 24 мкм и шириной 3.5 мкм. Из рисунка видно,

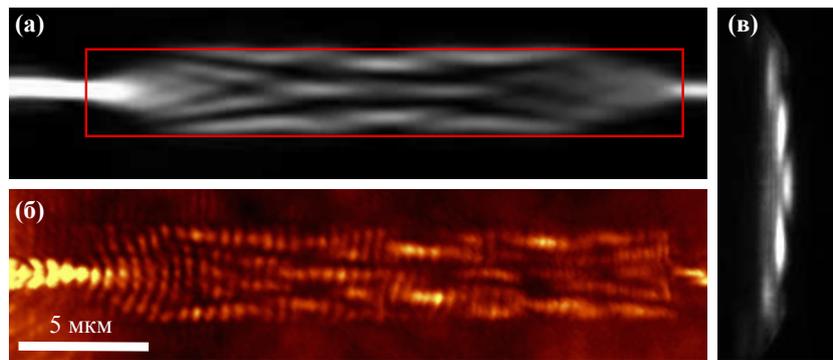


Рис. III.21: Многомодовая интерференция для волноводов на БПВ: а – экспериментальное изображение распространения БПВ с помощью микроскопии утечки излучения; б – изображение СБОМ; в – изображение ЗФП. Красная рамка – расположение ММИ-волновода.

что общий вид двух изображений является одинаковым, подтверждая таким образом то, что метод микроскопии утечки излучения подходит для визуализации распространения БПВ в волноводах. При этом этот метод микроскопии утечки излучения является экспериментально более удобным по сравнению с методом СБОМ.

Также на рисунке III.21в показано изображение ЗФП для этого ММИ-волновода, снятое одновременно с изображением ПФП и при тех же условиях фильтрации. На этом рисунке также видна интерференция мод БПВ высокого порядка, поддерживаемых волноводом, разделение и фильтрация которых друг относительно друга является невозможной.

Шаг №8 - ММИ-разветвители

Важным свойством эффекта ММИ является то, что на расстоянии $L_{\text{ММИ}}/2 = 10 \text{ мкм}$ от входа в ММИ-волновод поле локализуется в двух точках. Это свойство отображено на рисунке III.22а, являющееся увеличенным изображением рисунка III.20б. Также можно увидеть и места локализации в трёх (на расстоянии

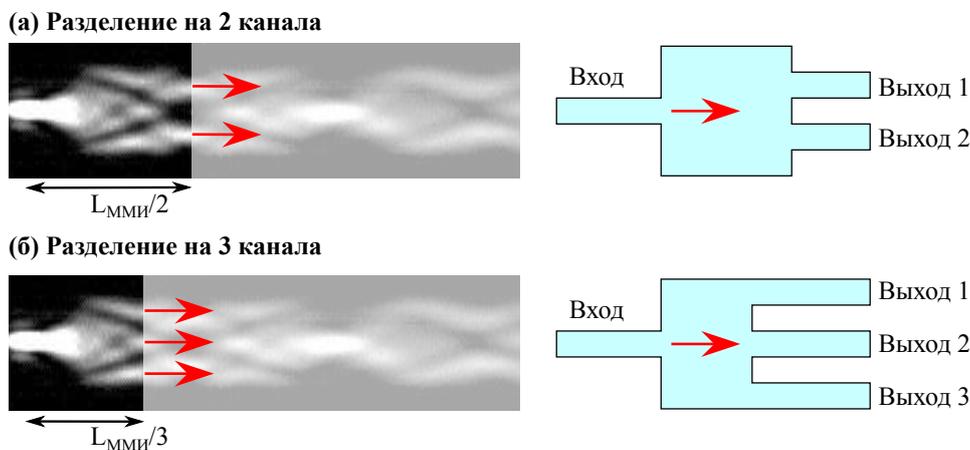


Рис. III.22: Схема ММИ-разветвителя: а – разделение на 2 канала с длиной ММИ-волновода $L_{\text{ММИ}}/2$, б – разделение на 3 канала с длиной ММИ-волновода $L_{\text{ММИ}}/3$.

$L_{\text{ММИ}}/3$) и более точках (рис. III.22б). Для ММИ-волновода, поддерживающего распространение не менее N мод, место локализации поля в N точках удалено от входа в ММИ-волновод на расстояние, кратное $L_{\text{ММИ}}/N$. Максимальное значение N зависит от ширины волновода и определяется количеством поддерживаемых ММИ-волноводом мод БПВ высшего порядка (номером максимальной моды). Если создать образец с ММИ-волноводом с длиной, соответствующей $L_{\text{ММИ}}/N$, и с выходами в областях локализации, то можно создать разветвитель из 1 канала в N каналов. Расстояние между максимумами Δ при фиксированной высоте волноводной структуры зависит от ширины ММИ-волновода и от величины $L_{\text{ММИ}}$.

Подбор параметров для разветвителя основан на том, как удалены между собой максимумы локализации интенсивности в волноводе. При этом ширина ММИ-волновода должна быть большой для исключения перекрёстных помех между областями выхода. Например, в случае разветвителя на два канала важно определить величину Δ на расстоянии $L_{\text{ММИ}}/2$ от входа в ММИ-волновод. На рисунке III.23 показаны изображения ММИ-волноводов, ширина W которых из-

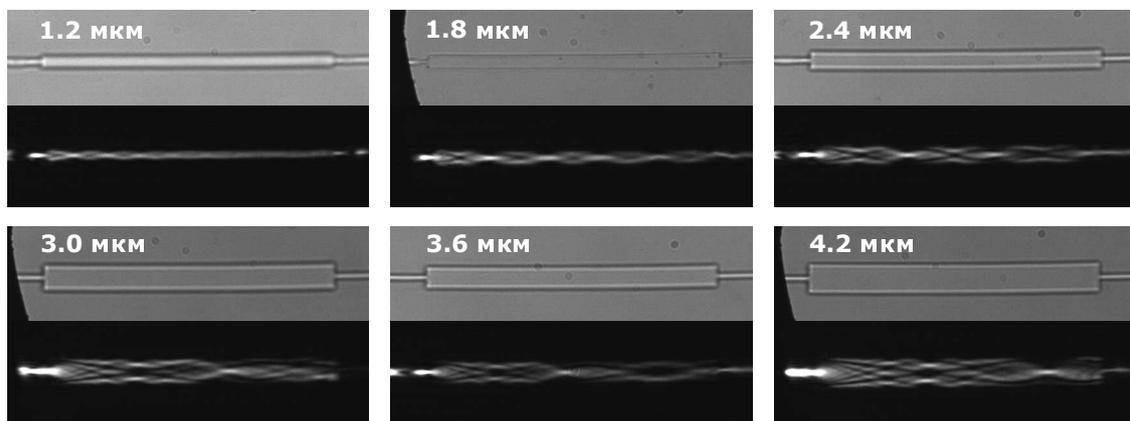


Рис. III.23: Картины многомодовой интерференции в волноводах на основе БПВ, демонстрирующая изменение периода ММИ, в зависимости от ширины ММИ-волновода в диапазоне от 1.2 мкм до 4.4 мкм.

меняется от 1.2 мкм до 4.2 мкм. Видно, что период ММИ изменяется: положение локализации поля в одной точке (как и в двух и в трёх и т.д.) смещается от начала ММИ-волновода к его концу с ростом величины W . Также видно, как с увеличением ширины в ММИ-волноводе увеличивается и максимальное значение N , которое может быть достигнуто. Например, у образца с узким ММИ-волноводом $W=1.2$ мкм это число N равно двум, и этот волновод может служить лишь разветвителем на 2 канала. А вот для волновода с $W=4.2$ мкм можно легко увидеть вплоть до 5–6 мест локализации поля — иными словами, такой волновод может служить эффективным разветвителем на 5–6 каналов. С увеличением W максимальное количество N будет увеличиваться. Полный набор изображений волноводов с эффектом ММИ, показывающий эволюцию картины интерференции возбуждаемых в ММИ-волноводе БПВ для диапазона ширины ММИ от 1.2 мкм до 4.4 мкм, представлен в качестве видео (.gif), которое доступно по [ссылке](#) ¹.

¹Это видео расположено в открытом репозитории по адресу [Gulkin-PhD-thesis](#). Там же выложены и другие материалы этой работы.

Основываясь на полученных результатах, в качестве примера на рисунке III.24 продемонстрирован разветвитель для платформы БПВ из одного входа на два выхода с использованием эффекта ММИ. На входе в ММИ-волновод расположен прямой одномодовый волновод шириной 0.8 мкм, а на выходе из ММИ-волновода расположены одномодовые волноводы на расстоянии 1.65 мкм друг от друга с S-образным изгибом шириной 0.8 мкм, состоящие из двух сегментов в форме дуг (по 30°), имеющие радиус искривления 10 мкм. Сделано это для того, чтобы было удобно расположить выходные решётки, а также чтобы снизить потери на изгибах. АСМ изображение ММИ-разветвителя показано на рисунке III.24б. Длина ММИ-волновода равна $L_{\text{ММИ}}/2=9.4$ мкм, а ширина 3.2 мкм. Такая шири-

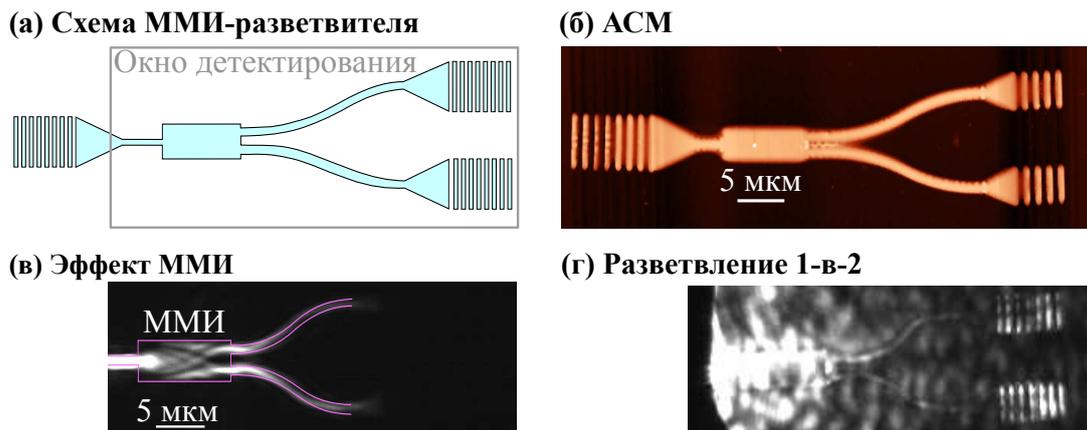


Рис. III.24: Волноводный разветвитель для БПВ на основе эффекта ММИ: а – схема разветвителя, б – АСМ изображение ММИ-разветвителя, в – изображение ММИ-разветвителя с пространственной фильтрацией в пЗФП (сплошная линия – расположение волновода), г – изображение без пространственной фильтрации.

на является достаточной, чтобы разрешить между собой две точки локализации поля, расстояние между которыми для такой ширины W равно 1.65 мкм. На рисунке III.24в с помощью микроскопии утечки излучения продемонстрирован процесс деления БПВ из одного входа на два выхода с помощью эффекта ММИ. Результат получен путём перекрытия области ЗФП, соответствующей $\text{ЧА} < 1$. На рисунке III.24г показан этот волновод, но уже без какой-либо фильтрации в пЗФП; видно, что две выводные решётки рассеивают излучение БПВ. Потери в полученном таким образом разветвителе, измеренные в эксперименте, не превышают величины 50%, что сопоставимо с теоретической оценкой в 39%. Длина распространения в изогнутых волноводах с шириной 0.8 мкм, а также в прямых волноводах с такой же шириной составляют 10 мкм и 14 мкм соответственно (см. результат на рис. III.16). Эта величина увеличивается до 45 мкм при увеличении ширины волновода до 2.2 мкм. Полученная величина эффективности в несколько раз превышает аналогичные значения для других типов разветвителей и демультиплексоров.

Таким образом, микроскопия утечки излучения является хорошим инструментом для визуализации распространяющихся мод БПВ и их интерференции как в прямом изображении, так и в пространстве волновых векторов, построенном в ЗФП собирающего объектива.

Глава IV.

Сверхбыстрая динамика полностью оптического переключения в резонансных метаповерхностях арсенида галлия

Глава посвящена экспериментальному изучению сверхбыстрой модуляции первых порядков дифракции лазерного излучения на полупроводниковых метаповерхностях, состоящих из ми-резонансных субволновых частиц из арсенида галлия. В качестве основного экспериментального метода в рамках задачи используется установка по изучению управления светом, объединяющая методы микроскопии образца в передней и задней фокальной плоскостях собирающего объектива и времяразрешающей спектроскопии «накачка-зонд» на основе фемтосекундного лазера для сверхбыстрых измерений модуляции оптических сигналов.

1. Метаповерхности из арсенида галлия

1.1. Общее описание исследуемых образцов

Под метаповерхностью понимается микроскопическая структура из объединённых на плоскости субволновых объектов схожей морфологии и упорядоченных по одному или двум направлениям особым образом. В работе используется метаповерхность, состоящая из периодически расположенных суперячеек, каждая из которых состоит из близкорасположенных частиц (нанорезонаторов) разного размера, поддерживающих резонансы типа Ми. Схематическое изображение метаповерхности образца показано на рисунке IV.1. Олигомеры частиц выстроены в периодическую последователь-

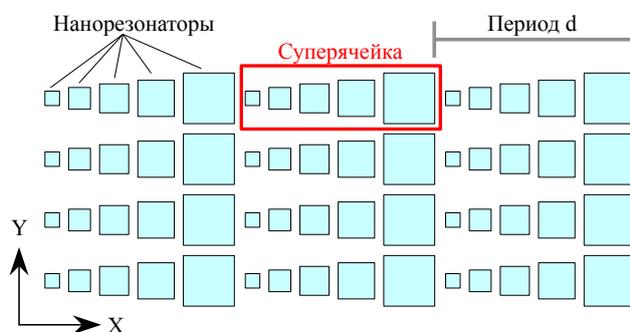


Рис. IV.1: Схема метаповерхности.

ности. Олигомеры частиц выстроены в периодическую последователь-

ность в двух направлениях. В направлении оси X период между ячейками d составляет 3 мкм, что позволяет наблюдать порядки дифракции на длине волны зондирующего излучения и, таким образом, позволяет метаповерхности действовать как одномерная дифракционная решетка. Вдоль другой оси Y период составляет 0.5 мкм.

Для понимания конструкции и принципа работы метаповерхности удобно провести аналогию с обычной дифракционной решёткой. На рисунке IV.2 показан общий вид дифракции света на обычной решётке, состоящей из одинаковых элементов или штрихов. Решётка при освещении её плоскопараллельным светом

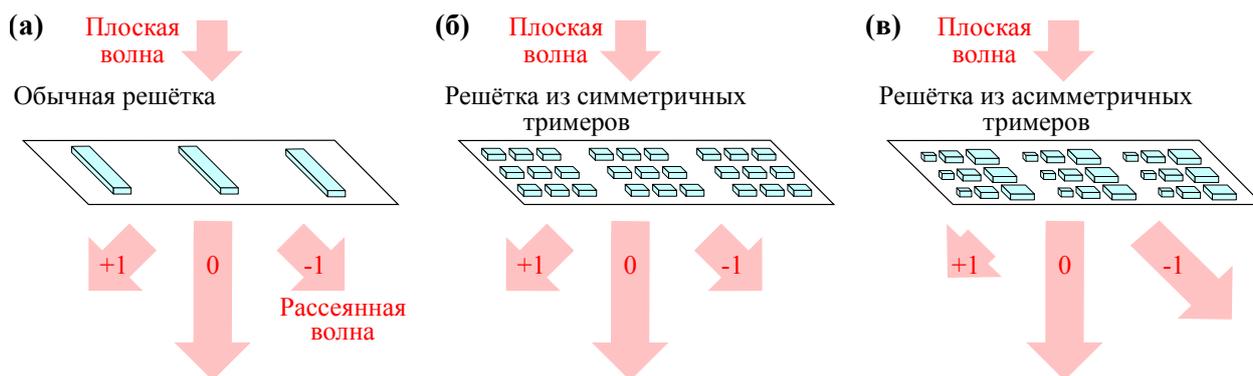


Рис. IV.2: Схема дифракции света на (а) обычной дифракционной решётке, (б) решётке, состоящей из симметричных тримеров, (в) решётке, состоящей из асимметричных тримеров.

рассеивает часть света в направлении дифракционных порядков, для которых применима формула $d \sin \theta = m \lambda$, где d – период суперячейки, θ – угол распространения дифракционного максимума по отношению к нормали поверхности, m – номер дифракционного порядка, λ – длина волны падающего на решётку излучения. Нулевой порядок дифракции ($m=0$) распространяется под нормалью к плоскости решётки, дифракционные порядки с $m=\pm 1$ распространяются под углами, зависящим от периода решётки и длины волны излучения. На рисунке IV.2 представлен случай, когда все штрихи решётки одинаковы. В таком случае интенсивность света в $m=-1$ и в $m=+1$ порядках одинаковая. Аналогичная картина рассеяния достигается, если заменить каждый штрих дифракционной решётки на множество частиц одинакового размера, упорядоченных в массив в виде полосы (рис. IV.2б). В таком случае под *суперячейкой* или просто ячейкой будет пониматься набор частиц, расположенных поперёк такой полосы, а под *симметричностью профиля суперячейки* будет пониматься случай, когда данные частицы внутри суперячейки обладают одинаковым размером. Если частицы внутри ячейки имеют разный размер IV.2в, т.е. ячейка является *асимметричной*, то в направлении дифракционного порядка m , где $m>0$ (на рисунке $m=+1$) величина интенсивности рассеянного света меньше, чем аналогичная величина в направлении дифракционного порядка $-m$ (на рисунке $m=-1$).

1.2. Основной принцип переключения

Основной принцип исследуемого сверхбыстрого оптического управления дифракцией света на метаповерхности изображён на рисунках IV.3а,б. В эксперименте используется методика «накачка-зонд» на основе фемтосекундного лазера для сверхбыстрых измерений модуляции оптических сигналов. Образцы представляют из себя метаповерхность с ячейками, состоящими из частиц из кристаллического арсенида галлия. Нанорезонаторы спроектированы таким образом, что

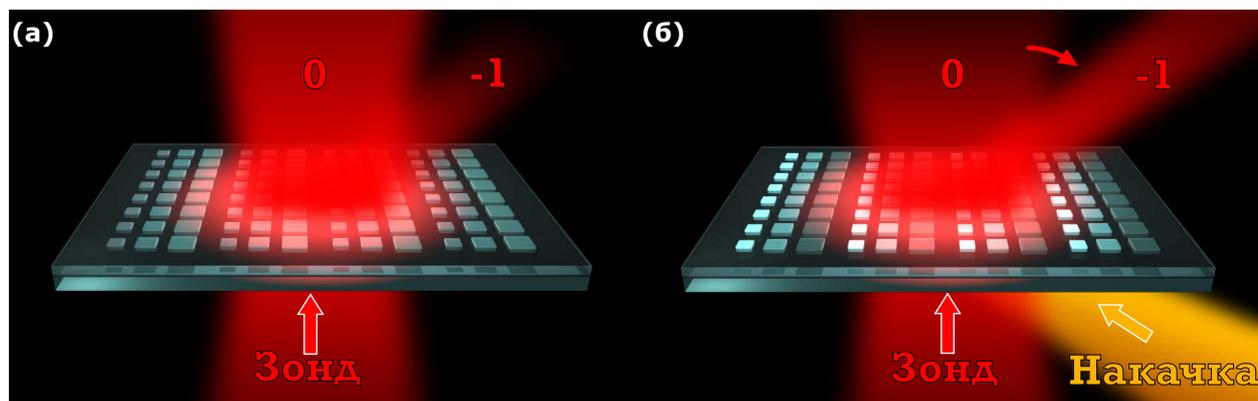


Рис. IV.3: Принцип сверхбыстрого переключения на метаповерхности: а – дифракция импульса зонда на метаповерхности в схеме «накачка-зонд» до прихода импульса накачки (а) и после (б).

каждая суперячейка формирует градиентный фазовый профиль рассеянного на метаповерхности света, увеличивающий интенсивность света в одном из направлений. На рисунке IV.3а видно, что интенсивность порядков дифракции света вправо (порядки с номером $m < 0$) выше, чем интенсивность порядков дифракции влево (порядки с номером $m > 0$). Размеры частиц в ячейке подбираются так, чтобы МД резонансы частиц приходились на спектральную область зондирующего излучения, при этом спектральное положение МД резонанса сдвигается в коротковолновую область спектра по мере уменьшения размера частицы. При облучении метаповерхности светом накачки эти сдвиги изменяются по-разному в зависимости от расстройки между длиной волны накачки и спектральным положением МД резонанса. Связано это с тем, что при такой накачке частицы внутри ячейки в зависимости от их размера поглощают разное количество энергии накачки. Благодаря инъекции свободных носителей, это приводит к неравномерной модуляции показателей преломления частиц в суперячейке и, как следствие, к изменению фазового профиля волны света, рассеянного суперячейкой. Для зондирующего излучения эффект проявляется в перераспределении световой энергии между порядками дифракции в виде увеличения интенсивности выбранного порядка дифракции (рис. IV.3б). Типичное время модуляции интенсивности определяется динамикой свободных носителей и обычно составляет несколько пикосекунд для большинства прямозонных полупроводников [60].

1.3. Технология изготовления полупроводниковых метаповерхностей, пороговая интегральная мощность работы образцов и увеличение пиковой мощности

В ходе работы методика изготовления образцов претерпевала изменения в зависимости от экспериментальных требований. Интерес представляют две последовательности изготовления образцов: промежуточная и итоговая. Подробное описание методик изготовления изложено в Приложении 2.4. Образцы метаповерхностей на основе арсенида галлия были изготовлены с помощью комбинации нескольких методов: молекулярно-пучковой эпитаксии (МПЭ), эпитаксиального переноса (epitaxial lift-off), электронно-лучевой литографии (ЭЛЛ) и реактивного ионного травления (РИТ). Первая последовательность в технологии изготовления относится к методу *пост-создания* (англ. post-processing). В этом методе сначала подготавливается основа для образца, затем создаётся сам образец: в данном случае вначале растится тонкая монокристаллическая плёнка GaAs, затем она переносится на прозрачную подложку, а затем с помощью ЭЛЛ и РИТ происходит её структуризация. Характерные изображения полученного образца, сделанные на растровом электронном микроскопе (РЭМ), представлены на рис. IV.4. Показана изготовленная метаповерхность в виде планарной двухмерной сетки суперячеек, высаженных на стекле. Каждая суперячейка состояла из 8 прямоугольных блоков из арсенида галлия разных размеров.

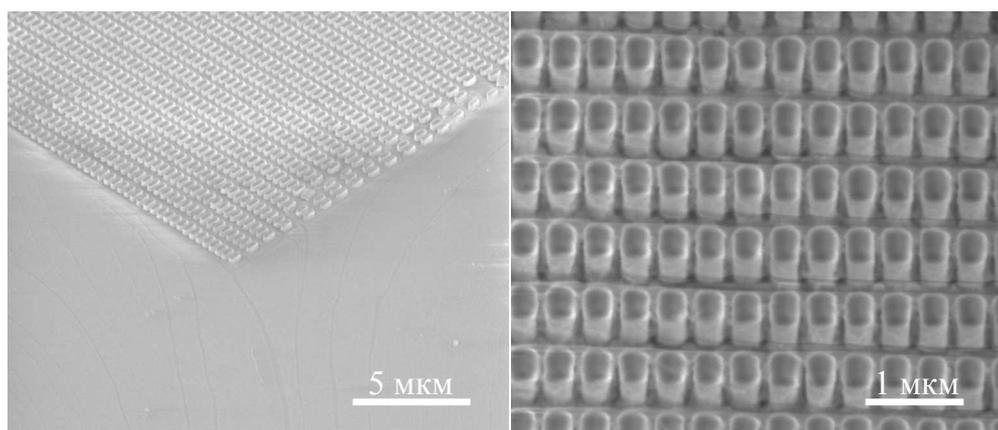


Рис. IV.4: РЭМ изображения метаповерхности из арсенида галлия, полученной с помощью первой технологии изготовления.

В процессе работы оказалось, что созданные таким образом структуры обладают важным ограничением, связанным с особенностями фабрикации. Дело в том, что образец метаповерхности представлял из себя набор столбиков на поверхности эпоксидного клея, теплопроводность которого существенно хуже, чем теплопроводность GaAs. При фокусировании мощного лазерного импульса на метаповерхность происходил нагрев всей структуры, в результате чего клей начинала плавиться, и вся структура разрушалась, а столбики в ячейке заваливались. На рисунке IV.5а,б продемонстрированы изображения одной и той же метаповерхности: до проведения экспериментов и после освещения её мощным лазерным излучением (около 50 мкВт при фокусировки в пятно ~ 6 мкм). Видно, что лазерное излучение прожигает след в метаповерхности, который представлен на фотографии в виде креста. При увеличении мощности излучения и при

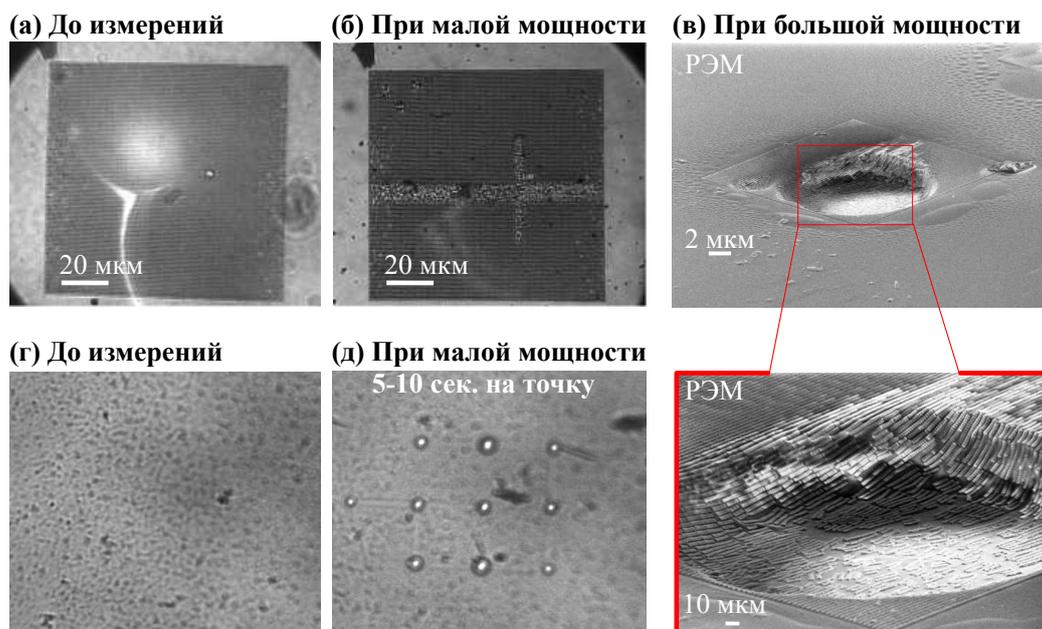


Рис. IV.5: Различные степени разрушения образца метаповерхности: а – до измерений, б – при малой мощности 20-30 мВт и фокусировании в большую область, в – изображение «кратера», полученное с помощью РЭМ; тестовый эксперимент с плёнкой GaAs на клее, показывающий области прожигания: г – до измерений, д – при малой мощности 20-30 мВт и фокусировании в маленькую область на 5-10 секунд.

превышении её пороговой величины и вовсе происходил взрыв всей структуры с образованием «кратера» в области фокусировки, приводивший к разрушению всей метаповерхности (рис. IV.5в). Можно отметить, что, как видно на увеличенной фотографии, сами суперячейки остались целыми и состояли также из 8 резонаторов. По глубине кратера был сделан вывод, что взорвался именно слой эпоксидного слоя, чья теплопроводность не позволяет эффективно отводить нагрев.

Для определения пороговой величины интегральной мощности лазерного излучения была проведена серия экспериментов над полированной плёнкой GaAs толщиной 300 нм, нанесённой с помощью клея на подложку. В эксперименте лазерное излучение с длительностью импульса около 50 фс и частотой повторений 80 МГц (что эквивалентно флюенсу 0.5 мкДж/см^2), фокусировалось воздушным объективом (Ломо, ЧА=0.95, 100x) в пятно $\sim 0.3 \text{ мкм}$. В эксперименте варьировалась мощность излучения, а также менялось время освещения в диапазоне от нескольких секунд до нескольких минут. На фотографиях IV.5в,г показана одна и та же область плёнки до освещения и после освещения её излучением с мощностью 40 мкВт несколькими сериями по 5-10 секунд. Видно, что появляются прожжённые точки в области фокусировки, а также следы от траектории перехода от одной точки к другой. Эмпирическим способом была найдена величина предельной интегральной мощности, составляющая 30 мВт, при которой слой эпоксидного клея, на котором создана метаповерхность, не начинает плавиться.

Данное ограничение по величине интегральной мощности является существенным для измерений сверхбыстрых явлений, возбуждаемых лазерной накач-

кой и имеющих масштаб времени нескольких пикосекунд: в такой конфигурации невозможно повысить пиковую мощность без увеличения интегральной мощности. Типичные значения флюенса в различных работах [60, 75] составляют десятки мкДж/см². Для решения этой проблемы было сделано три шага.

1 – Использование селектора импульса. В экспериментальной установке после источника фемтосекундного лазерного излучения использовался селектор лазерных импульсов на основе эффекта Поக்கельса (Avesta OG-B-D-100k-800nm, англ. pulse-picker), предназначенный для прореживания импульсов и выделения отдельных импульсов или их пачек из цугов лазерных импульсов. Схематически принцип работы селектора импульсов проиллюстрирован на рисунке IV.6a. Цуг лазерных импульсов поступает в оптическую часть селектора, состоящей из

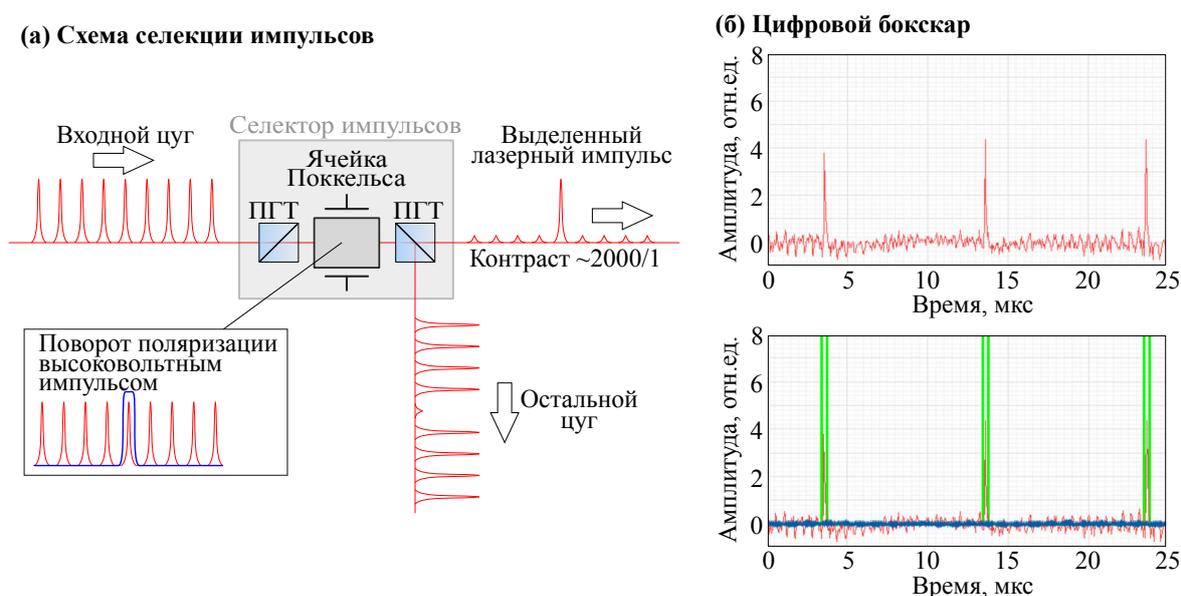


Рис. IV.6: Способы повышения пиковой мощности. а – схема селектора импульсов (адаптировано из [199]); б – скриншоты части программы, реализующей цифровой бокскар: сверху показана картина трёх прореженных импульсов с частотой следования 100 кГц (красная кривая), а внизу – аналогичная картина, но с наложенными на неё границами строба (зелёные вертикальные линии), а также с фоновым сигналом после цифровой обработки при отсутствии лазерного излучения (адаптировано из Labview).

двух скрещённых поляризаторов (призм Глана-Тейлора) и расположенной между ними электрооптической ячейки, к которой приложены два контакта, подсоединённых к электронному блоку управления. С помощью коротких высоковольтных электрических импульсов в ячейке создаётся наведённое двулучепреломление, поворачивающее поляризацию входного излучения (эффект Поக்கельса). Эти электрические импульсы являются фиксированным колоколообразным окном пропускания для входного цуга. Благодаря этому, часть излучения, попавшего в окно пропускания, в дальнейшем выделяется от остального цуга вторым поляризатором. Это позволяет с помощью селектора импульсов прореживать высокочастотное излучение до нужной частоты, вплоть до выделения одиночного импульса (когда в окно пропускания попадал лишь один импульс). В результате использования селектора в данной работе частота следования импульсов была

снижена с 80 МГц до 100 кГц. Таким образом, сохраняя постоянной интегральную мощность, можно на несколько порядков повысить пиковую мощность в импульсе. Поскольку селектор имеет контраст пропускания $\sim 2000/1$, то повысить пиковую мощность можно в ~ 2000 раз.

Однако указанный контраст провоцирует и повышение фонового шума. Связано это с тем, что на один мощный («желаемый») импульс с частотой 100 кГц приходится большое число слабых паразитных импульсов с частотой 80 МГц, мощность которых в 2000 раз меньше желаемого. Так, число паразитных импульсов на 1 сильный равно $\frac{80 \text{ МГц}}{100 \text{ кГц}} - 1 = 800 - 1 = 799$. Суммарный фоновый сигнал существенен и составляет $\simeq 40\%$ от величины всего сигнала: $799 * \frac{1}{2000} = 0.3995$. Такая большая доля паразитного шума вносит огромную погрешность в измерения, поскольку сопоставима с «желаемым» сигналом.

2 – Использование цифрового боксера. Для решения проблемы с паразитными шумами при проведении эксперимента с помощью программного пакета Labview была дополнительно реализована цифровая обработка сигнала, получаемого с фотодиода, которая модифицировала получаемый сигнал в режиме реального времени. Смысл этой обработки основан на логике аналогового прибора по усреднению сигнала, называемого **боксером** (англ. boxcar averager). Этот прибор в течение установленного периода времени, называемой *шириной строба*, после определённого времени ожидания (*задержки срабатывания*) получает сигнал с детектирующего фотодиода и усредняет его по нескольким результатам интегрирования. Шумовые высокочастотные импульсы, не попадающие в ширину строба, при интегрировании сигнала не учитываются. Таким образом, практически весь фоновый сигнал из-за шумовых импульсов при измерениях оказывается нулевым. К такому аналоговому прибору подключается детектирующий фотодиод, установленный после образца, а также лазер или (как в данной задаче) селектор импульсов: с фотодиода считывается сигнал после образца, а с лазера - частота импульсов. В данной работе реализована цифровая аналогия боксера (цифровой боксер) на основе GPIB-платы компьютера, к которой подавался сигнал от фотодиода и селектора импульсов. Ширина строба устанавливалась на отметке около 1 пс для того, чтобы гарантированно выделить хотя бы один импульс. Снимки экрана с демонстрацией части программы Labview, реализующей цифровой боксер, представлены на рисунке IV.6б. В дальнейшем такой подход позволил в данной работе увеличить величину желаемого сигнала по отношению к фону приблизительно в 1.5 раза.

3 – Использование новой технологии изготовления образцов. Для дополнительной сохранности образца от деструктивного нагрева был осуществлён переход от метода пост-создания к методу *пред-создания* (англ. preprocessing). Подробное описание технологии изложено в Приложении 2.4. В этом методе создание образца происходит на предварительной подложке и до формирования слоёв основной подложки. Этот метод включает в себя те же процедуры изготовления, МПЭ, ЭЛЛ, РИТ, но в другой последовательности, а ключевым отличием новой технологии от предыдущей является включение этапа пассивации. На этом этапе поверх образцов наносится слой оксида алюминия Al_2O_3 , позволяющего отводить и перераспределять тепло с образца, что существенным образом повыша-

ет качество и термоустойчивость наноструктуры. Данный метод изготовления в совокупности с использованием селектора импульсов и бокскара позволяет производить эксперимент при более высоких мощностях лазерных импульсов и в дальнейшем наблюдать улучшение величины эффекта.

С помощью этой улучшенной технологии были получены две серии образцов метаповерхностей с различными параметрами, задаваемыми на этапе фабрикации. Так, главными параметрами, отличающими образцы друг от друга, стали:

- а) *Величина дозы электронного тока в методе электронно-лучевой литографии на этапе создания маски при засветки резиста электронным пучком:* эта величина влияет на качество создаваемой маски, и выбиралась она как 600, 700 и 800 мкКл/см². Стоит отметить, что её точные параметры и размерность определяются технологическими параметрами коммерческого прибора, с помощью которого создавалась маска. Поэтому для упрощения значения этого параметра в дальнейшем образцы будут обозначены как «Доза 1», «Доза 2» и «Доза 3»;
- б) *Резонансная длина волны:* поскольку спектральное положение МД резонанса в нанорезонаторах зависит от их размера, то было изготовлено несколько типов образцов с разными размерами нанорезонаторов. Так, размеры нанорезонаторов в метаповерхности подбирались так, чтобы длины волн их МД резонансов были соответствовали спектральной области с центром на 805 нм (первый тип), а также на 910 нм (второй тип).
- в) *Симметричность и асимметричность ячейки.* Созданные метаповерхности различались по типу решётки: у первого типа ячейка состояла из одинаковых нанорезонаторов («симметричная ячейка»), а у второго типа размер нанорезонаторов ступенчатым образом увеличивался («асимметричная ячейка»). Метаповерхности с симметричной ячейкой созданы в качестве контрольных образцов для верификации изучаемых явлений.

На рисунке IV.7а показана фотография всей подложки с образцами метаповерхности. В центре предметного стекла из SiO₂ с размерами 2.5×2.5 мм виден овал, соответствующий капле клея на его поверхности. Внутри капли виден квадратный контур подложки GaAs, которая была перенесена на предметное стекло с помощью клея. Внутри этого квадратного контура расположены метаповерхности квадратной формы 100 × 100 мкм. На рисунке IV.7б показана общая схема проектируемых образцов. Было изготовлено 12 метаповерхностей: 6 асимметричных и 6 симметричных. На рисунке IV.7в продемонстрировано РЭМ изображение метаповерхностей, из которого можно сделать несколько выводов. Во-первых, видно, что часть метаповерхностей либо протравилась недостаточно хорошо, либо не проявилась вовсе. В основном, это образцы для длины волны 805 нм, у которых была маленькая величина дозы засветки (Доза 1) в ЭЛЛ. Это означает, что используемой дозы было недостаточно для того, чтобы протравить столь маленькие резонаторы. Во-вторых, для большой величины дозы засветки (Дозы 3) метаповерхность для длины волны 910 нм получилась переэкспонированной. Это

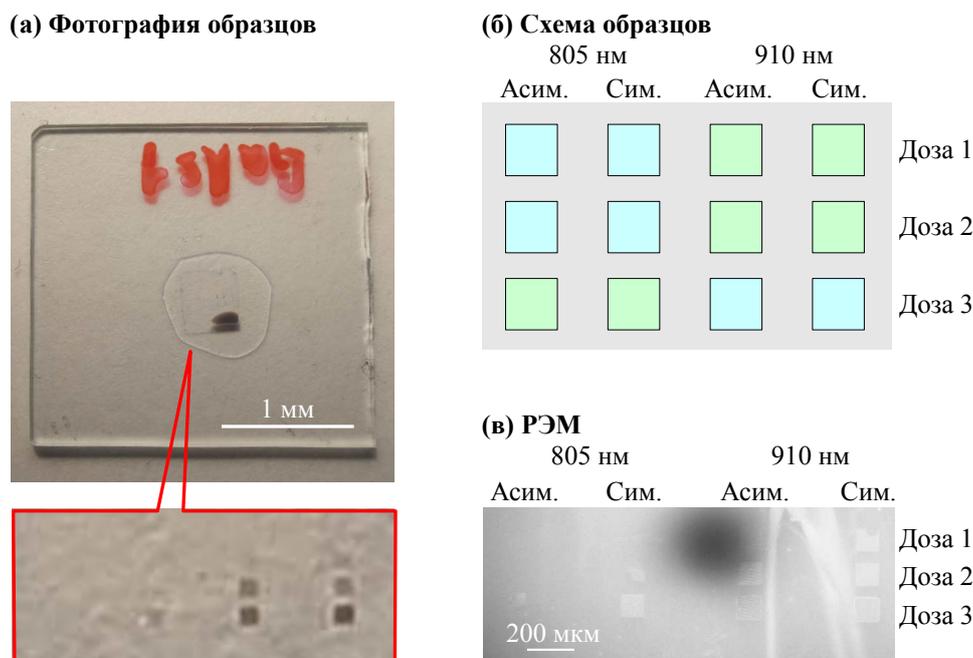


Рис. IV.7: Изучаемый образец с метаповерхностями: (а) – фотография всей подложки с образцами; (б) – общая схема проектируемых образцов в виде массива 3×4 образцов с изменяющимся значением дозы засветки в ЭЛЛ, с различными проектируемыми резонансными длинами волн, а также с симметричной и асимметричной конфигурацией; метаповерхности зелёного цвета – оптимальные для эксперимента образцы, голубого цвета – неоптимальные; (в) – РЭМ изображение получившихся метаповерхностей.

означает, что используемая доза является слишком большой и не позволяет разрешать отдельные резонаторы. Таким образом, на этапе изготовления важно учитывать размер образцов при подборе величины дозы. Так, наиболее удачными образцами получились образцы, выделенные зелёным цветом на рисунке IV.7б. В дальнейшем они для простоты обозначены как «Образец №1» (метаповерхность с дозой 3 для 805 нм), «Образец №2» (доза 1, 910 нм) и «Образец №3» (доза 2, 910 нм). Также далее будет рассматриваться и переэкспонированный образец «Образец №4» (метаповерхность с дозой 3 для 910 нм). Стоит отметить, что Образец №1 получился с очень маленькой площадью, что сильно затрудняет его использование. Поэтому в дальнейшем особое внимание уделялось метаповерхностям с асимметричной суперячейкой (Образцы №2, №3 и №4) и парным им метаповерхностям с симметричной суперячейкой.

Увеличенные РЭМ изображения изучаемых метаповерхностей показаны на рисунке IV.8а, где Образцы №1 и №2 выделены отдельно. Данные фотографии были получены после этапа ЭЛЛ и до этапа пассивации, поскольку в этот момент границы нанорезонаторов видны лучше всего. Видно, что при увеличении дозы экспонирования образцы для 910 нм начинают становиться переэкспонированными. Их профиль всё меньше напоминает квадрат, а области вокруг больших нанорезонаторов в суперячейке начинают разрушаться. Такие структуры отличаются от полученных структур при первом методе изготовления. На рисунке IV.8б показано изображение Образца №2, сделанное в оптическом микро-

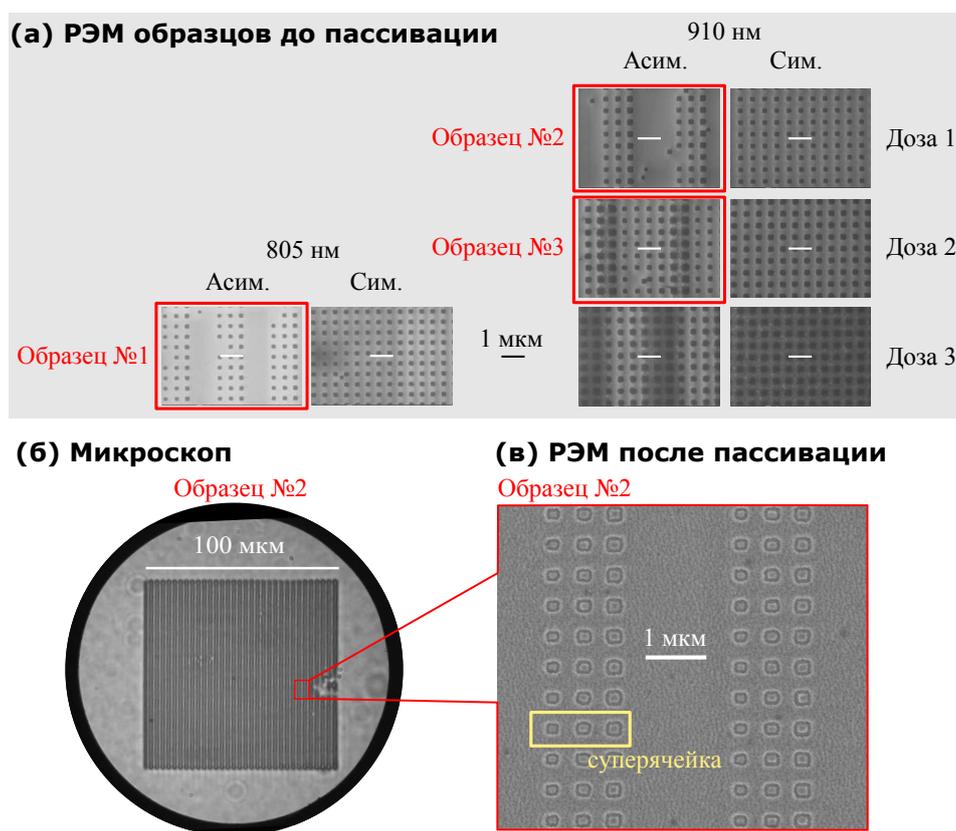


Рис. IV.8: Изображения метаповерхностей из арсенида галлия, полученных с помощью второй технологии изготовления: (а) – увеличенные РЭМ изображения изучаемых метаповерхностей до этапа пассивации с одинаковым указанным масштабом 1 мкм; (б) – изображение «образца №2», сделанное на экспериментальной установке в конфигурации оптического микроскопа; (в) – увеличенное РЭМ изображение «образца №2» после этапа пассивации с указанным масштабом 1 мкм, жёлтой рамкой указана суперячейка.

скопе, а на рисунке IV.8в увеличенное РЭМ изображение Образца №2. Нанорезонаторы в суперячейке имеют квадратную форму, а не прямоугольную, как в первой технологии. Это позволяет создавать не столь чувствительную к выбору линейной поляризации метаповерхность. В направлении оси ячейки период d между ячейками составляет 3 мкм, а в ортогональном оси ячейки направлении (ось Y) период составляет 0.5 мкм. Величина d подобрана так, чтобы для длин волн 800 нм-900 нм дифракционным порядкам $m=\pm 1$ соответствовал угол 16-18° ($d \sin \theta = m\lambda$), что оптимально для удобной фильтрации дифракционных порядков в ЗФП. Также из-за допущенных технологических дефектов при создании маски половина испытательных образцов метаповерхностей из GaAs были изготовлены с суперячейками из 3 нанорезонаторов (вместо 6). Однако, в дальнейшем оказалось, что величина исследуемого эффекта значительно больше именно на таких наноструктурах, состоящих из 3 нанорезонаторов. В дальнейшем основные экспериментальные исследования, прилагаемые к ним расчёты были произведены на метаповерхности с суперячейкой из 3 резонаторов. В конце главы приведено объяснение такой особенности.

1.4. Спектроскопия дифракционных порядков

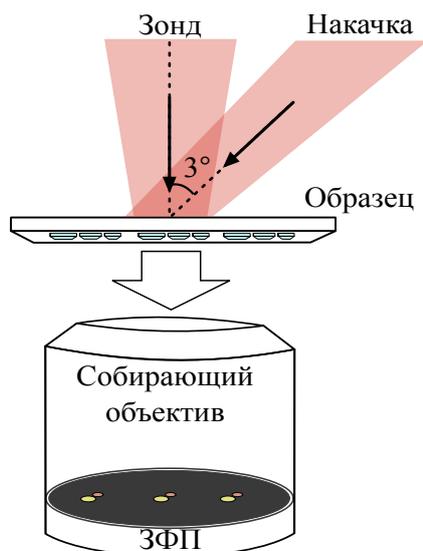


Рис. IV.9: Принципиальная схема экспериментальной установки.

Наблюдение дифракционных порядков происходит с помощью микроскопии исследуемого образца в ПФП и в ЗФП собирающего объектива. Описанная в Главе II экспериментальная установка позволяет наблюдать и анализировать рассеяние света в ПФП и ЗФП собирающего объектива одновременно, а также производить спектроскопию рассеянного излучения. Принципиальная схема установки проиллюстрирована на рисунке IV.9.

Металповерхность освещается лазерным излучением, сфокусированным в круглое пятно шириной 50 мкм. Установка позволяла фокусировать на образец одновременно два излучения, у которых углы падения к нормали поверхности могли независимым образом изменяться относительно друг друга. Эти два излучения были расположены в канале зонда (фокусировка происходила под углом 0°) и в канале накачки (под углом 3°). Прошедшее сквозь образец и подложку излучение собиралось с помощью воздушного объектива с числовой апертурой 0.9. Рассеянное на металповерхности излучение по направлению $m = \pm 1$ дифракционных порядков распространяется под углами $\theta_{\pm 1} = \pm 30^\circ$, чему в ЗФП соответствуют два ярких пятна справа и слева от центра ЗФП соответственно.

На рисунке IV.10 изображена дифракция света на металповерхности. Квадрат-

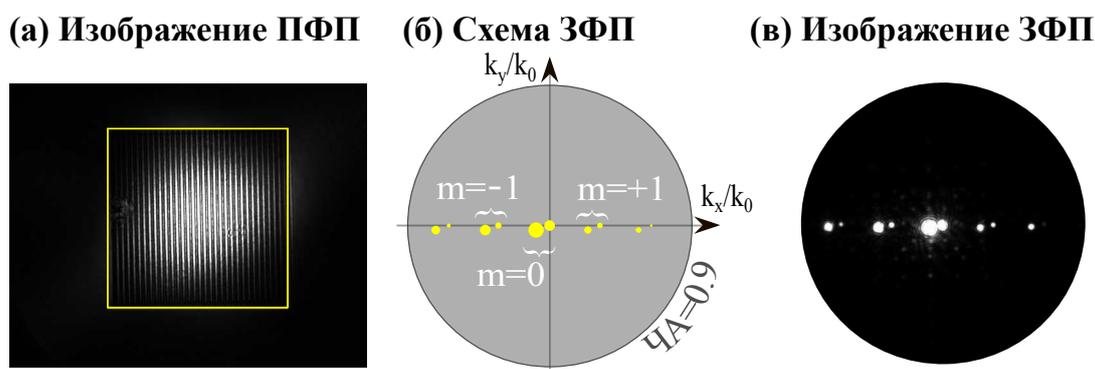


Рис. IV.10: Наблюдение дифракционных порядков на металповерхности (Образец №2) в установке микроскопии ЗФП при фокусировании лазерного излучения с длиной волны 780 нм: а – изображение образца в ПФП (квадратом отмечено положение металповерхности), б – схема ЗФП, в – изображение ЗФП.

ная металповерхность освещается двумя излучениями, сфокусированными на поверхность под углами 0° и 3° (рис. IV.10а). Схематическое изображение картины ЗФП представлено на рисунке IV.10б. Наблюдаются несколько парных пятен, положение которых связано с излучениями накачки и зонда для разных порядков дифракции на металповерхности. Мощности излучения в эксперименте были

различными, что позволяло определить соответствие пятен в ЗФП различным излучениям. Величина мощности излучения, сфокусированного под углом 3° , в десять раз была выше, чем аналогичная величина для 0° . На экспериментально полученном изображении ЗФП (рис. IV.10в) видны несколько пар пятен, соответствующих дифракционным порядкам с номерами $m=0, \pm 1, \pm 2$. Порядки с $m=\pm 3$ являются плохо различимыми, а с $m=\pm 4$ лежит уже за пределами ЧА=0.9. Здесь и далее для упрощения записи будет писаться просто номер дифракционного порядка. Из расстояния, измеряемого в пикселях между этими пятнами можно определить углы, под которыми распространяются дифракционные порядки.

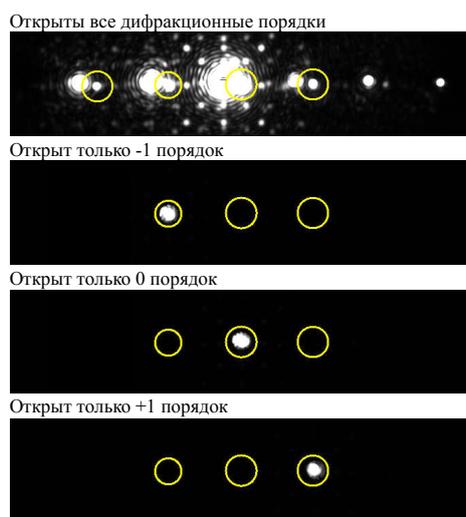


Рис. IV.11: Пространственная фильтрация дифракционных порядков рассеяния на метаповерхности (Образец №2) с помощью отверстия с диаметром 150 мкм, перемещаемого в ЗФП.

Для этого в пЗФП размещается прецизионное отверстие диаметром 150 мкм (англ. pinhole, Thorlabs, P150НК). С помощью него можно выделить (отделить) излучение в канале зонда от излучения в канале накачки для любого порядка и после этого провести измерения для каждого излучения. На рисунке IV.11 показано соотношение размеров пятен ЗФП и отверстия диаметром 150 мкм, с помощью которого можно независимо друг от друга выделять сигналы от различных дифракционных порядков. Фотографии пЗФП сделаны для наглядности в режиме переэкспозиции камеры.

Для изучаемых порядков были измерены спектры коэффициентов пропускания. Под коэффициентом пропускания T для дифракционного порядка в работе понимается отношение интенсивности света в этом дифракционном порядке к общей интенсивности падающего света. Эта величина измеряется расположенным в ЗФП фотодиодом. В качестве источника излучения использовался импульсный фемтосекундный лазер (Coherent Chameleon Ultra II), работающий в диапазоне длин волн 680-1000 нм. В эксперименте излучение распространялось в канале зонда и фокусировалось на образец под нормалью. Также для верификации данных в работе использовалась галогенная лампа (Thorlabs SLS201L). Использо-

В центре картины ЗФП расположено пятно для нулевого порядка дифракции, что подтверждает то, что излучение в канале зонда фокусировалось на образец под нормалью. Величина расстояния между нулевым и ± 1 порядками 0.32-0.35 в терминах числовых апертур эквивалентна углам $16-21^\circ$. Расстояние между пятнами в паре составляет 0.052 в терминах числовых апертур, что соотносится с углом 3° между излучением в каналах накачки и зонда ($\sin 3^\circ = 0.052$). Диаметр дифракционных пятен составлял 100 ± 10 мкм. Данная величина может быть найдена как с помощью камеры ЗФП, так и с помощью формулы для диаметра перетяжки сфокусированного лазерного излучения с помощью объектива. Разделение дифракционных порядков друг от друга удобно производить с помощью фильтрации в промежуточном изображении ЗФП (пЗФП). Для этого в пЗФП раз-

ние сразу двух источников для спектроскопии обуславливается скоростью снятия спектров. Так с помощью лампы можно быстро получать спектры для определения образца с оптимальными параметрами. Однако в таком случае точность и воспроизводимость результатов являются низкой. Напротив, с помощью лазерного источника спектры воспроизводятся намного лучше и получаются точнее, однако время снятия спектра при этом выше. Поэтому сначала для определения оптимальных образцов спектры снимались с помощью галогенной лампы, а затем для найденных образцов – с помощью лазера. Схема эксперимента показана на рисунке IV.12. Перед камерой ЗФП устанавливался фотодиод (Thorlabs,

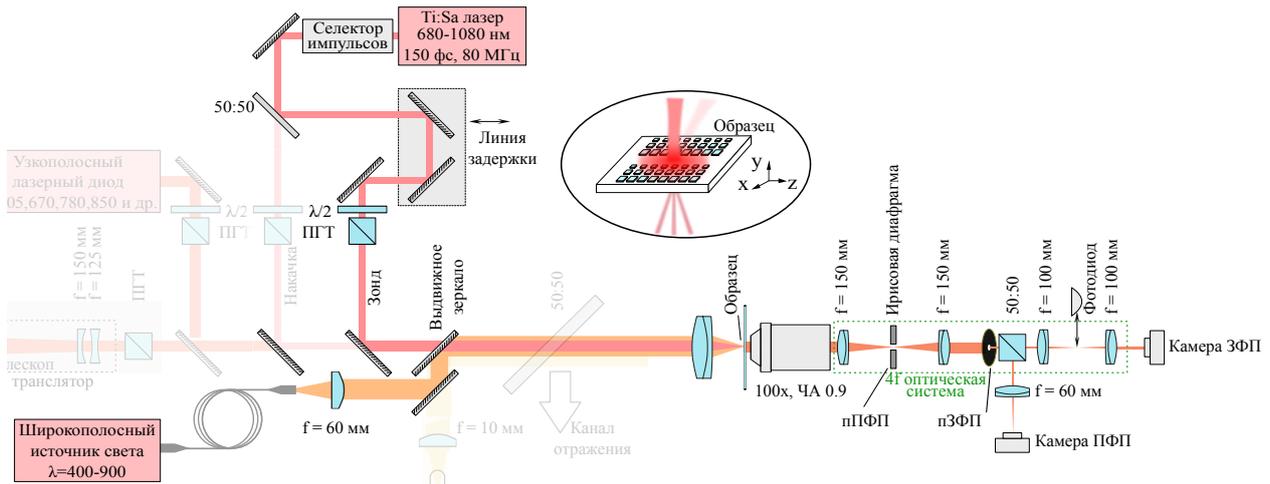


Рис. IV.12: Экспериментальная установка по спектроскопии дифракционных порядков на метаповерхности. ФД – фотодиод

DET36A), подключённый к компьютеру через синхронный усилитель (англ. Lock-in amplifier), а необходимый порядок выделялся отверстием. Такой подход позволял находить зависимости сигнала фотодиода от выставленной длины волны лазерного источника. Снималось три типа зависимости:

- регистрируемый диодом сигнал от дифракции на метаповерхности в направлении выбранного дифракционного порядка, ограниченного отверстием – $S_{\text{порядок}}$,
- фоновый сигнал для каждого дифракционного порядка, снятый в отсутствие лазерного излучения с области подложки – $S_{\text{фон}}$,
- сигнал в направлении нулевого дифракционного порядка при освещении подложки лазерным излучением – S_0 .

Выражение, под которым понимаются спектры коэффициента пропускания T для дифракционных порядков, выглядит как

$$T = \frac{S_{\text{порядок}} - S_{\text{фон}}}{S_0}.$$

Полученные спектры коэффициента пропускания T в направлении $m=0$ и $m=\pm 1$ дифракционных порядков для образцов метаповерхностей с асимметричной и

симметричной суперячейками для доз 1, 2 и 3 показаны на рисунке IV.13, где верхний ряд соответствует изучаемым образцам (Образцы №2, №3 и №4), а нижний – их симметричным парам. Из полученных спектров можно сделать несколь-

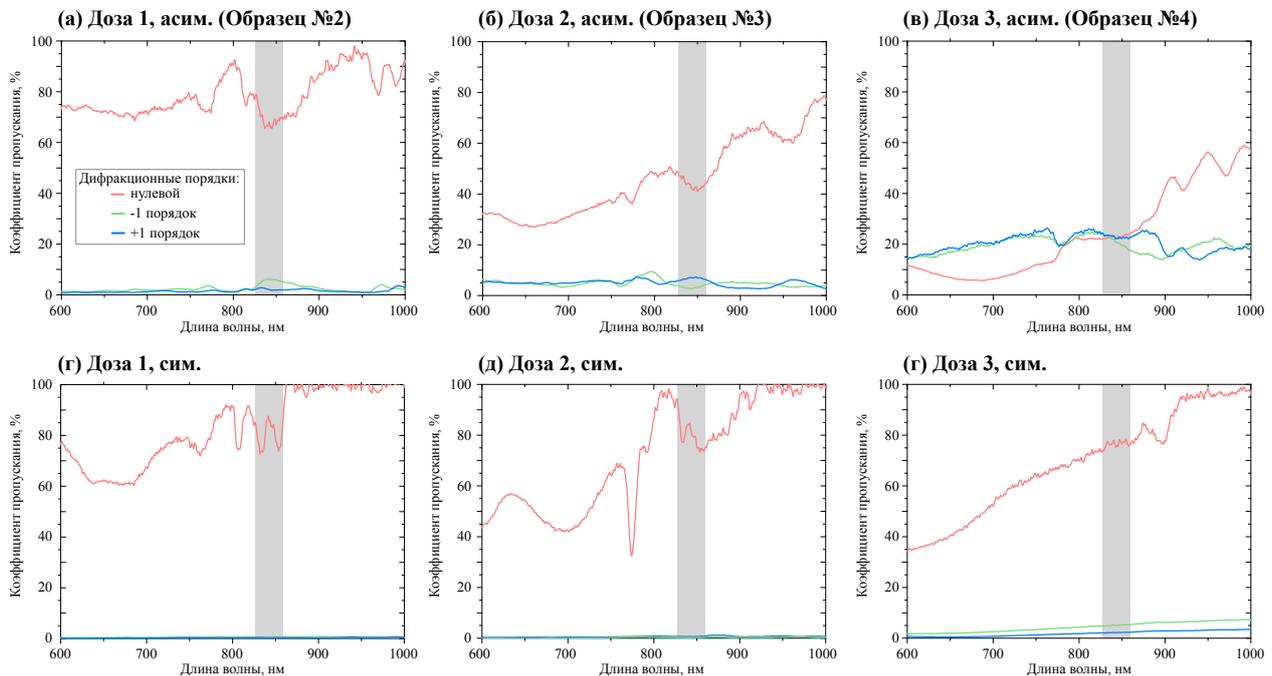


Рис. IV.13: Спектры коэффициента пропускания для трёх дифракционных порядков. Образцы с асимметричностью: а – образец, изготовленный при дозе 1 ЭЛЛ (Образец №2), б – при дозе 2 (Образец №3), в – при дозе 3 (Образец №4); образцы с симметричностью: г – при дозе 1, д – при дозе 2, е – при дозе 3. Красная линия – пропускание в направлении дифракционного порядка $m=0$, зелёная линия – в направлении $m=-1$, синяя линия – в направлении $m=+1$. Серым цветом отмечена резонансная область длин волн 815 нм–855 нм.

ко выводов. Во-первых, видно, что метаповерхности с симметричной ячейкой не обладают особенностями в спектрах пропускания для $m=\pm 1$ дифракционных порядков. В дальнейшем эти метаповерхности рассматриваться более не будут. Во-вторых, спектры для Образцов №2 и №3 в спектральной области 815 нм–855 нм обладают особенностью: в той области, где спектр для нулевого дифракционного порядка имеет локальный минимум, в этой же области какой-либо из спектров ± 1 порядков имеет локальный максимум. На графиках для Образцов №3 и №4 видно, что величина коэффициента пропускания для дифракционного порядка $m=0$ во всём исследуемом спектрально диапазоне меньше, чем для Образца №2, а для Образца №4 эта величина и вовсе меньше 10%. При этом в спектральной области МД резонанса 815 нм–855 нм в спектрах коэффициентов пропускания для дифракционных порядков $m=\pm 1$ отсутствуют резонансные особенности. Это является следствием того, что образец оказался переэкспонированным. Далее в работе будет рассматриваться лишь Образец №2, как наиболее лучшим образцом получившийся из всех образцов. При этом стоит отметить, что дальнейшие эксперименты были проведены для всех серий образцов, и правильность выбора образца была подтверждена; полученные для них результаты будут опущены.

На рисунке IV.14а продемонстрирован измеренный с помощью фемтосекунд-

ного лазерного источника спектр коэффициента пропускания метаповерхности в направлении 0 и ± 1 дифракционных порядков для Образца №2. Видно, что спек-

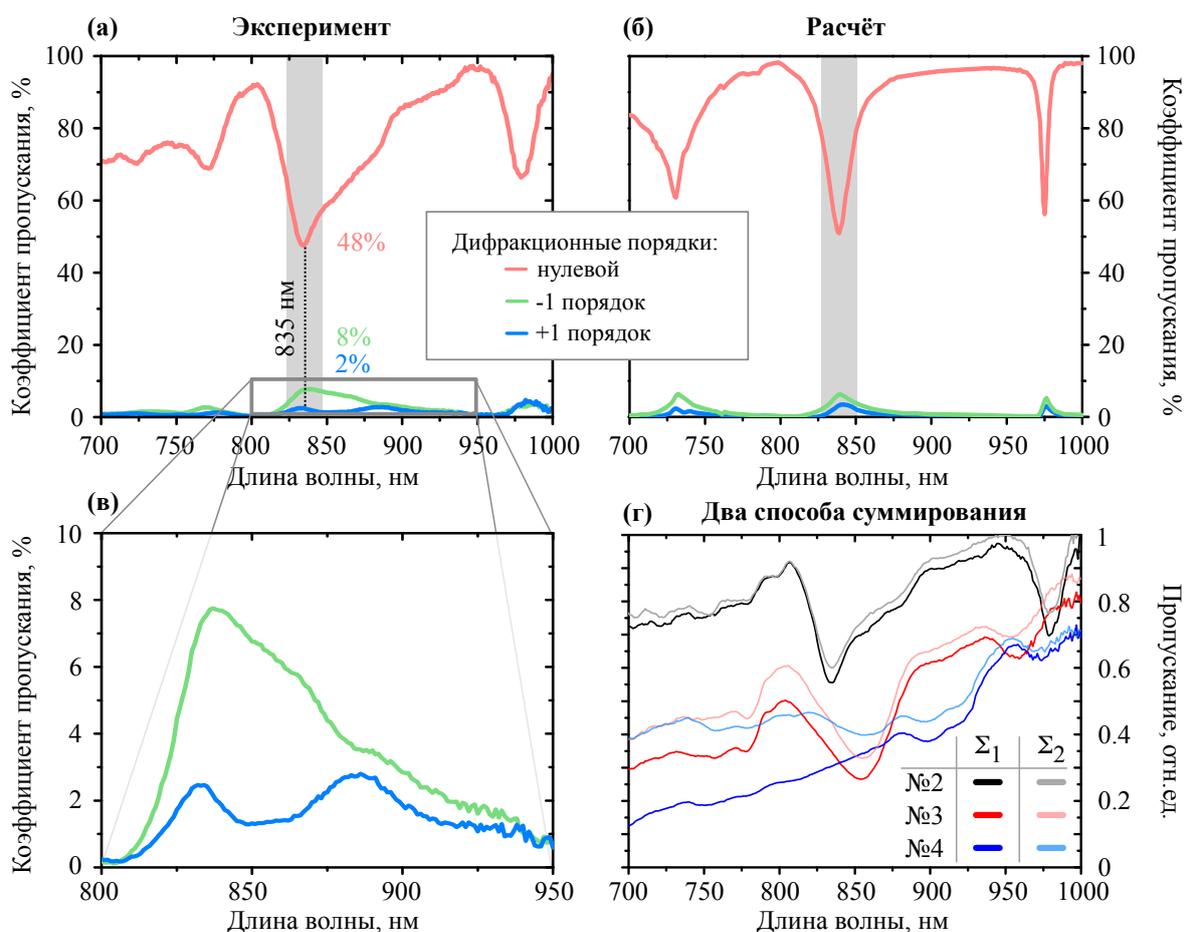


Рис. IV.14: Спектральная зависимость коэффициента пропускания для трёх дифракционных порядков: а – измеренная зависимость, б – расчётная зависимость, в – увеличенная область спектра в диапазоне длин волн 800 нм-950 нм. Красная линия соответствует порядку $m=0$, синяя – порядку $m=+1$, зелёная – порядку $m=-1$. г – Суммы коэффициентов пропускания Σ_1 и Σ_2 , произведённая двумя способами.

тры, полученные с помощью лазерного источника, являются менее шумными по сравнению со спектрами, полученными с помощью лампы. Спектры качественно остались прежними, сохранив ключевые особенности, что подтверждает достоверность предыдущих результатов. Для нулевого дифракционного порядка в спектральной области длины волн 835 нм наблюдается уменьшение пропускания. В этой области происходит изменения пропусканий в направлении дифракционных порядков $m=+1$ и $m=-1$: видно, что в окрестности длин волн 820 нм-850 нм наблюдается увеличение коэффициента пропускания $m=-1$ дифракционного порядка, а также в этом же спектральном диапазоне наблюдается уменьшение коэффициента пропускания для нулевого порядка. Полученные экспериментальные результаты демонстрируют хорошее согласие с расчётами (рис. IV.14б). Расчёты производились с помощью метода конечных разностей во временной области (англ. Finite-Difference Time-Domain method, FDTD) с использованием программного пакета Lumerical Solutions. Наблюдаемые случаи отклонения экспериментальных спектров от расчётных связаны с несовершенствами и дефектами

наноструктуры, возникшими при её изготовлении. На рисунке IV.14в показаны зависимости коэффициентов пропускания для дифракционных порядков $m=\pm 1$ в области спектра 800 нм-950 нм. Видно, что спектральные зависимости коэффициентов пропускания для $m=-1$ порядка имеют схожий вид. Максимальное значение коэффициента пропускания для $m=-1$ дифракционного порядка достигает 8% на длине волны 835 нм. На этой же длине волны наблюдается минимум пропускания нулевого порядка, величина которого составляет 48%. Провал на длине волны 835 нм связан с возбуждением МД резонансов в наночастицах, что подтверждается численными расчётами. Резонансное усиление интенсивности дифракционных порядков $m=\pm 1$, сопровождающееся уменьшением интенсивности нулевого порядка, свидетельствует о частичном перераспределении света между порядками дифракции.

Дополнительно для исследуемых метаповерхностей (Образцы №2, №3 и №4) было определено в процентном исчислении то, как много энергии света от общего пропускания перераспределяется в направлении ± 2 , ± 3 и т.д. дифракционных порядков. Провести аналогичные измерения невозможно для всех порядков в виду ограниченности числовой апертуры собирающего объектива, поэтому сравнивались две величины. Первая величина – это сумма Σ_1 значений коэффициента пропускания для $m=0$ и $m=\pm 1$ дифракционных порядков: $\Sigma_1 = S_{-1} + S_0 + S_{+1}$. А вторая величина – это Σ_2 , измерявшаяся следующим образом: в пЗФП убиралось отверстие, и всё рассеянное на структуре и собранное объективом излучение фокусировалось на диод. Таким образом, величина разности $(\Sigma_2 - \Sigma_1)$ является той частью энергии, которая перераспределяется в направлении дифракционных порядков $m=\pm 2$, ± 3 и т.д. Спектральные зависимости Σ_1 и Σ_2 показаны на рисунке IV.13г. Видно, что наименьшее расхождение между зависимостями Σ_1 и Σ_2 , являющееся долей энергии, приходящейся на $m=\pm 2$, ± 3 и т.д. дифракционные порядки, является наименьшей для Образца №2 и составляет не более 5% от общей интенсивности рассеянного света на метаповерхности. Подобный результат дополнительно свидетельствует о наилучшем качестве получившегося Образца №2 по сравнению с другими.

Установка микроскопии ЗФП позволяет делать фотографии ЗФП с помощью монохромной камеры. Полученную с неё информацию можно представить как двумерный массив данных, который можно обрабатывать. На рисунке IV.15а представлено изображение, являющиеся склейкой фотографий ЗФП для длин волн от 700 нм до 910 нм, сделанных с шагом 10 нм. Обработка фотографий ЗФП происходила следующим образом: мощность лазерного излучения выставлялась на уровне 1 мВт для каждой длины волны, после чего полученные фотографии ЗФП оцифровывались в виде таблицы значений. Полученные значения делились на соответствующую для этой длины волны величину сигнала S_0 в нулевом порядке дифракции при фокусировании излучения на подложку, полученную также с помощью фотографии. После этого происходила склеивание изображений для разных длин волн вдоль вертикального направления. Наблюдаются аналогичные особенности перераспределения света между дифракционными порядками ± 1 на тех же длинах волн, что и в экспериментальных спектрах. На рисунке IV.15б представлены значения таблиц для фотографий 815 нм и 835 нм, взятые

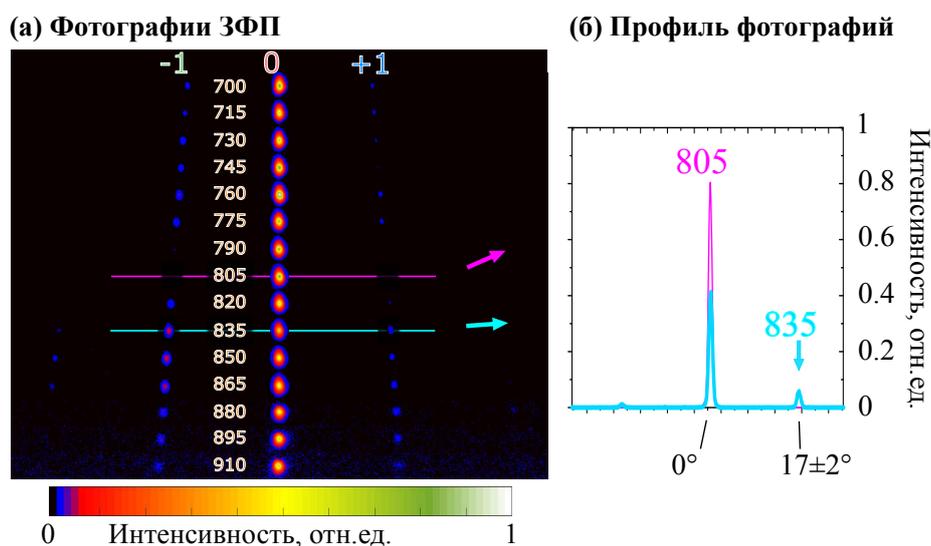


Рис. IV.15: а – Склейка фотографий ЗФП для разных длин волн при фиксированной мощности излучения 1 мВт, б – профили интенсивностей для фотографий с минимумом (на 815 нм) и максимумом (на 835 нм) интенсивности в $m = -1$ дифракционном порядке.

из строк, соответствующих положению дифракционных пятен. Ось ординат соответствует значениям строки, ось абсцисс пересчитана в величины синуса угла, под которым распространяется излучение. Видно, что максимальное значение в строке для длины волны 835 нм (т.е. соответствующее нулевому дифракционному порядку, т.е. 0°) меньше в два раза по сравнению с аналогичной величиной на длине волны 815 нм. При этом для дифракционного порядка $m = -1$ ($17 \pm 2^\circ$) значение в строке для длины волн 835 нм многократно выше по сравнению с 815 нм. Данный результат является визуализацией полученных ранее спектральных зависимостей.

1.5. Определение параметров образца

Проведение расчётов были осложнены подбором точной геометрии полученных образцов, поскольку изначально резонансы в расчётных спектрах коэффициента пропускания для метаповерхности с проектируемыми параметрами не совпадали с воспроизводимыми с хорошей точностью экспериментальными зависимостями. Спектральные положения экспериментально полученных резонансов отличались на 20 нм и более по сравнению с расчётным положением. Для разрешения этого сдвига было сделано ряд допущений в изначальную геометрию нанорезонаторов, которые представлялись как параллелепипеды. Схемы сделанных допущений представлены на рисунке IV.16.

- Первая расчётная модель была согласована с технологиями полировки и жидкостного травления, где поверхность всей наноструктуры был расположен слой из AlGaO (рис. IV.16а). В таком случае спектральное отличие резонансов составило 20 нм.
- Вторая модель была изменена: технологически допустимо, что при боль-

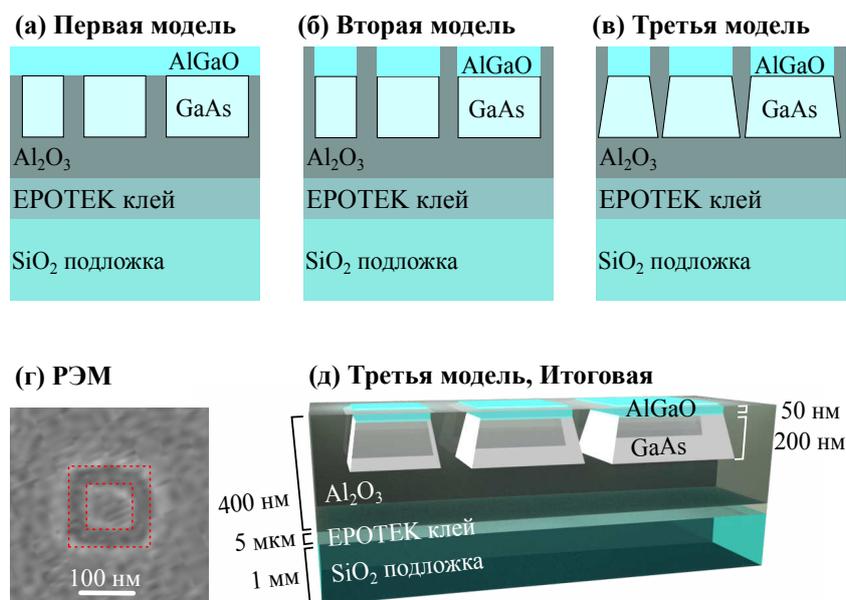


Рис. IV.16: Схема суперячейки исследуемого образца метаповерхности из GaAs: а – первая расчётная модель, б – вторая расчётная модель, в – третья расчётная модель, г – увеличенное РЭМ изображение наибольшего нанорезонатора в суперячейке, показывающее анизотропию по высоте, д – трёхмерное изображение итоговой модели суперячейки, соответствующее третьей расчётной модели. Каждая суперячейка состоит из трёх наночастиц одинаковой высоты в виде усечённых прямоугольных пирамид, пассивированных слоем Al_2O_3 , у которых верхние грани имеют стороны с длинами 95.5 нм, 119.5 нм и 142 нм, а нижние грани – 126 нм, 134 нм и 153 нм; верхние грани наночастиц покрыты слоем AlGaO толщиной 50 нм. Расстояние между центрами наночастиц составляет 515 нм, а между суперячейками – 3 мкм.

ших дозах при травлении может протравиться не только слой GaAs, но также и слой $\text{Al}_{0.9}\text{Ga}_{0.1}\text{As}$, находящийся под GaAs. В таком случае в качестве получившегося образца могла образоваться метаповерхность из нанорезонаторов, сверху которых были «шапки» из AlGaO, а не единый слой (рис. IV.16б). При учёте такой особенности в расчёте оказалось, что отличие положения резонансов составило уже 10 нм.

- в) Третья модель расчётов учитывала также и вероятную анизотропность плазменного травления, при которой форма нанорезонаторов от прямоугольной формы могла перейти к форме усечённых пирамид (рис. IV.16в). Иными словами, с увеличением глубины протравливания уменьшается площадь травления и возрастает площадь структур.

Последняя модель стала ключевой, поскольку на увеличенной РЭМ фотографии нанорезонатора (рис. IV.16в) видно, что его границы являются нечёткими, что свидетельствует об их отклонении от проектируемой геометрии параллелепипеда, а форма нанорезонатора не является прямоугольной. Если за верхнюю грань пирамидального нанорезонатора принять внутренний размер градиентного контура, а за нижнюю - внешний размер этого контура, то расстройка между положением резонансов в экспериментальной и расчётной зависимостях составляет не

более 5 нм для всех порядков, что сопоставимо с погрешностью определения длины волны лазерного излучения. Итоговая модель метаповерхности представлена на рисунке IV.16д.

2. Сверхбыстрая динамика оптического переключения в метаповерхностях

2.1. Экспериментальная установка для измерения сверхбыстрой динамики оптического переключения с помощью микроскопии задней фокальной плоскости

На рисунке IV.17 представлена схема установки для времяразрешающей спектроскопии «накачка-зонд» на основе фемтосекундного лазера для сверхбыстрых измерений модуляции оптических сигналов, сочетающаяся с микроскопией задней фокальной плоскости. В зондирующем канале расположены линия задержки

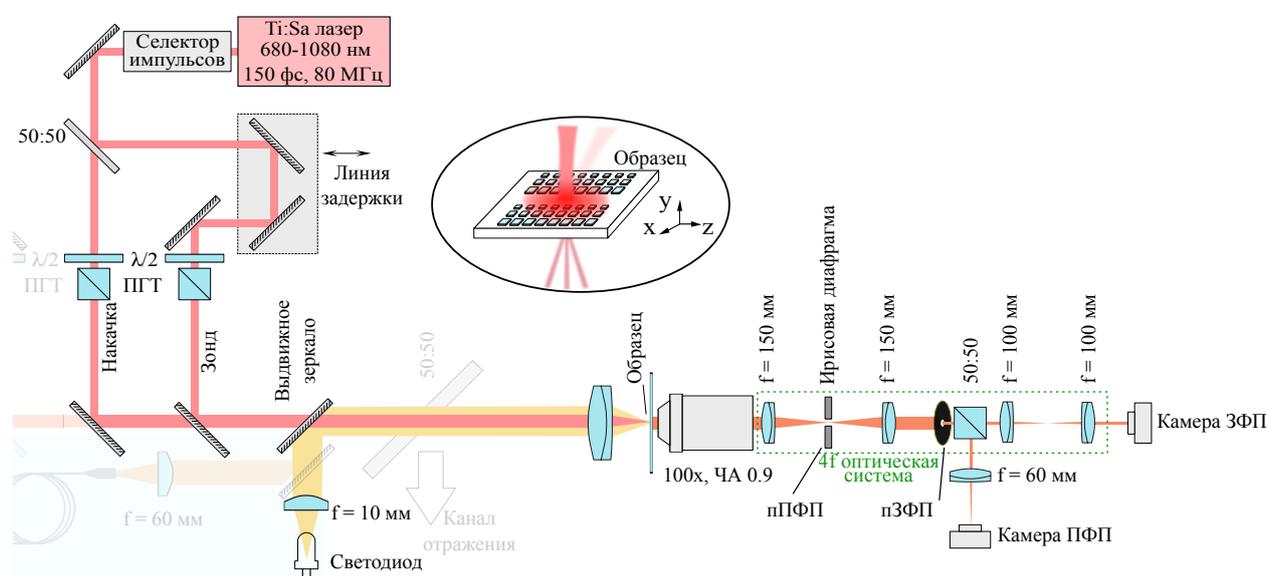


Рис. IV.17: Установка времяразрешающей спектроскопии «накачка-зонд» на основе фемтосекундного лазера для сверхбыстрых измерений модуляции оптических сигналов.

ки и механический прерыватель (англ. chopper), подсоединённый к синхронному усилителю. Оба импульса, накачки и зонда, были длительностью 150 фс и фокусировались на образец метаповерхности с помощью ахроматического дуплета ($f=100$ мм) в круглое пятно шириной 50 мкм; импульс зонда фокусировался под нормалью (0°), а импульс накачки под углом 3° . Это было сделано для возможности фильтрации их в ЗФП. Типичная энергия в импульсе накачки составляла 0,1-0,2 нДж, что соответствует плотности энергии в несколько мкДж/см², тогда как энергия зондирующего импульса была в 10 раз меньше. Прощедшее излучение собиралось с помощью воздушного объектива с числовой апертурой 0.9. Сигнал накачки после образца блокируется с помощью поляризационной и геометрической фильтраций. Для этого после собирающего объектива помещалась призма Глана-Тейлора, ориентированная ортогонально поляризации канала накачки, а в

пЗФП помещалось прецизионное отверстие с диаметром 150 мкм. Мощность прошедшего излучения зонда регистрируется с помощью фотодиода, подключённого к синхронному усилителю. Изменение положения транслятора в канале зонда пропорционально изменению времени задержки Δt между импульсами накачки и зонда, где величина шага транслятора 1 мкм соответствует времени задержки $\Delta t=6.6$ фс.

2.2. Измерение сверхбыстрой динамики переключения

Для сверхбыстрых измерений модуляции оптических сигналов с помощью методики времяразрешающей спектроскопии «накачка-зонд» происходит измерение сигнала, регистрируемым фотодиодом в зависимости от времени задержки между импульсами. На рисунке IV.18а показаны зависимости сигнала фотодиода от времени задержки Δt для двух конфигураций: когда величины мощности в канале накачки и зонда перед образцом составляли 17 и 1.7 мкВт соответственно, а также когда эти величины составляли 17 и 1 мкВт. Продемонстрированные

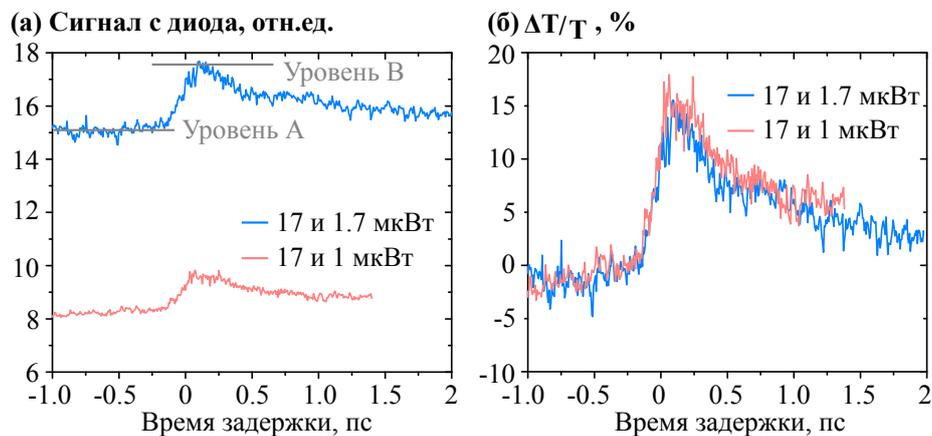


Рис. IV.18: Сигнал в $m=-1$ дифракционном порядке: а – зависимость сигнала с диода от времени задержки между зондом и накачкой, б – нормированный сигнал в виде относительной модуляции $\Delta T/T$ от времени задержки между зондом и накачкой.

зависимости имеют характерную форму для измерений в схеме «накачка-зонд» (см. рис. I.13). При $\Delta t < 0$ зависимости находятся на постоянном уровне (уровень А), при $\Delta t = 0$ происходит резкое усиление сигнала (до уровня В), после чего при $\Delta t > 0$ происходит постепенный спад сигнала. После нормировки каждой из этих двух зависимостей на уровень А можно получить относительное изменение (модуляцию) коэффициента пропускания $\Delta T/T$ для выбранного дифракционного порядка по формуле $\Delta T/T = \frac{B-A}{A}$. Представленные на рисунке IV.18б нормированные зависимости $\Delta T/T$ от времени задержки между импульсами для двух указанных соотношений мощностей накачки и зонда совпадают. Это свидетельствует о том, что величина модуляции пропускания зависит от фотоиндуцированного накачкой возбуждения метаповерхности, а не от величины зондирующего сигнала. В дальнейшем соотношение между мощностью накачки и зонда будет выставляться как 10 к 1, и при упоминании мощности излучения будет иметься в виду мощность накачки. Полученный результат можно описать с помощью

модели «АВС» (см. обзор литературы, раздел 3.1), являющейся распространённым приближением зависимости концентрации свободных носителей заряда $N(t)$ внутри материала от времени t с момента возмущения внешним полем. В эксперименте под возмущением понимается накачка образца лазерным импульсом, а под величиной t понимается Δt между импульсами. Значения коэффициентов A , B и C для материала GaAs составляют [60]: для мономолекулярного коэффициента $A=A_{\text{эфф}}=1/\tau_{\text{релаксации}}=4*10^{11}\text{с}^{-1}$, где $\tau_{\text{релаксации}}$ – время процесса рекомбинации свободных носителей (релаксации), которое ~ 2.5 пс; для бимолекулярного коэффициента $B=1.7*10^{-10}\text{см}^3\text{с}^{-1}$, для коэффициента Оже-рекомбинации $C=7*10^{-30}\text{см}^6\text{с}^{-1}$.

На рисунке IV.19а представлены экспериментальные зависимости коэффициента пропускания для $m=-1$ дифракционного порядка на длине волны 835 нм от времени задержки между импульсами для разных мощностей накачки в диапазоне от 1 мкВт до 20 мкВт с шагом 1 мкВт. Значения коэффициента пропускания

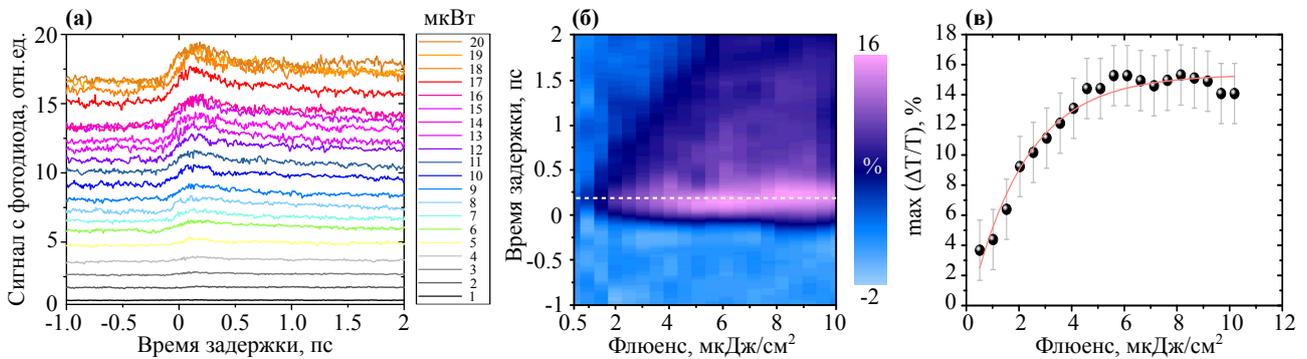


Рис. IV.19: Зависимость коэффициента пропускания для $m=-1$ порядка дифракции от мощности накачки при длине волны накачки 835 нм: а – зависимость сигнала, задетектированного фотодиодом, для разных мощностей накачки от времени задержки между зондом и накачкой в виде диаграммы, б – экспериментальная зависимость относительной модуляции $\Delta T/T$ от Δt и величины флюенса в виде трёхмерной карты (белым пунктиром обозначено время задержки $\Delta t=200$ фс), в – зависимость максимальной величины $\Delta T/T$ для $m=-1$ дифракционного порядка от величины флюенса (при $\Delta t = 200$ фс). Красная кривая - аппроксимация профиля функцией $(1 - \exp^{-a})$.

удобно представлять как функцию от плотности энергии накачки (флюенс, англ. fluence). Так, для фокусирования лазерного излучения в область площадью S с частотой повторения импульсов f величина флюенса $F1$ рассчитывается по формуле:

$$F1 = \frac{E_{\text{импульса}}}{S} = \frac{P_{\text{сред}}/f}{S}, \quad (1)$$

где $E_{\text{импульса}}$ – энергия одного импульса, $P_{\text{сред}}$ – средняя интегральная мощность сфокусированного излучения перед образцом. Например, для мощности накачки 10 мкВт с частотой $f=100$ кГц и фокусировкой в пятно диаметром 50 мкм значение флюенса будет равно 4.5 мкДж/см². На рисунке IV.19б показана зависимость $\Delta T/T$ для $m=-1$ дифракционного порядка от Δt и величины флюенса на длине

волны 835 нм в виде трёхмерной карты. Видно, что модуляция до нескольких процентов в $m=-1$ порядке дифракции наблюдается даже при очень слабых значениях флюенса менее 1 мкДж/см^2 . В диапазоне значений флюенса $1-4 \text{ мкДж/см}^2$ наблюдается рост максимальной величины $\Delta T/T$, выходящей на постоянное значение при величинах флюенса $4-6 \text{ мкДж/см}^2$, которое составляет 15%. Важно отметить, что в данной работе величина изменения интенсивности в 10-15% для $m=-1$ порядка дифракции продемонстрирована для низкого значения флюенса $3-10 \text{ мкДж/см}^2$, тогда как в других экспериментальных работах, в которых исследуется сверхбыстрая модуляция коэффициента отражения или пропускания с помощью полупроводниковых метаповерхностей, эксперимент проводится при использовании на несколько порядков большего значения флюенса. В работах [60, 87] большие значения относительного изменения интенсивности связаны с очень низким уровнем сигнала в порядке дифракции при отсутствии излучения накачки. При этом абсолютное изменение интенсивности составляет порядка 1% от интенсивности зондирующего излучения при флюенсе свыше 200 мкДж/см^2 . Также, предложенная этих работах метаповерхность работает только на отражение, что затрудняет её практическое использование. Наглядно выход величины $\Delta T/T$ на постоянное значение на уровне 14%-16% можно увидеть на рисунке IV.19в, демонстрирующем зависимость максимальной величины $\Delta T/T$ для $m=-1$ дифракционного порядка рассеяния от величины флюенса (профиль карты при $\Delta t = 200 \text{ фс}$). Эффект выхода величины $\Delta T/T$ на постоянное значение связан, вероятно, с эффектами терморелракции и термопоглощения в материале GaAs (одни из трёх типов нелинейных процессов, включая Керровские процессы и эффекты со свободными носителями), влияющих на оптическую модуляцию [75]. На маленьких величинах флюенса доминирует вклад от эффекта инжекции свободных носителей, а на больших величинах флюенса и при самой длинной шкале времени уже становится заметным температурный вклад. При увеличении флюенса существующая структура начинает разрушаться.

Стоит отметить, что длительность импульса лазерного излучения составляет 150 фс, что определяет субпикосекундное время разрешения используемой методики «накачка-зонд». Найденное время задержки Δt , при которой наблюдается максимальная модуляция $\Delta T/T$, составляет $\Delta t=150-200 \text{ фс}$, вследствие чего определение точного времени модуляции затруднено. Однако можно сделать вывод, что **характерное время модуляции составляет на менее 200 фс**.

Исходя из полученных результатов для дальнейших измерений оптимальное значение флюенса было выбрано 4.5 мкДж/см^2 . На рисунке IV.20а показана зависимость $\Delta T/T$ для $m=0, \pm 1$ порядков дифракции от времени задержки между импульсами при фиксированной длине волны 835 нм и плотности потока, равном 4 мкДж/см^2 . Для всех трёх порядков максимальное значение модуляции достигается $\Delta t = 200 \text{ фс}$, после чего наблюдается релаксация на масштабе 1.5 пс, характерном для арсенида галлия [60]. Такое время было определено из аппроксимации $\Delta T/T$ экспоненциальной функцией, что допустимо в первом приближении. Видно, что для $m=-1$ порядка дифракции величина модуляции $\Delta T/T$ достигает 15% при времени задержки между импульсами в 200 фс, при этом нулевой порядок дифракции $\Delta T/T$ составляет -3%. Модуляция интенсивности

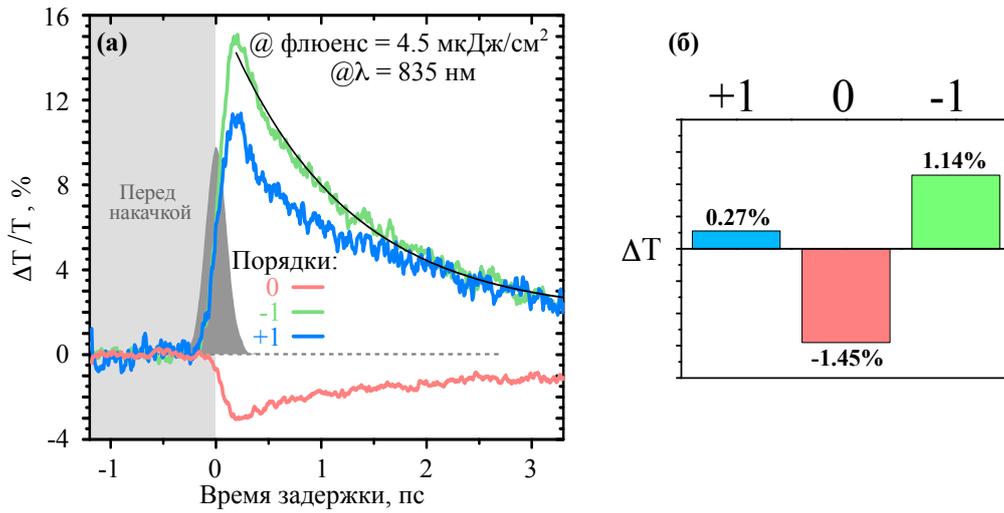


Рис. IV.20: а – Экспериментальная зависимость относительной модуляции $\Delta T/T$ от времени задержки для $m=0, \pm 1$ дифракционных порядков при длине волны накачки 835 нм и флюенсе 4.5 мкДж/см², серая область соответствует автокорреляционной функции импульса накачки; б – абсолютные значения изменения пропускания $\Delta T/T$ для $m=0, \pm 1$ дифракционных порядков при $\Delta t = 200$ фс. Красная линия соответствует порядку $m=0$, синяя – порядку $m=+1$, зелёная – порядку $m=-1$.

более чем на 10% также наблюдается для $m=+1$ порядка дифракции. На рисунке IV.20б показано абсолютное изменение интенсивности порядков при задержке в 200 фс, демонстрирующее перераспределение энергии между дифракционными порядками. Суммарное увеличение интенсивностей ± 1 порядков дифракции 1.41% ($0.27\% + 1.14\%$) в пределах погрешностей равно суммарному уменьшению интенсивности нулевого порядка -1.45% .

2.3. Спектральные зависимости сверхбыстрой динамики пропускания в дифракционные порядки

Полученные в предыдущем разделе результаты достигались при фиксированной длине волны накачки 835 нм. Однако преимуществом экспериментальной установки является возможность нахождения спектральных зависимостей модуляции. Для этого найденное оптимальное значение флюенса было зафиксировано как 4.5 мкДж/см². Эта величина флюенса соответствует значениям мощностей в канале накачки и зонда 10 мкВт и 1 мкВт соответственно. На рисунке IV.21а показана зависимость относительного изменения $\Delta T/T$ для $m=-1$ дифракционного порядка от времени задержки и длины волны накачки, полученная при значении флюенса, фиксированном как 4.5 мкДж/см². Величина $\Delta T/T$ для $m=-1$ дифракционного порядка достигает максимального значения, равного 15%, в диапазоне длин волн от 830 нм до 840 нм. При $\Delta t < 0$ наблюдается шумовой фон, при $\Delta t > 200$ фс видна область релаксации зависимости.

На этом рисунке обозначены две белые пунктирные линии. Профиль $\Delta T/T$ для фиксированной длины волны 835 нм соответствует вертикальной линии и является рисунком IV.20а. Интерес представляет профиль для фиксированного значения времени задержки $\Delta t = 200$ фс, соответствующий горизонтальной пунк-

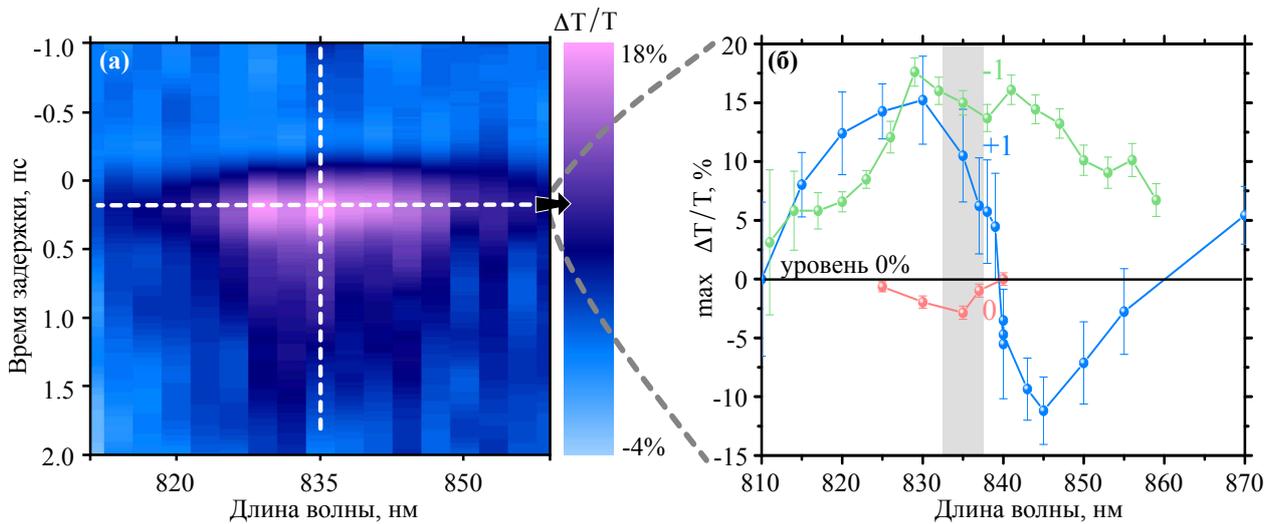


Рис. IV.21: а – Экспериментальная зависимость относительной модуляции $\Delta T/T$ для $m=-1$ порядка дифракции от длины волны накачки и времени задержки между зондом и накачкой; б – спектр $\Delta T/T$ для $m=0 \pm 1$ порядков дифракции при фиксированных времени задержки $\Delta t = 200$ фс и флюенсе 4.5 мкДж/см^2 . Красная линия соответствует порядку $m=0$, синяя – порядку $m=+1$, зелёная – порядку $m=-1$.

тирной линии. На рисунке IV.21б продемонстрирована зависимость максимального значения $\Delta T/T$ для $m=0, \pm 1$ порядков дифракции от длины волны накачки при фиксированных времени задержки $\Delta t=200$ фс и флюенсе излучения накачки, равном 4.5 мкДж/см^2 . Видно, что во всём спектральном диапазоне наблюдается усиление интенсивности света в $m=-1$ порядке дифракции с максимумом на длине волны 835 нм. Для нулевого порядка в области длин волн 830 нм-840 нм наблюдается резонанс величины $\Delta T/T$, принимающей отрицательные значения, при этом вне этой спектральной области величина $\Delta T/T$ равна нулю в пределах погрешности измерения. В свою очередь, величина $\Delta T/T$ для $m=+1$ дифракционного порядка сравнима по максимальному значению с $\Delta T/T$ для $m=-1$ порядка, но имеет немонотонную спектральную зависимость, пересекающую ноль и достигающую отрицательного значения -12% в окрестности длины волны 845 нм.

2.4. Обсуждение экспериментальных результатов

В большинстве работ переключение происходит при большом флюенсе и достигается за счёт сдвига положения резонансов типа Ми в исследуемых частицах [75]. Благодаря инъекции свободных носителей в материал, происходит уменьшение поглощения структуры, приводящее к изменению показателей преломления частиц метаповерхности и, как следствие, к модуляции оптических свойств всей метаповерхности. Это позволяет изменять частоты резонансов и, следовательно, изменять диаграмму рассеяния света в спектральной области оптических резонансов резонансных частиц [200]. При этом в большинстве работ переключение происходит при большом флюенсе и достигается за счёт сдвига положения резонансов типа Ми в исследуемых частицах, а плотность заполнения частиц относительно всей площади поверхности образца обычно составляет $>50\%$. В данной

работе используется иной подход проектирования метаповерхности, в которой площадь материала GaAs относительно всей площади метаповерхности составляет менее 8-10%.

Продемонстрированный эффект можно объяснить с помощью комбинации нескольких явлений. Поскольку площадь, занимаемая частицами, относительно всей площади метаповерхности составляет 8%-10%, то величина прошедшего сквозь метаповерхность света является существенной. Например, величина отношения суммарного увеличения интенсивности рассеянной волны в $m=-1$ дифракционном порядке согласно расчётам составляет 6% от суммарного значения интенсивности прошедшей волны на длине волны 835 нм. Поэтому наблюдаемый после метаповерхности сигнал является результатом интерференции прошедшей сквозь метаповерхность волны света и рассеянной волны света на метаповерхности. Общая амплитуда сечения рассеяния при лазерной накачке частиц увеличивается за счёт уменьшения поглощения в материале наночастиц, что приводит к общему просветлению всей метаповерхности в указанном спектральном диапазоне [10]. Однако за счёт задержки света внутри материала частиц фазы для прошедшего и рассеянного полей различаются на величину, близкую к π .

Это приводит к тому, что рассеянная волна света и прошедшая волна света находятся в противофазе. Например, в направлении нулевого порядка дифракции волны рассеянного и прошедшего света деструктивно интерферируют друг с другом, поэтому величина $\Delta T/T$ для нулевого порядка является отрицательной. Изменение общей интенсивности в нулевом порядке дифракции выражается как:

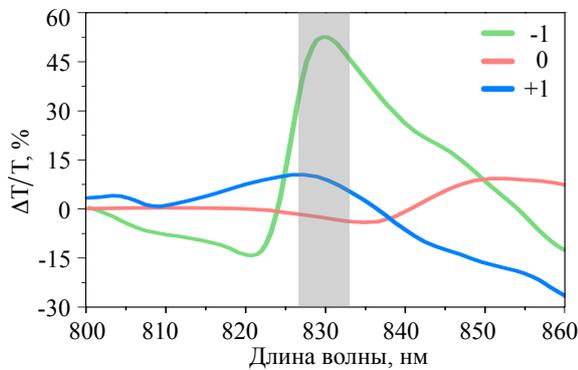
$$I = I_1 + I_2 + 2I_1 * I_2 \cos(\phi_1 + \phi_2),$$

где I_1 и I_2 – значения интенсивности рассеянного и прошедшего света соответственно. Численная оценка даёт снижение интенсивности нулевого порядка дифракции $\delta I/I$ для длины волны 835 нм на 4%, что близко к экспериментально полученному результату. При этом для $m=-1$ дифракционного порядка наблюдается увеличение общей интенсивности света, поскольку под углом, соответствующим этому дифракционному порядку, распространяется только волна рассеянного света. Подобные изменения интенсивности света в направлении дифракционных порядков с $m=0$ и $m=-1$ можно интерпретировать как эффект управления дифракцией света на метаповерхностях.

Подтверждением этому эффекту служит совпадение экспериментальных и численных результатов. Расчётные спектральные зависимости $\Delta T/T$ для $m=0, \pm 1$ дифракционных порядков в диапазоне длин волн 800 нм–860 нм продемонстрирована на рисунке IV.22. При проведении расчётов было взято, что ширина спектра лазерного излучения составляет 10 нм, частота повторения импульсов 100 кГц, а мощность импульса накачки – 10 мкВт. Видно, что:

- а) во всём спектральном диапазоне наблюдается усиление интенсивности света в $m=-1$ порядке дифракции с максимумом на длине волны 835 нм;
- б) для $m=0$ дифракционного порядка наблюдается резонанс величины $\Delta T/T$, принимающей отрицательные значения, при этом вне этой спектральной области величина $\Delta T/T$ равна нулю;

в) величина $\Delta T/T$ для $m=+1$ дифракционного порядка сравнима по максимальному значению с $\Delta T/T$ для $m=-1$ порядка, но имеет немонотонную спектральную зависимость, пересекающую ноль и достигающую отрицательных значений в окрестности длины волны 845 нм.



| | -1^{st} | 0^{th} | $+1^{st}$ |
|------------------------------|-----------|----------|-----------|
| $\Delta T_{\text{эксп.}}/T$ | +15% | -3% | +11% |
| $\Delta T_{\text{расчёт}}/T$ | +25% | -2% | +6% |

Рис. IV.22: Расчётные спектральные зависимости $\Delta T/T$ для $m=0, \pm 1$ дифракционных порядков. Красная линия соответствует порядку $m=0$, синяя – порядку $m=+1$, зелёная – порядку $m=-1$.

Экспериментальные и расчётные максимальные значения $\Delta T/T$ для исследуемых дифракционных порядков на длине волны $\lambda=835$ нм показаны в таблице на рисунке IV.22. Наблюдаемые отклонения двух результатов друг относительно друга можно связать с неидеальностью и дефектами наноструктуры, возникшими на этапе изготовления, не учтёнными ранее. Таким образом, полученные результаты свидетельствуют о преимуществе выбора схемы метаповерхности из олигомеров ми-резонансных частиц из арсенида галлия для создания оптических компонентов интегральных схем, использующих малую энергию лазерной накачки.

В таблице 1 приведено сравнение характеристик изучаемых в данной работе метаповерхностей с характеристиками некоторыми другими метаповерхностями, работающими в видимом и ближнем ИК диапазонах, которые могут использоваться в качестве полностью оптических сверхбыстрых переключателей. В таблице приведены следующие данные: в какой схеме осуществляется работа (на пропускание T или на отражение R), величина продемонстрированного в работе изменения относительной модуляции (%), значение используемого флюенса ($\text{мкДж}/\text{см}^2$), основной материал метаповерхности, длина волны накачки (нм), рассматривается ли эксперименте модуляция интенсивности рассеянного света в дифракционные порядки (да) или рассматривается полная интенсивность прошедшего или отражённого света (нет), библиографическая ссылка (Ref.). Достигнутые в диссертации результаты показывают, что $\Delta T/T$ в минус первом порядке достигает 15% при плотности энергии накачки $4.5 \text{ мкДж}/\text{см}^2$. Данный результат прокладывает путь к созданию новых сверхбыстрых устройств, требующих малой энергии лазерной накачки для эффективной оптически индуцированной сверхбыстрой модуляции интенсивности и для пространственного управления светом с помощью полупроводниковых метаповерхностей.

| T/R | % | мкДж/см ² | Материал | $\lambda_{\text{румп}}$, нм | Дифракция | Ref. |
|-----|-----|----------------------|---------------------------------|------------------------------|-----------|-------|
| T | 4.5 | 1 | GaAs | 835 | Да | * |
| T | 15 | 4.5 | GaAs | 835 | Да | * |
| R | 205 | 45 | GaAs | 1048 | Да | [87] |
| R | 490 | 215 | GaAs | 1048 | Да | [87] |
| R | 885 | 550 | GaAs | 1048 | Да | [87] |
| T | 45 | 30 | a Si:H | 775 | Нет | [75] |
| R | 15 | 45 | GaAs | 985 | Нет | [60] |
| R | 30 | 90 | GaAs | 985 | Нет | [60] |
| R | 46 | 150 | GaAs | 985 | Нет | [60] |
| T | 8 | 1390 | Au/VO ₂ | 800 | Нет | [201] |
| T | 10 | 50 | Bi ₂ Se ₅ | 400 | Нет | [202] |
| T | 16 | 100 | Bi ₂ Se ₅ | 400 | Нет | [202] |
| T | 20 | 150 | Bi ₂ Se ₅ | 400 | Нет | [202] |
| T | 21 | 200 | Bi ₂ Se ₅ | 400 | Нет | [202] |

Таблица 1: Сравнение исследуемых в данной работе метаповерхностей с другими метаповерхностями, работающих в видимом и ближнем ИК диапазонах. * – данная работа.

Заключение

Исследования, проведённые в рамках выполнения диссертационной работы, посвящены экспериментальному обнаружению эффектов управления света методом микроскопии задней фокальной плоскости при помощи резонансных оптических состояний в микроструктурах. Управление распространением оптического сигнала в планарных системах с помощью платформы блоховских поверхностных волн, а также в свободном пространстве с помощью полупроводниковых метаповерхностей, состоящих из ми-резонансных частиц, открывает широкие возможности для разработок элементарной базы для оптических интегральных схем.

Основные результаты диссертационной работы могут быть сформулированы следующим образом.

- 1) Отработана экспериментальная методика обнаружения и изучения резонансных оптических состояний в субволновых объектах, объединяющая:
 - микроскопию задней фокальной плоскости с фильтрацией в пространстве волновых векторов рассеянного излучения;
 - микроскопию утечки излучения поверхностных состояний в фотонных кристаллах и волноводных структурах;
 - времяразрешающую спектроскопию «накачка-зонд» с субпикосекундным временем разрешения.
- 2) Обнаружен эффект возбуждения блоховских поверхностных волн (БПВ) на поверхности одномерного фотонного кристалла с помощью расположенной на нём одиночной субволновой кремниевой частицы с резонансами типа Ми. Продемонстрировано спектрально-селективное возбуждение БПВ в прямом и обратном направлениях при наклонном падении излучения. Показано переключение направления распространения БПВ в пределах спектрального диапазона 30 нм с преимущественно прямого на длине волны 750 нм на преимущественно обратное на длине волны 720 нм. Возбуждение БПВ в прямом направлении происходит на длинноволновом краю магнитного дипольного резонанса частицы, а в обратном направлении – на коротковолновом.
- 3) Метод оптической микроскопии утечки излучения применён для характеристики модового состава блоховских поверхностных электромагнитных волн в волноводных структурах на поверхности одномерного фотонного кристалла. Визуализированы моды TE_{00} , TE_{01} и TE_{02} и их комбинации в планарных волноводах с высотой от 170 нм до 215 нм и шириной от 1.4 мкм до 2 мкм,

а также многомодовая интерференция мод TE_{00} - TE_{06} в планарных разветвителях с высотой 215 нм и шириной до 4.4 мкм.

- 4) Продемонстрировано субпикосекундное оптическое управление дифракцией света на метаповерхностях, состоящих из тримеров ми-резонансных частиц арсенида галлия и оптимизированных под перераспределение энергии в направлении минус первого порядка дифракции. Обнаружена оптически индуцированная модуляция интенсивности дифракционных максимумов, относительная величина которой в минус первом порядке достигает 15% при плотности энергии накачки 4.5 мкДж/см^2 . Эффект модуляции происходит вследствие оптической генерации свободных носителей в арсениде галлия, разного изменения показателя преломления разных частиц тримера и соответствующего изменения диаграммы рассеяния метаповерхности. Характерное время модуляции составляет не менее 200 фс, а характерное время релаксации составляет 1.5 пс.

Результаты диссертационной работы опубликованы в [работах](#) [A1–A9].

Список сокращений и условных обозначений

Аббревиатуры:

АСМ – атомно-силовой микроскоп;

АСО – атомно-слоевое осаждение;

БПВ – блоховские поверхностные волны;

ДЛЛ – двухфотонная лазерная литография;

ЗФП – задняя фокальная плоскость;

пЗФП – промежуточная задняя фокальная плоскость;

КМОП – комплиментарная структура металл-оксид-полупроводник;

КНИ – кремний на изоляторе;

МПЭ – молекулярно-пучковая эпитаксия;

ОТС – оптические таммовские состояния;

ППП – поверхностные плазмон-поляритоны;

ПФП – передняя фокальная плоскость;

пПФП – промежуточная передняя фокальная плоскость;

ПЭВ – поверхностная электромагнитная волна;

РИТ – реактивное ионное травление;

РЭМ (СЭМ) – растровый (сканирующий) электронный микроскоп;

СБОМ – сканирующий ближнепольный оптический микроскопия;

ТПП – таммовские плазмон-поляритоны;

ФЗЗ – фотонная запрещённая зона;

ФК – фотонный кристалл;

ХЖК – холестерический жидкий кристалл;

ЧА – числовая апертура;

ЭЛЛ – электронно-лучевая литография.

Благодарности

Автор выражает глубокую благодарность всем причастным к этой работе и к становлению автора как физика–экспериментатора и как человека. Спасибо научному и преподавательскому коллективу Физического факультета МГУ за возможность стать частью научных традиций, за вложенные знания. Особую благодарность хочется выразить моим наставникам: руководителю нашей лаборатории и своему научному руководителю профессору Федянину Андрею Анатольевичу за создание вектора и интереса к работе, за возможность прикоснуться к по-настоящему великой науке и быть частью выдающегося коллектива, а также своему научному руководителю Бессонову Владимиру Олеговичу за основополагающий вклад в моё становление как учёного и за те непростые мгновения, которые пришлось пережить, обучая меня. Это честь работать под вашим руководством.

Автор обнимает каждого члена Лаборатории Нанооптики метаматериалов за помощь и дружбу. В первую очередь, хочется сказать спасибо тем, с кем мне выпала честь решать задачи каждый день, и чей вклад в данную работу колоссален: спасибо Абрашитовой К. А., Сафронову К. И. и Антропову И. М. за совместную и богатую событиями работу над волноводной тематикой – это было самое прекрасное время! Спасибо Шорохову А. С., Снигирёву В. С. и Соболевой И. В. за интересную работу над метаповерхностями, вы – настоящие таланты. Спасибо Кокаревой Н. Г., Попковой А. А., Шилкину Д. А. и Афиногенову Б. И. за плодотворную работу над кремниевыми частицами, мы славно потрудились.

Спасибо, мои друзья: Охлопков К. И., за то, что привёл в лабораторию, да и за всё остальное, Фролов А. Ю., за доброту и за то, что всегда приходишь на помощь. Автор выражает благодарность всем остальным членам лаборатории, коллегам, благодаря которым рабочий день окрашивался яркими цветами в видимом и ближнем ИК диапазоне.

Также автор благодарен своим учителям, благодаря которым, будучи школьником, погрузился в жизнь Московского Университета: спасибо профессору Галочкину Александру Ивановичу, Бербенёвой Наталье Алексеевне, Друзе Александру Валерьевичу и профессору Мощевитину Николаю Германовичу.

И наконец, автор глубоко признателен семье, родителям, родным и друзьям за поддержку, а также любимой жене Марии и прекрасному сыну Фёдору за то, что терпите меня и за то, что вы такие волшебные.



Графический рисунок Гулькина Даниила

Работа посвящается моей маме.

Список литературы

- [1] Wagner R., Heerklotz L., Kortenbruck N., Cichos F., Back focal plane imaging spectroscopy of photonic crystals // *Appl. Phys. Lett.* – 2012. – Vol. 101, №8. – p. 081904.
- [2] Hell S. W., Far-field optical nanoscopy // *Science* – 2007. – Vol. 316, №5828. – p. 1153–1158.
- [3] Courjon D., Bainier C., Near field microscopy and near field optics // *Rep. Prog. Phys.* – 1994. – Vol. 57, №10. – p. 989.
- [4] Hecht B., Sick B., Wild U. P., Deckert V. Zenobi R., Martin O. J. F., Pohl D. W., Scanning near-field optical microscopy with aperture probes: Fundamentals and applications // *J. Chem. Phys.* – 2000. – Vol. 112, №18. – p. 7761–7774.
- [5] Dominguez D., Alharbi N., Alhusain M., Bernussi A. A., Peralta L. G., Fourier plane imaging microscopy // *J. Appl. Phys.* – 2014. – Vol. 116, №10. – p. 103102.
- [6] Drezet A., Hohenau A., Stepanov A. L., Ditlbacher H., Steinberger B., Galler N., Aussenegg F. R., Leitner A., Krenn J. R., How to erase surface plasmon fringes // *Appl. Phys. Lett.* – 2006. – Vol. 89, №9. – p. 091117.
- [7] Drezet A., Hohenau A., Koller D., Stepanov A., Ditlbacher H., Steinberger B., Aussenegg F. R., Leitner A., Krenn J. R., Leakage radiation microscopy of surface plasmon polaritons // *Mater. Sci. Eng. B* – 2008. – Vol. 149, №3. – p. 220–229.
- [8] Ландсберг Г. С., Общий курс физики: Оптика: Учебное пособие, Физматлит, 2003.
- [9] Сивухин Д. В., Курс общей физики. IV том. Оптика, М.: Наука, 2002.
- [10] Федосов И. В., Геометрическая оптика, Сателлит, 2008.
- [11] http://genphys.phys.msu.ru/mitin/Seminar/Optika_6Difr1.pdf.
- [12] https://mipt.ru/education/chair/physics/S_IV/Opt_man/405.pdf.
- [13] Борн М., Вольф Э., Основы оптики: Пер. с англ., Наука, 1973.
- [14] Le Thomas N., Houdré R., Kotlyar M. V., O'Brien D., Krauss T. F., Exploring light propagating in photonic crystals with fourier optics // *J. Opt. Soc. Am. B* – 2007. – Vol. 24, №12. – p. 2964–2971.
- [15] Dai L., Gregor I., Hocht I., Ruckstuhl T., Enderlein J., Measuring large numerical apertures by imaging the angular distribution of radiation of fluorescing molecules // *Opt. Express* – 2005. – Vol. 13, №23. – p. 9409–9414.

- [16] Русинов М. М., Композиция оптических систем, Машиностроение, 1989.
- [17] Bryce J.-F., Barbillon G., Bartenlian B., Dujardin G., Boer-Duchemin E., Le Moal E., k-space optical microscopy of nanoparticle arrays: Opportunities and artifacts// J. Appl. Phys. – 2018. – Vol. 124, №4.– p. 043102.
- [18] Snyder A. W., Love J. D., Goos-Hänchen shift// Appl. Opt. – 1976. – Vol. 15, №1.– p. 236–238.
- [19] Soboleva I. V., Moskalenko V. V., Fedyanin A. A., Giant Goos-Hänchen effect and fano resonance at photonic crystal surfaces//Phys. Rev. Lett. – 2012. – Vol. 108, №12.– p. 123901.
- [20] Балонин Н. А., Сергеев М. Б., Себерри Дж., Сеницына О. И., Окружности на решетках и матрицы Адамара// Информационно-управляющие системы – июн. 2019. – , №3.– p. 2–9.
- [21] Wriedt T., Mie theory: a review, Springer, 2012.
- [22] Кашкаров П. К., Тимошенко В. Ю., Оптика твердого тела и систем пониженной размерности, М.: Пульс, 2008.
- [23] Krishnan R. S., On the depolarisation of Tyndall scattering in colloids // Proc. Ind. Acad. Sci. – 1935. – Vol. 1, №10.– p. 717–722.
- [24] Mie G., Beiträge zur Optik trüber Medien, speziell kolloidaler Metallösungen// Ann. Phys. – 1908. – Vol. 330, №3.– p. 377–445.
- [25] Clebsch A., Ueber die Reflexion an einer Kugelfläche. Walter de Gruyter, 1863.
- [26] Lorenz L., Lyshevægelse i og uden for en af plane Lysbolger belyst Kugle.// Det Kongelige Danske Videnskabernes Selskabs Skrifter 6 – 1892. – Vol. 6, p. 1–62.
- [27] Debye P., Der Lichtdruck auf Kugeln von beliebigem Material, Vierte Folge, Ann. Phys., 1909.
- [28] Du H., Mie-scattering calculation// Appl. Opt. – 2004. – Vol. 43, №9.– p. 1951–1956.
- [29] Greengard L., Rokhlin V., A fast algorithm for particle simulations// J. Comput. Phys. – 1997. – Vol. 135, №2.– p. 280–292.
- [30] Bohren C. F., Huffman D. R., Absorption and scattering of light by small particles, John Wiley & Sons, 2008.
- [31] Kuznetsov A. I., Miroschnichenko A. E., Brongersma M. L., Kivshar Y. S., Luk'yanchuk B. S., Optically resonant dielectric nanostructures//Science – 2016. – Vol. 354, №6314.– p. aag2472.

- [32] Pendry J. B., Holden A. J., Robbins D. J., Stewart W. J., Magnetism from conductors and enhanced nonlinear phenomena // IEEE Trans. Microw. Theory Tech. – 1999. – Vol. 47, №11.– p. 2075–2084.
- [33] Kivshar Y. S., Miroshnichenko A. E., Meta-optics with Mie resonances // Opt. Photon. News – 2017. – Vol. 28, №1.– p. 24–31.
- [34] Kuznetsov A. I., Miroshnichenko A. E., Fu Y. H., Zhang J., Luk'yanchuk B. S., Magnetic light // Sci. Rep. – 2012. – Vol. 2, p. 492.
- [35] Evlyukhin A. B., Reinhardt C., Evlyukhin E., Chichkov B. N., Multipole analysis of light scattering by arbitrary-shaped nanoparticles on a plane surface // J. Opt. Soc. Am. B – 2013. – Vol. 30, №10.– p. 2589–2598.
- [36] Rutckaia V., Heyroth F., Novikov A., Shaleev M., Petrov M., Schilling J., Quantum dot emission driven by Mie resonances in silicon nanostructures // Nano Lett. – 2017. – Vol. 17, №11.– p. 6886–6892.
- [37] Vaskin A., Mashhadi S., Steinert M., Chong K. E., Keene D., Nanz S., Abass A., Rusak E., Choi D.-Y., Fernandez-Corbaton I., Pertsch T., Rockstuhl C., Noginov M. A., Kivshar Yu. S., Neshev D. N., Noginova N., Staude I., Manipulation of magnetic dipole emission from eu^{3+} with Mie-resonant dielectric metasurfaces // Nano Lett. – 2019. – Vol. 19, №2.– p. 1015–1022.
- [38] Shibanuma T., Matsui T., Roschuk T., Wojcik J., Mascher P., Albella P., Maier S. A., Experimental demonstration of tunable directional scattering of visible light from all-dielectric asymmetric dimers // ACS Photonics – 2017. – Vol. 4, №3.– p. 489–494.
- [39] Kruk S., Kivshar Y., Functional meta-optics and nanophotonics governed by Mie resonances // ACS Photonics – 2017. – Vol. 4, №11.– p. 2638–2649.
- [40] Carletti L., Locatelli A., Stepanenko O., Leo G., De Angelis C., Enhanced second-harmonic generation from magnetic resonance in AlGaAs nanoantennas // Opt Express – 2015. – Vol. 23, №20.– p. 26544–26550.
- [41] Staude I., Miroshnichenko A. E., Decker M., Fofang N. T., Liu S., Gonzales E., Dominguez J., Luk T. S., Neshev D. N., Brener I., Kivshar Y. S., Tailoring scattering through magnetic and electric resonances in subwavelength silicon nanodisks // ACS Nano – 2013. – Vol. 7, №9.– p. 7824–7832.
- [42] Geffrin J.-M., García-Cámara B, Gómez-Medina R., Albella P., Froufe-Pérez L. S., Eyraud C., Litman A., Vaillon R., González F., Nieto-Vesperinas M., Saenz J. J., Moreno F., Magnetic and electric coherence in forward-and back-scattered electromagnetic waves by a single dielectric subwavelength sphere // Nat. Commun. – 2012. – Vol. 3, №1.– p. 1171.
- [43] Sinev I. S., Bogdanov A. A., Komissarenko F. E., Frizyuk K. S., Petrov M. I., Mukhin I. S., Makarov S. V., Samusev A. K., Lavrinenko A. V., Iorsh I. V.,

- Chirality driven by magnetic dipole response for demultiplexing of surface waves // *Laser Photonics Rev.* – 2017. – Vol. 11, №5. – p. 1700168.
- [44] Staude I., Schilling J., Metamaterial-inspired silicon nanophotonics // *Nature Photon.* – 2017. – Vol. 11, №5. – p. 274.
- [45] Веселаго В. Г., Электродинамика веществ с одновременно отрицательными значениями ε и μ // *Успехи Физических Наук* – 1967. – Vol. 92, №7. – p. 517–526.
- [46] Shalaev V. M., Optical negative-index metamaterials // *Nature Photon.* – 2007. – Vol. 1, №1. – p. 41.
- [47] Smith D. R., Pendry J. B., Wiltshire M. C. K., Metamaterials and negative refractive index // *Science* – 2004. – Vol. 305, №5685. – p. 788–792.
- [48] Zheludev N. I., Kivshar Y. S., From metamaterials to metadevices // *Nature Mater.* – 2012. – Vol. 11, №11. – p. 917.
- [49] Koenderink A. F., Alù A., Polman A., Nanophotonics: Shrinking light-based technology // *Science* – 2015. – Vol. 348, №6234. – p. 516–521.
- [50] Zywiets U., Evlyukhin A. B., Reinhardt C., Chichkov B. N., Laser printing of silicon nanoparticles with resonant optical electric and magnetic responses // *Nature Commun.* – 2014. – Vol. 5, №1. – p. 1–7.
- [51] Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М., Электродинамика сплошных сред, 2-ое издание Курса Теоретической Физики, Москва «Наука», 1982.
- [52] Chong K. E., Wang L., Staude I., James A. R., Dominguez J., Liu S., Subramania G. S., Decker M., Neshev D. N., Brener I., Kivshar Y. S., Efficient polarization-insensitive complex wavefront control using Huygens' metasurfaces based on dielectric resonant meta-atoms // *ACS Photonics* – 2016. – Vol. 3, №4. – p. 514–519.
- [53] Zhao Q., Zhou J., Zhang F., Lippens D., Mie resonance-based dielectric metamaterials // *Mater. Today* – 2009. – Vol. 12, №12. – p. 60–69.
- [54] Fu Y. H., Kuznetsov A. I., Miroschnichenko A. E., Yu Y. F., Luk'yanchuk B. S., Directional visible light scattering by silicon nanoparticles // *Nature Commun.* – 2013. – Vol. 4, №1. – p. 1–6.
- [55] Love A. E. H., The integration of the equations of propagation of electric waves // *Proc. R. Soc. Lond.* – 1901. – Vol. 68, №442-450. – p. 19–21.
- [56] Decker M., Staude I., Falkner M., Dominguez J., Neshev D. N., Brener I., Pertsch T., Kivshar Y. S., High-efficiency dielectric Huygens' surfaces // *Adv. Optical Mat.* – 2015. – Vol. 3, №6. – p. 813–820.

- [57] Kalmykov A. S., Kirtaev R. V., Negrov D.V., Vainer Y. G., Melentiev P. N., Balykin V. I., An ultra-broadband wavelength-selective anisotropic plasmonic metasurface// *Laser Phys. Lett.* – 2020. – Vol. 17, №10. – p. 105901.
- [58] Yu N., Genevet P., Kats M. A., Aieta F., Tetienne J.-P., Capasso F., Gaburro Z., Light propagation with phase discontinuities: generalized laws of reflection and refraction// *Science* – 2011. – Vol. 334, №6054. – p. 333–337.
- [59] Yu Y. F., Zhu A. Y., Paniagua-Domínguez R., Fu Y. H., Luk'yanchuk B. S., Kuznetsov A. I., High-transmission dielectric metasurface with 2π phase control at visible wavelengths// *Laser Photonics Rev.* – 2015. – Vol. 9, №4. – p. 412–418.
- [60] Shcherbakov M. R., Liu S., Zubyyuk V. V., Vaskin A., Vabishchevich P. P., Keeler G., Pertsch T., Dolgova T. V., Staude I., Brener I., Fedyanin A. A., Ultrafast all-optical tuning of direct-gap semiconductor metasurfaces// *Nature Commun.* – 2017. – Vol. 8, №1. – p. 17.
- [61] Bennett B. R., Soref R. A., Del Alamo J. A., Carrier-induced change in refractive index of InP, GaAs and InGaAsP// *IEEE J. Quantum Electron.* – 1990. – Vol. 26, №1. – p. 113–122.
- [62] Shahmohammadi M., Ultrafast spectroscopy of wide bandgap semiconductor nanostructures, Technical report, EPFL, 2015.
- [63] Titkov I. E., Karpov S. Yu., Yadav A., Zerova V. L., Zulonas M., Galler B., Strassburg M., Pietzonka I., Lugauer H.-J., Rafailov E. U., Temperature-dependent internal quantum efficiency of blue high-brightness light-emitting diodes// *IEEE J. Quantum Electron.* – 2014. – Vol. 50, №11. – p. 911–920.
- [64] Efimov V. N., Amus'ya M. Ya., Ground state of a rarefied fermi gas of rigid spheres// *Sov. phys. JETP* – 1965. – Vol. 20, №2. – p. 388–394.
- [65] Sansone G., Benedetti E., Calegari F., Vozzi C., Avaldi L., Flammini R., Poletto L., Villoresi P., Altucci C., Velotta R., Stagira S., De Silvestri S., Nisoli M., Isolated single-cycle attosecond pulses// *Science* – 2006. – Vol. 314, №5798. – p. 443–446.
- [66] Samad R. E., Courrol L. C., Baldochi S. L., Vieira Junior N. D., Ultrashort laser pulses applications, InTech, 2010.
- [67] Shapiro S. L., Bradley D. J., Ippen E. P., Shank C. V., Auston D. H., Linde D., Eienthal K. B., Campillo A. J., Ultrashort light pulses: picosecond techniques and applications, Springer, 1977.
- [68] Auston D. H., Measurement of picosecond pulse shape and background level// *Appl. Phys. Lett.* – 1971. – Vol. 18, №6. – p. 249–251.
- [69] Weber H. P., Comments on the pulse width measurement with two-photon excitation of fluorescence// *Phys. Lett. A* – 1968. – Vol. 27, №5. – p. 321–322.

- [70] Giordmaine J. A., Rentzepis P. M., Shapiro S. L., Wecht K. W., Two-photon excitation of fluorescence by picosecond light pulses // *Appl. Phys. Lett.* – 1967. – Vol. 11, №7.– p. 216–218.
- [71] Armstrong J. A., Measurement of picosecond laser pulse widths // *Appl. Phys. Lett.* – 1967. – Vol. 10, №1.– p. 16–18.
- [72] Maier M., Kaiser W., Giordmaine J.A., Intense light bursts in the stimulated raman effect // *Phys. Rev. Lett.* – 1966. – Vol. 17, №26.– p. 1275.
- [73] Auston D. H., Shank C. V., Picosecond ellipsometry of transient electron-hole plasmas in germanium // *Phys. Rev. Lett.* – 1974. – Vol. 32, №20.– p. 1120.
- [74] Shelton J. W., Armstrong J. A., Measurement of the relaxation time of the eastman 9740 bleachable dye // *IEEE J. Quantum Electron.* – 1967. – Vol. 3, №12.– p. 696–697.
- [75] Shcherbakov M. R., Vabishchevich P. P., Shorokhov A. S., Chong K. E., Choi D.-Y., Staude I., Miroshnichenko A. E., Neshev D. N., Fedyanin A. A., Kivshar Y S., Ultrafast all-optical switching with magnetic resonances in nonlinear dielectric nanostructures // *Nano Lett.* – 2015. – Vol. 15, №10.– p. 6985–6990.
- [76] Lytle F. E., Parrish R. M., Barnes W. T., An introduction to time-resolved pump/probe spectroscopy // *Appl. Spectrosc.* – 1985. – Vol. 39, №3.– p. 444–451.
- [77] Hayasaki Y., Fukuda S., Hasegawa S., Juodkazis S., Two-color pump-probe interferometry of ultra-fast light-matter interaction // *Sci. Rep.* – 2017. – Vol. 7, №1.– p. 1–8.
- [78] Van Exter M., Lagendijk A., Ultrashort surface-plasmon and phonon dynamics // *Phys. Rev. Lett.* – 1988. – Vol. 60, №1.– p. 49.
- [79] Hu S. X., Collins L. A., Attosecond pump probe: exploring ultrafast electron motion inside an atom // *Phys. Rev. Lett.* – 2006. – Vol. 96, №7.– p. 073004.
- [80] Zhou Z., Li J., Su R., Yao B., Fang H., Li K., Zhou L., Liu J., Stellinga D., Reardon C. P., Krauss T.F., Wang X., Efficient silicon metasurfaces for visible light // *ACS Photonics* – 2017. – Vol. 4, №3.– p. 544–551.
- [81] Zhou Z.-X., Ye M.-J., Yu M.-W., Yang J.-H., Su K.-L., Yang C.-C., Lin C.-Y., Babicheva V. E., Timofeev I. V., Chen K.-P., Germanium metasurfaces with lattice kerker effect in near-infrared photodetectors // *ACS Nano* – 2022. – Vol. 16, №4.– p. 5994–6001.
- [82] Liu S., Keeler G. A., Reno J. L., Sinclair M. B., Brener I., III–V semiconductor nanoresonators – A new strategy for passive, active, and nonlinear all-dielectric metamaterials // *Adv. Optical Mat.* – 2016. – Vol. 4, №10.– p. 1457–1462.

- [83] Bean J. C., Silicon-based semiconductor heterostructures: column iv bandgap engineering// Proc. IEEE – 1992. – Vol. 80, №4.– p. 571–587.
- [84] Burns L. M., Applications for gaas and silicon integrated circuits in next generation wireless communication systems // IEEE J. Solid-State Circuits – 1995. – Vol. 30, №10.– p. 1088–1095.
- [85] Baranov D. G., Makarov S. V., Krasnok A. E., Belov P. A., Alù A., Tuning of near-and far-field properties of all-dielectric dimer nanoantennas via ultrafast electron-hole plasma photoexcitation// Laser Photonics Rev. – 2016. – Vol. 10, №6.– p. 1009–1015.
- [86] Kerker M., Wang D.-S., C. L. Giles, Electromagnetic scattering by magnetic spheres// J. Opt. Soc. Am. – 1983. – Vol. 73, №6.– p. 765–767.
- [87] Vabishchevich P. P., Vaskin A, Karl N., Reno J. L., Sinclair M. B., Staude I., Brener I., Ultrafast all-optical diffraction switching using semiconductor metasurfaces// Appl. Phys. Lett. – 2021. – Vol. 118, №21.– p. 211105.
- [88] Мишина Е. Д., Буряков А. М., Пономарев Д. С., Новые материалы и структуры для эффективной терагерцовой спектроскопии// Радиотехника и электроника – 2021. – Vol. 66, №9.– p. 891–900.
- [89] Hale L. L., Jung H., Gennaro S. D., Briscoe J., Harris C. T., Luk T. S., Addamane S. J., Reno J. L., Brener I., Mitrofanov O., Terahertz pulse generation from GaAs metasurfaces// ACS Photonics – 2022. – Vol. 9, №4.– p. 1136–1142.
- [90] Ponomarev D. S., Gorodetsky A., Yachmenev A. E., Pushkarev S. S., Khabibullin R. A., Grekhov M. M., Zaytsev K. I., Khusyainov D. I., Buryakov A. M., Mishina E. D., Enhanced terahertz emission from strain-induced InGaAs/InAlAs superlattices// J. Appl. Phys. – 2019. – Vol. 125, №15.– p. 151605.
- [91] Buryakov A., Khusyainov D., Mishina E., Yachmenev A., Khabibullin R., Ponomarev D., Effect of epitaxial stresses on the time dynamics of photoexcited charge carriers in InGaAs-based superlattices// MRS Advances – 2019. – Vol. 4, №1.– p. 15–20.
- [92] Верецагин И. К., Кокин С. М., Никитенко В. А., Селезиев В. А., Серов В. А., Физика твердого тела. Учебное пособие для вузов, М.: Высшая школа, 2001.
- [93] Ашкрофт Н., Мермин Н., Физика твердого тела: в 2 т, I–II. м.: Мир., 1979.
- [94] Bloch F., Über die quantenmechanik der elektronen in kristallgittern// Z. Phys – 1928. – Vol. 52, p. 555.
- [95] De L. Kronig R., Penney W. G., Quantum mechanics of electrons in crystal lattices// Proc. R. Soc. Lond., Ser. A – 1931. – Vol. 130, №814.– p. 499–513.

- [96] Лифшиц И. М., Пикар С. И., Таммовские связанные состояния электронов на поверхности кристалла и поверхностные колебания атомов решётки // УФН – 1955. – Vol. 56, №8. – p. 531–568.
- [97] Тамм И. Е., О возможной связи электронов на поверхности кристалла // Z. Phys – 1932. – Vol. 76, p. 849.
- [98] Тамм И. Е., Собрание научных трудов, том 1, М.:Наука, 1975.
- [99] Дэвисон С., Левин Д., Поверхностные (таммовские) состояния, М.: Мир, 1973.
- [100] Филиппов А. Ф., Введение в теорию дифференциальных уравнений, Москва: УРСС, 2007.
- [101] Yeh P., Yariv A., Hong C.-S., Electromagnetic propagation in periodic stratified media. I. general theory // J. Opt. Soc. Am. – 1977. – Vol. 67, p. 423–438.
- [102] Yariv A., Yeh P., Optical waves in crystals, Vol. 5, Wiley, 1984.
- [103] Виноградов А. П., Дорофеев А. В., Мерзликин А. М., Лисянский А. А., Поверхностные состояния в фотонных кристаллах // УФН – 2010. – Vol. 180, №3. – p. 249–263.
- [104] Zouhdi S., Dorofeenko A. V., Merzlikin A. M., Vinogradov A. P., Theory of zero-width band gap effect in photonic crystals made of metamaterials // Phys. Rev. B – 2007. – Vol. 75, №3. – p. 035125.
- [105] Yariv A., Yeh P., Electromagnetic propagation in periodic stratified media. II. birefringence, phase matching, and x-ray lasers // J. Opt. Soc. Am. – 1977. – Vol. 67, №4. – p. 438–447.
- [106] Sakoda K., Optical properties of photonic crystals, Vol. 80, Springer, 2005.
- [107] Yeh P., Yariv A., Cho A. Y., Optical surface waves in periodic layered media // Appl. Phys. Lett. – 1978. – Vol. 32, №2. – p. 104–105.
- [108] Badugu R., Mao J., Blair S., Zhang D., Descrovi E., Angelini A., Huo Y., Lakowicz J. R., Bloch surface wave-coupled emission at ultraviolet wavelengths // J. Phys. Chem. C – 2016. – Vol. 120, №50. – p. 28727–28734.
- [109] Kovalevich T., Boyer P., Suarez M., Salut R., Kim M.-S., Herzig H. P., Bernal M.-P., Grosjean T., Polarization controlled directional propagation of Bloch surface wave // Opt. Express – 2017. – Vol. 25, №5. – p. 5710–5715.
- [110] Zhang C., Liu Q., Peng X., Ouyang Z., Shen S., Sensitive THz sensing based on fano resonance in all-polymeric Bloch surface wave structure // Nanophotonics – 2021. – Vol. 10, №15. – p. 3879–3888.
- [111] Guillermain E., Lysenko V., Benyattou T., Surface wave photonic device based on porous silicon multilayers // J. Lumin. – 2006. – Vol. 121, №2. – p. 319–321.

- [112] Afinogenov B. I., Bessonov V. O., Nikulin A. A., Fedyanin A. A., Observation of hybrid state of tamm and surface plasmon-polaritons in one-dimensional photonic crystals// *Appl. Phys. Lett.* – 2013. – Vol. 103, №6.– p. 061112.
- [113] Perani T., Liscidini M., Long-range Bloch surface waves in photonic crystal ridges// *Opt. Lett.* – 2020. – Vol. 45, №23.– p. 6534–6537.
- [114] Sinibaldi A., Danz N., Descrovi E., Munzert P., Schulz U., Sonntag F., Dominici L., Michelotti F., Direct comparison of the performance of bloch surface wave and surface plasmon polariton sensors// *Sens. Actuators B Chem.* – 2012. – Vol. 174, p. 292–298.
- [115] Descrovi E., Sfez T., Quaglio M., Brunazzo D., Dominici L., Michelotti F., Herzig H. P., Martin O. J. F., Giorgis F., Guided Bloch surface waves on ultrathin polymeric ridges// *Nano Lett.* – 2010. – Vol. 10, №6.– p. 2087–2091.
- [116] Yu L., Barakat E., Sfez T., Hvozdar L., Di Francesco J., Herzig H. P., Manipulating bloch surface waves in 2D: a platform concept-based flat lens // *Light Sci. Appl.* – 2014. – Vol. 3, №1.– p. e124.
- [117] Dubey R., Lahijani B. V., Barakat E., Häyrynen M., Roussey M., Kuittinen M., Herzig H. P., Near-field characterization of a bloch-surface-wave-based 2d disk resonator// *Opt. Lett.* – 2016. – Vol. 41, №21.– p. 4867–4870.
- [118] Takayama O., Bogdanov A. A., Lavrinenko A. V., Photonic surface waves on metamaterial interfaces// *J. Phys.: Condens. Matter* – 2017. – Vol. 29, №46.– p. 463001.
- [119] Timofeev I. V., Lee W. *Soft Photonic Crystals and Metamaterials 2022.*
- [120] Bobrovsky A., Ryabchun A., Shibaev V., Liquid crystals photoalignment by films of side-chain azobenzene-containing polymers with different molecular structure// *J. Photochem. Photobiol. A: Chem* – 2011. – Vol. 218, №1.– p. 137–142.
- [121] Гулькин Д. Н., Бессонов В. О., Соболева И. В., Ежов А. А., Федянин А. А., Оптические таммовские состояния на границе раздела холестерический жидкий кристалл-металл // *Известия Самарского научного центра РАН* – 2015. – Vol. 17, №2-1.– .
- [122] Vetrov S. Ya., Pyatnov M. V., Timofeev I. V., Surface modes in «photonic cholesteric liquid crystal–phase plate–metal» structure// *Opt. Lett.* – 2014. – Vol. 39, №9.– p. 2743–2746.
- [123] Bobrovsky A., Svyakhovskiy S., Bogdanov A., Shibaev V., Cigl M., Hamplová V., Bubnov A., Photocontrollable photonic crystals based on porous silicon filled with photochromic liquid crystalline mixture// *Adv. Opt. Mater.* – 2020. – Vol. 8, №22.– p. 2001267.

- [124] Bikbaev R. G., Vetrov S. Ya., Timofeev I. V., Hybrid Tamm and surface plasmon polaritons in resonant photonic structure// *J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transf.* – 2020. – Vol. 253, p. 107156.
- [125] Vyunishev A. M., Bikbaev R. G., Svyakhovskiy S. E., Timofeev I. V., Pankin P. S., Evlashin S. A., Vetrov S. Ya., Myslivets S. A., Arkhipkin V. G., Broadband Tamm plasmon polariton// *JOSA B* – 2019. – Vol. 36, №8.– p. 2299–2305.
- [126] Pankin P. S., Vetrov S. Ya., Timofeev I. V., Tunable hybrid Tamm-microcavity states// *JOSA B* – 2017. – Vol. 34, №12.– p. 2633–2639.
- [127] Ramos-Mendieta F., Halevi P., Electromagnetic surface modes of a dielectric superlattice: the supercell method// *J. Opt. Soc. Am. B* – 1997. – Vol. 14, №2.– p. 370–381.
- [128] Descrovi E., Barakat El., Angelini A., Munzert P., De Leo N., Boarino L., Giorgis F., Herzig H. P., Leakage radiation interference microscopy// *Opt. Lett.* – 2013. – Vol. 38, №17.– p. 3374–3376.
- [129] Marchetti R., Lacava C., Khokhar A., Chen X., Cristiani I., Richardson D. J., Reed G. T., Petropoulos P., Minzioni P., High-efficiency grating-couplers: demonstration of a new design strategy// *Sci. Rep.* – 2017. – Vol. 7, №1.– p. 1–8.
- [130] Kretschmann E., Decay of non radiative surface plasmons into light on rough silver films. comparison of experimental and theoretical results// *Opt. Commun.* – 1972. – Vol. 6, №2.– p. 185–187.
- [131] Koju V., Robertson W. M., Excitation of Bloch-like surface waves in quasi-crystals and aperiodic dielectric multilayers// *Opt. Lett.* – 2016. – Vol. 41, №13.– p. 2915–2918.
- [132] Bethune D. S., Optical harmonic generation and mixing in multilayer media: analysis using optical transfer matrix techniques// *J. Opt. Soc. Am. B* – 1989. – Vol. 6, №5.– p. 910–916.
- [133] Bethune D. S., Optical harmonic generation and mixing in multilayer media: extension of optical transfer matrix approach to include anisotropic materials// *J. Opt. Soc. Am. B* – 1991. – Vol. 8, №2.– p. 367–373.
- [134] Balevicius Z., Baskys A., Optical dispersions of bloch surface waves and surface plasmon polaritons: Towards advanced biosensors// *Materials* – 2019. – Vol. 12, №19.– p. 3147.
- [135] Sinev I. S., Komissarenko F. E., Iorsh I. V., Permyakov D. V., Samusev A. K., Bogdanov A. A., Steering of guided light with dielectric nanoantennas// *ACS Photonics* – 2020. – Vol. 7, №3.– p. 680–686.

- [136] Petrov M. I., Sukhov S. V., Bogdanov A. A., Shalin A. S., Dogariu A., Surface plasmon polariton assisted optical pulling force// *Laser Photonics Rev.* – 2016. – Vol. 10, №1.– p. 116–122.
- [137] Angelini A., Lamberti A., Ricciardi S., Frascella F., Munzert P., De Leo N., Descrovi E., In-plane 2D focusing of surface waves by ultrathin refractive structures// *Opt. Lett.* – 2014. – Vol. 39, №22.– p. 6391–6394.
- [138] Yu L., Barakat E., Di Francesco J., Herzig H. P., Two-dimensional polymer grating and prism on Bloch surface waves platform// *Opt. Express* – 2015. – Vol. 23, №25.– p. 31640–31647.
- [139] Kim M.-S., Vosoughi Lahijani B., Deschermes N., Straubel J., Negredo F., Rockstuhl C., Häyrynen M., Kuittinen M., Roussey M., Herzig H. P., Subwavelength focusing of Bloch surface waves// *ACS Photonics* – 2017. – Vol. 4, №6.– p. 1477–1483.
- [140] Bozhevolnyi S. I., Volkov V. S., Devaux E., Ebbesen T. W., Channel plasmon-polariton guiding by subwavelength metal grooves// *Phys. Rev. Lett.* – 2005. – Vol. 95, №4.– p. 046802.
- [141] Holmgaard T., Bozhevolnyi S. I., Theoretical analysis of dielectric-loaded surface plasmon-polariton waveguides // *Phys. Rev. B* – 2007. – Vol. 75, №24.– p. 245405.
- [142] Massenot S., Grandidier J., Bouhelier A., Colas Francis G., Markey L., Weeber J.-C., Dereux A., J. Renger, González M. U., Quidant R., Polymer-metal waveguides characterization by Fourier plane leakage radiation microscopy // *Appl. Phys. Lett.* – 2007. – Vol. 91, №24.– p. 243102.
- [143] Wang R., Xia H., Zhang D., Chen J., Zhu L., Wang Y., Yang E., Zang T., Wen X., Zou G., Wang P., Ming H., Badugu R., Lakowicz J. R., Bloch surface waves confined in one dimension with a single polymeric nanofibre// *Nature Commun.* – 2017. – Vol. 8, p. 14330.
- [144] Sfez T., Descrovi E., Yu L., Brunazzo D., Quaglio M., Dominici L., Nakagawa W., Michelotti F., Giorgis F., Martin O. J. F., Herzig H. P., Bloch surface waves in ultrathin waveguides: near-field investigation of mode polarization and propagation// *J. Opt. Soc. Am. B* – 2010. – Vol. 27, №8.– p. 1617–1625.
- [145] Meade R. D., Brommer K. D., Rappe A. M., Joannopoulos J. D., Electromagnetic bloch waves at the surface of a photonic crystal// *Phys. Rev. B* – 1991. – Vol. 44, №19.– p. 10961.
- [146] Chen J., Zhang D., Wang P., Ming H., Lakowicz J. R., Strong polarization transformation of Bloch surface waves// *Phys. Rev. Appl.* – 2018. – Vol. 9, №2.– p. 024008.

- [147] Descrovi E., Sfez T., Dominici L., Nakagawa W., Michelotti F., Giorgis F., Herzig H.-P., Near-field imaging of Bloch surface waves on silicon nitride one-dimensional photonic crystals// *Opt. Express* – 2008. – Vol. 16, №8.– p. 5453–5464.
- [148] Tang X., Luo H., Chen J., Badugu R., Wang P., Lakowicz J. R., Zhang D., Converting the guided modes of bloch surface waves with the surface pattern// *J. Opt. Soc. Am. B* – 2021. – Vol. 38, №5.– p. 1579–1585.
- [149] Stepanov A. L., Krenn J. R., Ditzbacher H., Hohenau A., Drezet A., Steinberger B., Leitner A., Aussenegg F. R., Quantitative analysis of surface plasmon interaction with silver nanoparticles// *Opt. Lett.* – 2005. – Vol. 30, №12.– p. 1524–1526.
- [150] Hartmann N., Piatkowski D., Ciesielski R., Mackowski S., Hartschuh A., Radiation channels close to a plasmonic nanowire visualized by back focal plane imaging// *ACS Nano* – 2013. – Vol. 7, №11.– p. 10257–10262.
- [151] Hohenau A., Krenn J. R., Drezet A., Mollet O., Huan S., Genet C., Stein B., Ebbesen T.W, Surface plasmon leakage radiation microscopy at the diffraction limit// *Opt. Express* – 2011. – Vol. 19, №25.– p. 25749–25762.
- [152] Пячин С. А., Пугачевский М. А., Новые технологии получения функциональных наноматериалов: лазерная абляция, электроискровое воздействие, Хабаровск, 2013.
- [153] Анисимов С. И., Лукьянчук Б. С., Избранные задачи теории лазерной абляции// *Успехи Физических Наук* – 2002. – Vol. 172, №3.– p. 301–333.
- [154] Willis D. A., Grosu V., Microdroplet deposition by laser-induced forward transfer// *Appl. Phys. Lett.* – 2005. – Vol. 86, №24.– p. 244103.
- [155] Barcikowski S., Hahn A., Kabashin A. V., Chichkov B. N., Properties of nanoparticles generated during femtosecond laser machining in air and water // *Appl. Phys. A* – 2007. – Vol. 87, №1.– p. 47–55.
- [156] Kuznetsov A. I., Koch J., Chichkov B. N., Laser-induced backward transfer of gold nanodroplets// *Opt. Express* – 2009. – Vol. 17, №21.– p. 18820–18825.
- [157] Kuznetsov A. I., Koch J., Chichkov B. N., Nanostructuring of thin gold films by femtosecond lasers// *Appl. Phys. A* – 2009. – Vol. 94, №2.– p. 221–230.
- [158] Malinauskas M., Farsari M., Piskarskas A., Juodkazis S., Ultrafast laser nanostructuring of photopolymers: A decade of advances// *Phys. Rep.* – 2013. – Vol. 533, №1.– p. 1–31.
- [159] Chang W., Chuang W., Ho C., Yarn K., High-resolution periodical structure on polycarbonate using holographic interferometry and electroforming process // *J. Optoelectron. Adv. Mater* – 2006. – Vol. 8, №3.– p. 1243.

- [160] Watt F., Bettiol A. A., Van Kan J. A., Teo E. J., Breese M. B. H., Ion beam lithography and nanofabrication: a review // *Int. J. Nanosci.* – 2005. – Vol. 4, №03.– p. 269–286.
- [161] Donthu S., Pan Z., Myers B., Shekhawat G., Wu N., Dravid V., Facile scheme for fabricating solid-state nanostructures using e-beam lithography and solution precursors // *Nano Lett.* – 2005. – Vol. 5, №9.– p. 1710–1715.
- [162] Guckel H., High-aspect-ratio micromachining via deep x-ray lithography // *Proc. IEEE* – 1998. – Vol. 86, №8.– p. 1586–1593.
- [163] Haske W., Chen V. W., Hales J. M., Dong W., Barlow S., Marder S. R., Perry J. W., 65 nm feature sizes using visible wavelength 3-d multiphoton lithography // *Opt. Express* – 2007. – Vol. 15, №6.– p. 3426–3436.
- [164] Petrov A. K., Bessonov V. O., Abrashitova K. A., Kokareva N. G., Safronov K. R., Barannikov A. A., Ershov P. A., Klimova N. B., Lyatun I. I., Yunkin V. A., Polikarpov M., Snigireva I., Fedyanin A. A., Snigirev A., Polymer X-ray refractive nano-lenses fabricated by additive technology // *Opt. Express* – 2017. – Vol. 25, №13.– p. 14173–14181.
- [165] Farsari M., Chichkov B. N., Two-photon fabrication // *Nat. Photonics* – 2009. – Vol. 3, №8.– p. 450–452.
- [166] Pearl S., Rotenberg N., Driel H. M., Three photon absorption in silicon for 2300–3300 nm // *Appl. Phys. Lett.* – 2008. – Vol. 93, №13.– p. 131102.
- [167] Nathan V., Guenther A. H., Mitra S. S., Review of multiphoton absorption in crystalline solids // *J. Opt. Soc. Am. B* – 1985. – Vol. 2, №2.– p. 294–316.
- [168] Göppert-Mayer M., Über elementarakte mit zwei quantensprüngen // *Ann. Phys.* – 1931. – Vol. 401, №3.– p. 273–294.
- [169] Ruzin S., Aaron H., 1P vs 2P fluorescence imaging, microscopy.berkeley.edu.
- [170] Chen N., Gao G., Chong S. P., Focal modulation microscopy: Principle and techniques, InTech, 2012.
- [171] Farsari M., Vamvakaki M., Chichkov B. N., Multiphoton polymerization of hybrid materials // *J. Opt.* – 2010. – Vol. 12, №12.– p. 124001.
- [172] Foerthner M., Rumler M., Stumpf F., Fader R., Rommel M., Frey L., Girschikofsky M., Belle S., Hellmann R., Klein J. J., Hybrid polymers processed by substrate conformal imprint lithography for the fabrication of planar bragg gratings // *Appl. Phys. A* – 2016. – Vol. 122, №3.– p. 240.
- [173] Liu J., Cai B., Zhu J., Ding G., Zhao X., Yang C., Chen D., Process research of high aspect ratio microstructure using SU-8 resist // *Microsyst. Technol.* – 2004. – Vol. 10, №4.– p. 265–268.

- [174] Scott T. F., Kloxin C. J., Forman D. L., McLeod R. R., Bowman C. N., Principles of voxel refinement in optical direct write lithography // *J. Mater. Chem.* – 2011. – Vol. 21, №37. – p. 14150–14155.
- [175] Lee K.-S., Kim R. H., Yang D.-Y., Park S. H., Advances in 3D nano/microfabrication using two-photon initiated polymerization // *Prog. Polym. Sci.* – 2008. – Vol. 33, №6. – p. 631–681.
- [176] Reinhardt C., Passinger S., Chichkov B. N., Marquart C., Radko I. P., Bozhevolnyi S.I., Laser-fabricated dielectric optical components for surface plasmon polaritons // *Opt. Lett.* – 2006. – Vol. 31, №9. – p. 1307–1309.
- [177] Cao W., Elsayed-Ali H. E., Stability of Ag nanoparticles fabricated by electron beam lithography // *Mater. Lett.* – 2009. – Vol. 63, №26. – p. 2263–2266.
- [178] Tseng A. A., Chen K., Chen C. D., Ma K.J., Electron beam lithography in nanoscale fabrication: recent development // *IEEE Trans Elec Pack Manufac.* – 2003. – Vol. 26, №2. – p. 141–149.
- [179] Chang T. H. P., Proximity effect in electron-beam lithography // *J. Vac. Sci. Technol.* – 1975. – Vol. 12, №6. – p. 1271–1275.
- [180] Altissimo M., E-beam lithography for micro-/nanofabrication // *Biomicrofluidics* – 2010. – Vol. 4, №2. – p. 026503.
- [181] Cho A. Y., Arthur J. R., Molecular beam epitaxy // *Prog. Solid State Chem.* – 1975. – Vol. 10, p. 157–191.
- [182] Sasaki Y., Katayama T., Koishi T., Shibahara K., Yokoyama S., Miyazaki S., Hirose M., High-speed gas epitaxial lift-off and bonding with high alignment accuracy using a sapphire plate // *J. Electrochem. Soc.* – 1999. – Vol. 146, №2. – p. 710–712.
- [183] Hu E. L., Howard R. E., Reactive-ion etching of GaAs and InP using $\text{CCl}_2\text{F}_2/\text{Ar}/\text{O}_2$ // *Appl. Phys. Lett.* – 1980. – Vol. 37, №11. – p. 1022–1024.
- [184] George S. M., Atomic layer deposition: an overview // *Chem. Rev.* – 2010. – Vol. 110, №1. – p. 111–131.
- [185] Makarov S. V., Kolotova L., Starikov S., Zywiets U., Chichkov B. N., Resonant silicon nanoparticles with controllable crystalline states and nonlinear optical responses // *Nanoscale* – 2018. – Vol. 10, №24. – p. 11403–11409.
- [186] Afinogenov B. I., Kokareva N. G., Gulkin D. N., Shilkin D. A., Zhigunov D. M., Bessonov V. O., Fedyanin A.A. Directional excitation of Bloch surface waves by laser-printed Mie nanoparticles In *Proc. SPIE V. 11461* pages 73–77. SPIE 2020.

- [187] Safronov K. R., Bessonov V. O., Akhremenkov D. V., Sirotin M. A., Romodina M. N., Lyubin E. V., Soboleva I. V., Fedyanin A. A., Miniature Otto prism coupler for integrated photonics // *Laser Photonics Rev.* – 2022. – Vol. 16, №4. – p. 2100542.
- [188] Шилкин Д. А., Федянин А.А., Оптическая левитация ми-резонансных кремниевых частиц в поле блоховских поверхностных электромагнитных волн // *Письма в ЖЭТФ* – 2022. – Vol. 115, №3. – p. 157–162.
- [189] Kostina N., Petrov M., Bobrovs V., Shalin A. S., Optical pulling and pushing forces via bloch surface waves // *Opt. Lett.* – 2022. – Vol. 47, №18. – p. 4592–4595.
- [190] Shilkin D. A., Lyubin E. V., Shcherbakov M. R., Lapine M., Fedyanin A. A., Directional optical sorting of silicon nanoparticles // *ACS Photonics* – 2017. – Vol. 4, №9. – p. 2312–2319.
- [191] Barachati F., Fieramosca A., Hafezian S., Gu J., Chakraborty B., Ballarini D., Martinu L., V. Menon, Sanvitto D., Kéna-Cohen S., Interacting polariton fluids in a monolayer of tungsten disulfide // *Nat. Nanotechnol.* – 2018. – Vol. 13, №10. – p. 906–909.
- [192] Shilkin D. A., Lyubin E. V., Soboleva I. V., Fedyanin A. A., Direct measurements of forces induced by Bloch surface waves in a one-dimensional photonic crystal // *Opt. Lett.* – 2015. – Vol. 40, №21. – p. 4883–4886.
- [193] Konopsky V. N., Alieva E. V., Alyatkin S. Yu., Melnikov A. A., Chekalin S. V., Agranovich V. M., Phase-matched third-harmonic generation via doubly resonant optical surface modes in 1d photonic crystals // *Light Sci. Appl.* – 2016. – Vol. 5, №11. – p. e16168–e16168.
- [194] Holmgaard T., Bozhevolnyi S. I., Markey L., Dereux A., Krasavin A. V., Bolger P., Zayats A. V., Efficient excitation of dielectric-loaded surface plasmon-polariton waveguide modes at telecommunication wavelengths // *Phys. Rev. B* – 2008. – Vol. 78, №16. – p. 165431.
- [195] Dubey R., Barakat E., Häyrynen M., Roussey M., Honkanen S. K., Kuittinen M., Herzig H. P., Experimental investigation of the propagation properties of Bloch surface waves on dielectric multilayer platform // *J. Eur. Opt. Soc* – 2017. – Vol. 13, №1. – p. 1–9.
- [196] Lahijani B. V., Descharmes N., Barbey R., Osowiecki G. D., Wittwer V. J., Razskazovskaya O., Südmeyer T., Herzig H. P., Optical surface waves on one-dimensional photonic crystals: investigation of loss mechanisms and demonstration of centimeter-scale propagation // *arXiv:physics/1907.00187* – 2019. – , .

- [197] Kalmykov A. S., Kirtaev R. V., Negrov D.V., Melentiev P. N., Balykin V. I., Surface plasmon wave propagation length measurement at a telecom wavelength // *Laser Phys. Lett.* – 2020. – Vol. 17, №4.– p. 045901.
- [198] Soldano L. B., Pennings E. C. M., Optical multi-mode interference devices based on self-imaging: principles and applications // *J. Lightwave Technol.* – 1995. – Vol. 13, №4.– p. 615–627.
- [199] <http://avesta.ru/product/og-v-selektor-impulsov-c-reguliruemoj-dlitelnostyu>.
- [200] Zubyyuk V. V., Vabishchevich P. P., Shcherbakov M. R., Shorokhov A. S., Fedotova A. N., Liu S., Keeler G., Dolgova T. V., Staude I., Brener I., Fedyanin A. A., Low-power absorption saturation in semiconductor metasurfaces // *ACS Photonics* – 2019. – Vol. 6, №11.– p. 2797–2806.
- [201] Kang T., Ma Z., Qin J., Peng Z., Yang W., Huang T., Xian S., Xia S., Yan W., Yang Y., Sheng Z., Shen J., Li C., Deng L., Bi L., Large-scale, power-efficient Au/VO₂ active metasurfaces for ultrafast optical modulation // *Nanophotonics* – 2021. – Vol. 10, №2.– p. 909–918.
- [202] Hu. Y., Tong M., Cheng X., Zhang J., Hao H., You J., Zheng X., Jiang T., Bi₂Se₃-functionalized metasurfaces for ultrafast all-optical switching and efficient modulation of terahertz waves // *ACS Photonics* – 2021. – Vol. 8, №3.– p. 771–780.

Приложения

Приложение А: Технология изготовления метаповерхностей

Первая последовательность, промежуточная

- а) Первым шагом с помощью метода ЭЛЛ (рис. IV.23а) в начале выращивалась тонкая кристаллическая плёнка GaAs (200 нм) на подложке GaAs с промежуточным слоем между ним из арсенида алюминия галлия (AlGaAs) толщиной 50 нм. Этот слой AlGaAs работал как стоп-слой во время последующего влажного химического травления, поэтому использовалась высокая концентрация Al (до 90%) для лучшей селективности. После этого выращивается плёнка GaAs необходимой толщины (порядка 300 нм).

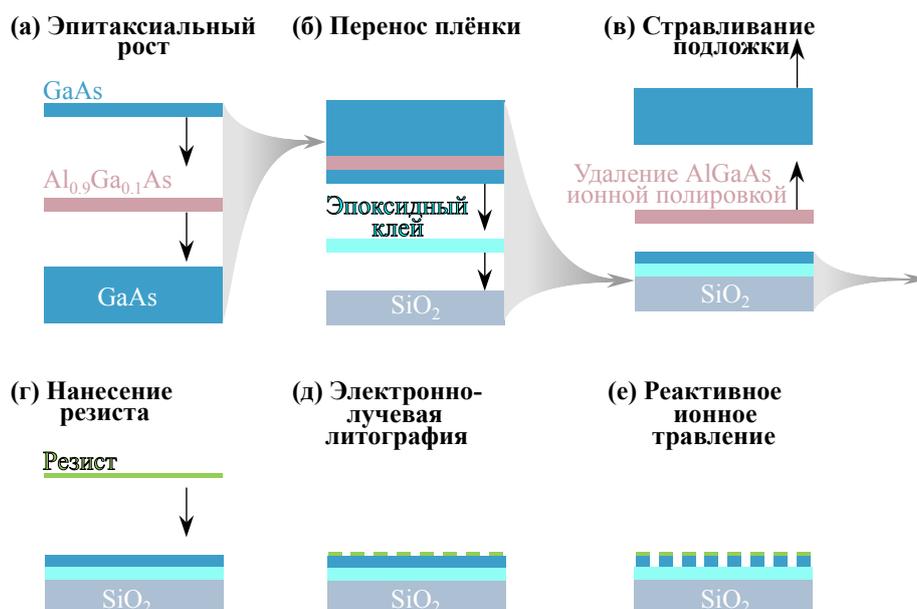


Рис. IV.23: Схема процесса изготовления метаповерхностей на основе арсенида галлия с помощью первой последовательности (из Главы IV).

- б) На следующем шаге (рис. IV.23б) образец гетероструктуры наклеивается (стороной где плёнка GaAs) на стеклянную подложку с помощью прозрачного эпоксидного клея Epotek с показателем преломления, близким к показателю преломления стекла в видимом и ближнем ИК диапазонах.
- в) Затем (рис. IV.23в) с помощью жидкостного травления в растворе перекиси водорода и лимонной кислоты часть GaAs-подложки (по центру образца)

удаляется до стоп-слоя (используемого на первом шаге AlGaAs), после чего стоп-слой убирается ионной полировкой.

- г) После этого (рис. IV.23г-д) на проявившуюся после полировки плёнку GaAs с помощью центрифугирования наносится негативный резист ma-N 2403.
- д) При экспонировании методом электронно-лучевой литографии записывается необходимая маска. Проявление осуществляется в растворе ma-D-525, а окончательное затвердевание происходит под воздействием излучения ультрафиолетовой лампы.
- е) После этого образец помещается в плазменную камеру с низким давлением (рис. IV.23е), в которой под действием хлора происходит реактивное ионное травление образца. После этого маска удаляется.

Вторая последовательность, итоговая

Методика изготовления отличается другой последовательностью этапов и добавлением этапа пассивации.

- а) Первый шаг в виде эпитаксиального переноса аналогичен с предыдущей схемой (рис. IV.24а).

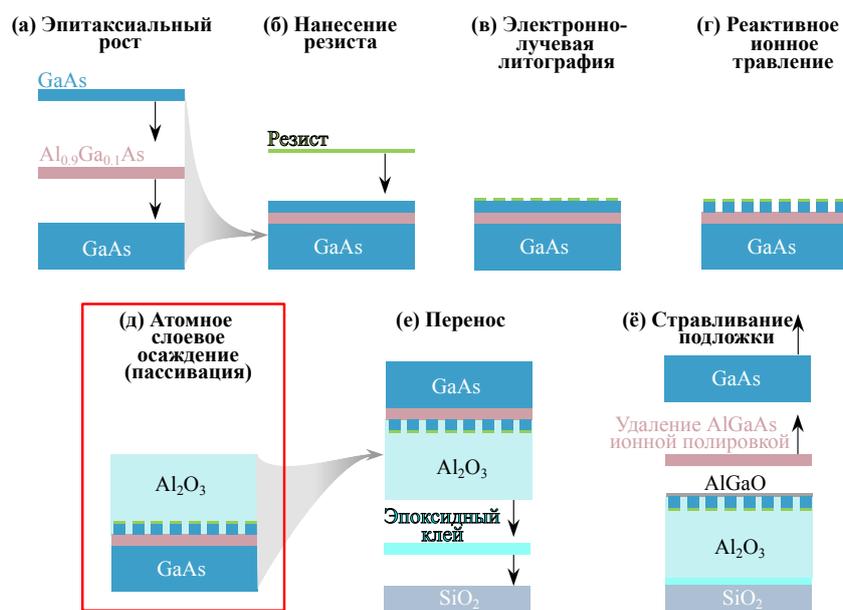


Рис. IV.24: Схема обновлённого процесса изготовления метаповерхностей на основе арсенида галлия с помощью второй последовательности: красной рамкой (д) отмечен новый внедрённый этап — атомно-слоевое осаждение (из Главы IV).

- б-г) Однако уже на втором шаге, применяя метод ЭЛЛ, создаётся резистивная маска поверх плёнки GaAs, которая затем протравливается с помощью РИТ (рис. IV.24б-г). Здесь в качестве резистивной маски использовался отрицательный резист HSQ (Dow corning XR-1541) толщиной 60 нм. Плазменное травление производилось в системе Plasmalab System 100 (Oxford, RIE

Etching) с использованием травильного газа Cl_2 при следующих условиях: расход в минуту $\text{Cl}_2=5 \text{ см}^3$ (5 sccm); давление газа = 4 мТорр; мощность индуктивно-связанной плазмы (англ., ICP)=250 Вт; мощность радиочастотной катушки (англ. RF)=20 Вт; температура образца=50° С (скорость травления для GaAs составляет примерно 13 нм/с).

- д) После формирования плёнки полученная структура пассивировалась слоем Al_2O_3 толщиной 400 нм, с помощью метода атомного слоевого осаждения, рис. IV.24д.
- е) Затем образец переносится на подложку SiO_2 , закрепляясь на ней прозрачным эпоксидным клеем Epotek 305 (рис. IV.24е).
- ё) Обратная сторона пластины удаляется методами механической полировки и мокрого химического травления (рис. IV.24ё). После травления слой AlGaAs превратился в оксидную пленку с показателем преломления, близким к 1.6 для исследуемой области спектра 700 нм–1000 нм.

Приложение В: Используемые теоремы

Теорема 1 (Флоке-Ляпунова). Однородное линейное дифференциальное уравнение второго порядка $y''(x) + a(x)y'(x) + b(x)y(x) = 0$, коэффициенты которого есть непрерывные периодические с периодом $\omega > 0$ функции $a(x + \omega) = a(x)$, $b(x + \omega) = b(x)$, имеет фундаментальную систему решений вида [100]:

$$y_1(x) = e^{\lambda_1 x} p_1(x), \quad y_2(x) = e^{\lambda_2 x} p_2(x),$$

либо вида

$$y_1(x) = e^{\lambda x} p_1(x), \quad y_2(x) = e^{\lambda x} [x p_1(x) + p_2(x)].$$

Здесь $p_j(x)$ – периодические с периодом ω функции, λ_j, λ – постоянные.

Теорема 2 (Блоха, 1928г.). Собственные волновые функции ψ одноэлектронного гамильтониана $-\left(\frac{\hbar^2}{2m}\right)\vec{\nabla}^2 + U(\vec{r})$, где $U(\vec{r} + \vec{R}) = U(\vec{r})$, $\forall \vec{R}$, принадлежащих решётке Бравэ, могут быть выбраны так, чтобы их волновые функции были в форме плоской волны, умноженной на функцию с периодичностью решётки Бравэ [93], т.е.

$$\psi_{N\vec{k}}(\vec{r}) = \exp^{i\vec{k}\cdot\vec{r}} u_{N\vec{k}}(\vec{r}),$$

где $u_{N\vec{k}}(\vec{r} + \vec{R}) = u_{N\vec{k}}(\vec{r})$ для всех \vec{R} , принадлежащих решётке Бравэ. Здесь N называют **номером зоны**, появление которого связано с тем, что для фиксированного \vec{k} имеется множество независимых собственных состояний (решений).

Теорема 3 (Фурье). Широкий класс периодических функций $t(x)$ может быть представлен в виде суммы бесконечного множества гармонических составляющих, имеющих кратные частоты, т. е. в виде ряда Фурье. В комплексной форме этот ряд имеет вид ряда с комплексными амплитудами C_n [12]:

$$t(x) = \sum_{n=-\infty}^{\infty} C_n e^{in\omega x}, \quad \text{где } \omega \text{ – пространственная частота, } n \in \mathbb{Z}. \quad (2)$$