

На правах рукописи

ЕВЛЮХИН Андрей Борисович

**ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ ПОЛУПРОВОДНИКОВ И СИСТЕМ,
СОДЕРЖАЩИХ НАНОЧАСТИЦЫ, С ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫМ
ПОЛЕМ**

Специальность 01.04.10 - полупроводники

Автореферат диссертации на соискание ученой степени
доктора физико-математических наук

Москва 2007

Работа выполнена во Владимирском государственном университете на факультете прикладной математики и физики

Официальные оппоненты: доктор физико-математических наук,
профессор И. П. Звягин

доктор физико-математических наук,
профессор С. Д. Бенеславский

доктор физико-математических наук,
профессор Ф. С. Джепаров

Ведущая организация Московский государственный институт
радиотехники, электроники и автомати-
ки (технический университет).

Защита состоится 6 марта 2008 г. в 16:00 часов на заседании диссертационного совета Д 501.001.70 при Московском государственном университете им. М. В. Ломоносова по адресу: 119991, г. Москва, ГСП-2, Воробьевы горы, физический факультет, ауд. 2-05 криогенного корпуса.

С диссертацией можно ознакомиться в библиотеке физического факультета МГУ им. М. В. Ломоносова по адресу: 119991, г. Москва, ГСП-2, Воробьевы горы, д.1, стр.2.

Автореферат разослан 23 января 2008 г.

Ученый секретарь
диссертационного совета Д 501.001.70
доктор физико-математических наук,
профессор

Г. С. Плотников

ОБЩАЯ ХАРАКТЕРИСТИКА РАБОТЫ

Диссертация посвящена теоретическому исследованию широкого круга явлений, связанных с физическими процессами в твердых телах и на их поверхности.

Актуальность темы. Современные достижения в информационных технологиях поражают скоростью развития и размахом, с которым они захватывают все новые и новые сферы человеческой деятельности. За последние 10 – 15 лет технологии связи и обработки информации превратились в одну из основных движущих сил научно-технического прогресса и развития человеческого общества. При этом есть все основания считать, что со временем их роль будет только возрастать. Такое неординарное положение современных технологий обработки, хранения и передачи информации стало возможным благодаря развитию многих областей знаний, в большинстве своем связанных с физикой и особенно с физикой полупроводников.

Физика полупроводников является той фундаментальной базой, на которой, начиная с изобретения полупроводникового транзистора и первых интегральных схем, основывается и развивается вся современная микро- и оптоэлектроника. Необходимость непрерывного прогресса в современных наукоемких технологиях, включая и нанотехнологии, ставит перед фундаментальной и прикладной наукой все более изощренные задачи, решение которых – необходимое условие новых достижений. При этом физика полупроводников, в ее широком понимании, т.е. включающая в себя не только исследование свойств определенного класса существующих веществ, но и создание новых искусственных систем с полупроводниковыми свойствами, остается в авангарде современных исследований. Ужесточение требований к работоспособности компонентов современных высокотехнологичных устройств приводит к активизации исследовательской деятельности на всех уровнях. При этом особый акцент делается на поиск и создание систем с новыми уникальными свойствами или на исследование известных систем в новых ранее недостижимых условиях.

В этом отношении особое место занимают узкощелевые полупроводники, т.е. полупроводники с малой в обычном полупроводниковом масштабе шириной запрещенной зоны. Интерес к подобным физическим системам обусловлен несколькими причинами. Узкощелевые полупроводники являются базовыми элементами многих приборов в современной оптоэлектронной технике. На их основе функционируют детекторы и источники инфракрасного излучения, теплопреобразователи, полупроводниковые лазеры и др. С другой стороны, узкощелевые полупроводники представляют весьма удобные объекты для исследования физических процессов, происходящих в состоянии, дале-

ком от термодинамического равновесия. Это обусловлено в немалой степени тем, что относительная простота энергетического спектра делает возможной адекватную теоретическую интерпретацию их основных свойств в сильно неравновесных условиях. А малая ширина щели и большая подвижность носителей заряда дают возможность с помощью легко достижимых в лабораторных условиях внешних воздействий создать в полупроводнике неравновесную электронно-дырочную плазму высокой плотности. Интерес к подобным явлениям обусловлен тем, что в существенно неравновесных условиях удастся получить недоступную при исследовании равновесной системы информацию об электрофизических характеристиках материала, механизмах генерации и рекомбинации носителей тока, механизмах рассеяния и т.п. Кроме того, повышенный интерес к неравновесным процессам в полупроводниках связан с необходимостью получения данных о предельных значениях параметров приборов, функционирующих на их основе, и с возможностью применения возникающих эффектов.

В свете стремительного развития нанотехнологий полупроводниковые системы могут выходить далеко за свои привычные рамки и выступать как составные части новых физических систем. Здесь, например, речь идет о возможности использования новых способов подвода энергии на основе фотонов или поверхностных плазмон-поляритонов к полупроводниковым активным элементам интегральных схем, т.е. о создании полупроводниково-плазмонных чипов.

В настоящее время практически достигнут предел минимизации полупроводниковых чипов, главным образом за счет того, что размеры традиционных соединений имеют объективные пределы, обусловленные тепловыделением и паразитной емкостью. При этом размеры транзисторов, входящих в чип, могут быть объективно уменьшены до величины, которая на порядок меньше соответствующих соединений. В связи с этим встает острая проблема поиска замены существующих соединений более эффективными системами. Такими системами могут явиться поверхностные электромагнитные волны оптического диапазона частот или, другими словами, поверхностные плазмон-поляритоны (ППП), которые, распространяясь вдоль каналов с наноскопическим сечением, могли бы связывать различные полупроводниковые активные элементы в чипе. Такая возможность следует из того факта, что оптические явления вблизи нанообъектов (в области ближнего поля) определяются не столько длиной волны излучения, сколько характерными размерами этих объектов и конфигурацией их расположения. Поэтому появляется возможность влиять на электромагнитные поля вблизи нанообъектов заданием определенной структуры последних. При этом двумерный характер ППП может значительно упростить разработку устройств, контролирующих по-

токи электромагнитной энергии на малых (по сравнению с длиной волны) пространственных масштабах и управляющие ими. Современный повышенный интерес к поверхностным плазмон-поляритонам обусловлен главным образом двумя причинами. Во-первых, с изобретением и развитием микроскопии ближнего оптического поля появилась возможность прямого наблюдения ППП непосредственно у поверхности, что открыло путь не только к исследованию их свойств, но и к прямому влиянию на процесс их возбуждения. Во-вторых, значительный прогресс в нанотехнологиях сделал возможным для исследователей контролировать процесс распространения и рассеяния ППП на масштабах длин значительно меньших, чем длина их затухания. Одним из многообещающих подходов к решению этой проблемы является использование поверхностных структур наночастиц. Недавно на этой основе был успешно реализован ряд микрооптических устройств для ППП, включающих в себя зеркала, делители пучков и интерферометры. Всестороннее развитие микрооптики, основанной на ППП, возможно только при детальном исследовании процессов рассеяния ППП различными микроструктурами. При этом наиболее важными являются два аспекта: это изучение эффективности различных каналов рассеяния, включающих рассеяние ППП в другие ППП и рассеяние ППП в свет, и изучение диаграмм направленности рассеяния ППП различными микрообъектами. В связи с этим наряду с традиционными полупроводниковыми исследованиями в сфере высоких технологий в настоящее время существует большой интерес к изучению свойств поверхностных плазмон-поляритонов в наноструктурированных системах, что находит свое отражение в многочисленных публикациях на эту тему в научных изданиях. Однако для реализации идей по созданию надежных устройств, управляющих потоками электромагнитной энергии на микро- и наноуровнях, необходимо выполнить большой объем фундаментальных исследований. При этом, учитывая, что эксперимент на наноуровне является довольно дорогостоящим и трудоемким, на первое место выходят теоретические исследования, численное моделирование и компьютерный эксперимент.

Цель диссертационной работы – теоретическое исследование широкого круга явлений, связанных с рекомбинационными и транспортными процессами в узкощелевых полупроводниках, с процессами взаимодействия наноструктурированных систем с оптическим излучением в области ближнего поля и с процессами распространения и рассеяния поверхностных плазмон-поляритонов в системах с металлическими или полупроводниковыми наночастицами. Таким образом, диссертация включает рассмотрение следующих задач:

1. Выяснение механизмов оже-рекомбинации и ударной ионизации в уз-

кощелевых полупроводниках с кейновским спектром носителей заряда при условии сильного вырождения дырок.

2. Построение модели межзонного и примесного пробоя в полупроводниках с зоной делокализованных примесных состояний внутри запрещенной зоны.

3. Развитие теоретических моделей процессов формирования ближнего оптического поля при взаимодействии внешних электромагнитных полей с системами, содержащими наночастицы с диэлектрическими, полупроводниковыми и металлическими свойствами.

4. Построение теории процесса рассеяния поверхностных плазмон-поляритонов наночастицами, расположенными в непосредственной близости от поверхности, по которой распространяются ППП.

5. Исследование взаимодействия ППП с цепочками наночастиц различной конфигурации.

Научная новизна работы определяется впервые полученными в процессе выполнения исследований результатами и состоит в следующем:

1. В рамках трехзонной кейновской модели энергетических зон полупроводника получены вероятности оже-рекомбинации в узкощелевых полупроводниках при условии сильного вырождения дырок. Расчет рекомбинации выполнен как для случая, когда электрон рекомбинирует с тяжелой дыркой, а высвобождаемая энергия передается другой дырке в зоне тяжелых дырок, так и для случая, когда высвобождаемая энергия при рекомбинации электрона с тяжелой дыркой передается другому электрону в зоне проводимости.

2. Для узкощелевых полупроводников с кейновским спектром энергетических зон рассмотрен процесс ударной ионизации состояний в валентной зоне тяжелых дырок электронами из зоны проводимости при условии сильного вырождения дырок. Получены зависимости вероятности ударной ионизации от положения уровня Ферми в валентной зоне.

3. Рассчитаны вольт-амперные характеристики узкощелевых полупроводников с примесной зоной делокализованных состояний, отделенной от разрешенных зон кристалла полосами запрещенных состояний.

4. Выполнено моделирование электромагнитных полей оптического диапазона частот в ближней волновой зоне в системах с полупроводниковыми и диэлектрическими нанообъектами, локализованными как на поверхности массивных образцов, так и под поверхностью. Установлена связь распределения электрического поля в системе с диэлектрическими параметрами.

5. Получено представление в прямом пространстве электростатического тензора Грина для системы, состоящей из слоя, заключенного между двумя полупространствами с различными диэлектрическими свойствами. На основе данного тензора Грина выполнен анализ распределения ближнего оптическо-

го поля в системе со структурой металлических наночастиц, расположенной внутри диэлектрического слоя. Установлены особенности резонансного оптического отклика структур наночастиц, вносимые слоистым окружением.

6. Методом тензорной функции Грина построена теория рассеяния поверхностных плазмон-поляритонов наночастицей. Теория позволяет по известному электрическому полю в частице рассчитать как дифференциальные, так и полные сечения рассеяния поверхностных плазмон-поляритонов в волны, распространяющиеся от поверхности в дальнюю волновую зону, или в поверхностные плазмон-поляритоны, распространяющиеся в определенном направлении.

7. Рассмотрено дипольное приближение в задачах рассеяния ППП наночастицей. Получены аналитические выражения для дифференциальных и полных сечений рассеяния ППП сферической наночастицей, установлены границы их применимости, продемонстрирована роль поглощения энергии ППП. Развитый подход расширен на случай эллипсоидных наночастиц и рассеяния ППП сферической частицей с учетом магнитно-дипольного вклада.

8. Выполнено численное моделирование взаимодействия ППП с цепочками наночастиц различной конфигурации, что позволило проанализировать особенности поведения ППП в системе в зависимости от конфигурационных характеристик цепочек.

9. Продемонстрирована возможность направленного распространения поверхностных плазмон-поляритонов вдоль прямолинейных и изогнутых цепочек наночастиц, расположенных на плоской поверхности с ППП.

Практическая значимость полученных в диссертации результатов определяется следующим:

- полученные результаты по рекомбинации и ударной ионизации в узкощелевых полупроводниках позволяют расширить представления об их поведении в условиях, далеких от термодинамического равновесия, и выработать предельные режимы работы электронных приборов и оптических устройств (например детекторов и источников инфракрасного излучения), функционирующих на их основе;

- построенная теоретическая модель межзонного пробоя в полупроводниках с примесной зоной позволяет глубже понять роль примесных состояний в запрещенной зоне полупроводников в формировании участков с отрицательной дифференциальной проводимостью на вольт-амперных характеристиках и установить условия возникновения таких участков;

- изучение свойств ближних оптических полей позволяет выработать оптимальные режимы получения изображений наноскопических объектов различной природы (таких как полупроводниковые гетероструктуры, диэлектриче-

ские и металлические наночастицы и кластеры наночастиц, биологические клетки и молекулы) сканирующим в ближнем поле оптическим микроскопом (СБОМ), а также провести адекватную интерпретацию полученных в СБОМ изображений и тем самым расширить возможности микроскопии ближнего поля;

- полученные результаты по распределению ближнего оптического поля в структурах наночастиц в условиях их резонансного отклика могут быть использованы для разработки устройств для сверхплотной записи и хранения информации, а также для получения надежных способов управления распределением электромагнитной энергии на наноскопических масштабах длин;

- полученные результаты по рассеянию поверхностных плазмон-поляритонов наночастицами позволяют выяснить влияние на процесс рассеяния диэлектрических и геометрических параметров наночастиц и разработать микрооптические устройства (делители пучков, зеркала, линзы, интерферометры и т.п.) с оптимальными характеристиками для управления распространением электромагнитных волн в виде поверхностных плазмон-поляритонов;

- установленная связь вероятностей различных каналов рассеяния ППП со свойствами рассеивателя позволяет разработать методы плазмон-поляритонной микроскопии, которая имеет субволновое разрешение, для исследования свойств биообъектов;

- возможность распространения ППП вдоль цепочек наночастиц и особенности фокусировки ППП изогнутыми цепочками наночастиц могут быть использованы для разработки устройств подвода и увеличения плотности электромагнитной энергии в областях с размерами меньшими, чем длина волны используемого излучения, что может позволить управлять процессами взаимодействия излучения с веществом на наноуровне, включая возбуждение нелинейных эффектов, таких как генерация высших гармоник и гигантское комбинационное рассеяние.

Основные положения, выносимые на защиту

1. Результаты теоретического исследования рекомбинационных процессов в узкощелевых полупроводниках с кейновским спектром энергетических зон при условии сильного вырождения дырок, включающих вероятности и темпы оже-рекомбинации, время жизни неравновесных электронов, определяемое оже-процессами.

2. Расчет вероятности электронной ударной ионизации в узкощелевом полупроводнике с сильно вырожденными дырками в условии низких температур, когда минимальная (пороговая) энергия электрона, способного производить ударную ионизацию, соответствует энергии электрона, ионизирующего состояние на уровне Ферми в зоне тяжелых дырок.

3. Теоретическая модель межзонного и примесного пробоя в электрическом поле в полупроводниках с примесной зоной делокализованных состояний, отделенных от разрешенных зон кристалла полосами запрещенных состояний.

4. Теоретическая модель ближних электрических полей над поверхностью диэлектрического массивного образца с полупроводниковыми нанобъектами, локализованными как на поверхности образца, так и в его объеме, при взаимодействии данной системы с внешней световой волной.

5. Теоретическая модель ближних оптических полей, полученная на основе метода тензора Грина, для систем со структурами наночастиц, скрытыми внутри диэлектрического слоя.

6. Теория процессов рассеяния ППП нанобъектом произвольной формы. Интегральные выражения для напряженностей электрического и магнитного полей рассеянных волн, которые позволяют для различных каналов рассеяния по известному распределению электрического поля внутри рассеивателя рассчитать дифференциальные и полные сечения рассеяния ППП. Дипольное приближение (включая и магнитно-дипольный вклад) для задач рассеяния ППП малыми сферическими частицами, границы его применимости.

7. Дипольное приближение для задач рассеяния ППП малыми эллипсоидными частицами, сравнительный анализ эффективности различных каналов рассеяния в зависимости от формы частиц.

8. Результаты моделирования процессов взаимодействия ППП с цепочками наночастиц различной конфигурации: деление гауссова пучка ППП прямолинейной цепочкой наночастиц; возбуждение и фокусировка поверхностных плазмон-поляритонов изогнутыми цепочками наночастиц при рассеянии внешнего пучка лазерного излучения; возбуждение и распространение ППП вдоль цепочек наночастиц конечной длины.

Наиболее важные результаты получены в рамках исследовательских проектов:

1. "Горячие электроны в полупроводниках с сильно вырожденными дырками" (грант Министерства образования РФ, 1996 – 1997).

2. "Взаимодействие ближнего оптического поля с полупроводниковыми структурами в сканирующей ближнеполевой оптической микроскопии" (грант Министерства образования РФ, 1998 – 2000).

3. "Поверхностная плазмон-поляритонная оптика наноструктур" (грант РФФИ, 2005 – 2008).

Руководитель этих проектов – автор диссертации.

Апробация работы. Основные результаты диссертационной работы докладывались на международных и всероссийских конференциях: 15-е Пека-

ровское совещание по теории полупроводников, Донецк, 1992; NATO Advance Study Institute on "Phase transition in systems with competing energy scale", Geilo, Norway, 1993; 30-е Совещание по физике низких температур, Дубна, 1994; IV Международная конференция "Математика. Компьютер. Образование", Пущино, 1997; 30 International CIRP Seminar on Manufacturing Systems - LANE'97, Germany, Erlangen, 1997; International conference "Microscopy of semiconducting materials 2001", England, Oxford, 2001; 7th International conference on Laser and Laser - Information Technologies, Russia, Suzdal, 2001; Workshop on computational physics of transport and interfacial dynamics, Germany, Dresden, 2002; International Quantum Electronics Conference, Conference on Laser, Application and Technologies, Russia, Moscow, 2002; 1st International Conference on Electromagnetic Near-Field Characterization, ICONIC, France, Rouen, 2003; International Workshop on scanning probe microscopy - 2003, Russia, Nizhny Novgorod, 2003; XI International Conference on Laser Matter Interaction. Saint-Petersburg, Pushkin, Russia, 2003; 7-я Всероссийская научная конференция "Краевые задачи и математическое моделирование", Новокузнецк, 2004; ICONO 2005, Novel photonics materials: physics and optical diagnostics of nanostructures, Russia, St. Petersburg, 2005; International Conference "Surface plasmon photonics 2", Austria, 2005; ICO Topical Meeting on Optoinformatics/Information Photonics 2006, Russia, St. Petersburg, 2006; 28 International Conference on the Physics of Semiconductors, Austria, Vienna, 2006; International Conference "Surface plasmon photonics 3", France, 2007; научные семинары в МГУ, Берлинском университете им. Гумбольдта (Германия), Университете Ольборга (Дания), Университете Сарагосы (Испания), ИТЭФ, Ганноверском лазерном центре (Германия) и др.

Публикации. По результатам диссертационной работы опубликовано 37 статей, из них 23 статьи в реферируемых российских и зарубежных журналах и 14 статей в тематических сборниках и сборниках трудов научных конференций, а также более 20 тезисов докладов. Основные результаты диссертации опубликованы в работах, список которых приведен в конце автореферата.

Структура и объем диссертации. Диссертация состоит из введения, шести глав, изложения основных результатов и выводов и списка цитированных источников. Общий объем диссертации составляет 340 страниц, включая 91 рисунок, одну таблицу и список цитируемой литературы из 221 наименования.

КРАТКОЕ СОДЕРЖАНИЕ РАБОТЫ

Во введении дана общая характеристика работы, обоснована актуальность выбранной темы, сформулирована цель работы. Выделены наиболее

значительные результаты, приведены основные положения, выносимые на защиту, а также обсуждается научная и практическая значимость полученных результатов.

В первой главе приводится обзор литературы, отражающей современное состояние проблем рекомбинации и ионизации в полупроводниках, микроскопии ближнего оптического поля и поверхностной плазмон-поляритонной оптики. В §1.1 делаются вводные пояснения по организации литературного обзора. §1.2 посвящен рассмотрению рекомбинационных процессов в полупроводниках. Описаны основные известные результаты по теории межзонных оже-переходов носителей заряда в полупроводниках [1]. Приводится метод расчета вероятности оже-рекомбинации, основанный на использовании квантовой теории возмущений. Обсуждается расчет темпа оже-рекомбинации в пороговом приближении, когда в процессе рекомбинации в основном принимают участие частицы с энергиями, близкими к пороговым значениям для обратного процесса ударной ионизации. Описывается способ, которым можно рассчитать интегралы перекрытия в узкощелевых полупроводниках [2]. Приводятся выражения, описывающие процесс ударной ионизации. Делается обзор литературы, посвященной расчету скорости ударной ионизации в сильном электрическом поле. В §1.3 излагаются принципы, лежащие в основе микроскопии ближнего оптического поля [3], приводится историческая справка по становлению микроскопии ближнего поля и обсуждаются примеры по использованию методов ближнего поля для исследования различных физических систем, включая полупроводниковые гетероструктуры с квантово-размерными свойствами. Возможность получения информации об исследуемом образце с субволновым разрешением в микроскопии ближнего оптического поля демонстрируется на примере представления произвольных волновых полей в виде углового спектра плоских волн [4]. Показано, что в общем случае моды плоских волн бывают двух видов - однородные и неоднородные. Однородные волны распространяются в дальнюю волновую зону и соответствуют обычному излучению, амплитуды неоднородных волн убывают экспоненциально при отходе от источника и практически не дают вклада в поля в дальней зоне. Ближнее поле определяется как область существования затухающих (неоднородных) волн. Показано, что регистрация этих неоднородных волн позволяет получать субволновое разрешение. Обсуждается вопрос о получении субволнового разрешения с точки зрения принципа неопределенности. Приводится представление Вейля [4] для сферических волн (аналог углового спектра волнового поля точечного источника). В §1.4 излагается метод интегральных уравнений для моделирования электромагнитных полей в ближней волновой зоне [5], обсуждаются его преимущества и недостатки, а также метод дискретных диполей для численного

решения полевых интегральных уравнений [6]. Приводится обзор применения метода интегральных уравнений для моделирования электромагнитных полей в ближней зоне для различных физических систем. §1.5 посвящен изложению свойств поверхностных плазмон-поляритонов, показано, что ППП являются решениями обычных волновых уравнений для системы, состоящей из двух полупространств с различными диэлектрическими свойствами, при этом для возникновения ППП необходимо выполнение определенных соотношений между диэлектрическими проницаемостями двух сред. В параграфе приведен обзор современных работ по плазмон-поляритонной оптике, а также очерчен круг существующих проблем [7]. В заключительном §1.6 обсуждаются вопросы по моделированию процесса рассеяния ППП и приводится интегральное представление для тензора Грина системы металл-диэлектрик, который является основным элементом теории рассеяния. Рассматриваются различные аппроксимации этого тензора и обсуждается возможность его представления в виде суммы нескольких слагаемых, каждое из которых соответствует возбуждению в системе электромагнитных полей определенного типа: квазистатического поля, световых волн различной поляризации и поверхностных плазмон-поляритонов [8].

Во второй главе рассмотрены оже-рекомбинация и ударная ионизация в узкощелевых полупроводниках с кейновским законом дисперсии при условии сильного вырождения дырочной подсистемы носителей заряда, а также развит метод расчета вольт-амперных характеристик в узкощелевых полупроводниках с примесной зоной делокализованных состояний.

§2.1 является введением в проблематику главы. Отмечается, что в узкощелевых полупроводниках с кейновским спектром энергетических зон в условиях сильного вырождения дырок основным каналом оже-рекомбинации является процесс с участием двух тяжелых дырок и электрона с переходом тяжелой дырки в зону легких дырок, *ehl*-канал. При обсуждении ударной ионизации в кейновских полупроводниках *p*-типа отмечается, что в условиях равновесия, когда температуры электронов и дырок равны, ударная ионизация определяется дырками, т.к. $p \gg n$ (где p и n концентрации дырок и электронов, соответственно). Однако когда система носителей выводится из состояния равновесия, например электрическим полем, ситуация меняется. Дело в том, что электрические поля, которые считаются слабыми по отношению к дырочной подсистеме носителей тока (т.е. слабо изменяют функцию распределения), могут быть достаточно сильными по отношению к электронной подсистеме благодаря различию между эффективными массами и подвижностями электронов и дырок. При этом число электронов, способных произвести ударную ионизацию, может оказаться значительно больше, чем соответствующее число дырок, невзирая на то что общее число электронов

$n \ll p$, и тогда пробой в системе будет определяться поведением электронов в зоне проводимости. В связи с этим представляет интерес поведение электронной подсистемы в электрическом поле в полупроводнике с вырожденными дырками.

В §2.2 по теории возмущений рассчитывается вероятность оже-рекомбинации в канале ehl электрона с импульсом q в зоне проводимости. Расчет выполнен для случая, когда уровень Ферми дырок F расположен в валентной зоне и выполняются соотношения $F \ll E_g$ и $q_F - q_1^t \gg q$, где $q_F = (2m_h F)^{1/2}$ - импульс Ферми тяжелой дырки массой m_h , $q_1^t = (m_e E_g)^{1/2}$ - пороговое значение импульса тяжелой дырки для процесса ударной ионизации, который является обратным к данному оже-переходу, здесь E_g - ширина энергетической запрещенной зоны, m_e - масса электрона на дне зоны проводимости. В расчете использовались интегралы перекрытия в трехзонном кейновском приближении. Результат имеет вид $w_{ehl}(q) = [3e^4 q^2 \Phi(q_F/g)]/[2\pi\epsilon^2 \hbar^3 E_g]$, где e - заряд электрона; ϵ - диэлектрическая постоянная; \hbar - постоянная Планка, деленная на 2π ; Φ - монотонно возрастающая функция отношения q_F/g , здесь $g = 2q_1^t$. Вероятность применима, когда температура дырок $T_h \ll F$.

Далее на основе выражения для w_{ehl} рассчитываются темпы оже-рекомбинации R для электронов из зоны проводимости с квазиравновесной максвелловской функцией распределения: $R = [9e^4 n m_e T_e \Phi(q_F/g)]/[2\pi\epsilon^2 \hbar^3 E_g]$ (n - концентрация электронов), и в случае их сильного вырождения: $R = [3^{8/3} \pi^{1/3} e^4 \Phi(q_F/g) n^{5/3}]/[10\epsilon^2 \hbar E_g]$. Используя закон сохранения энергии и связь между статистическими факторами темпов оже-рекомбинации и обратного к ней процесса ударной ионизации, рассчитывается темп ударной ионизации легкими дырками G_L при температуре T_h и при условии $T_e \ll E_g$. После этого на основе полученных R и G_L вычисляется время жизни неравновесных электронов, определяемое оже-рекомбинацией. В заключении параграфа получена оценка вероятности оже-рекомбинации в канале eeh , что позволило оценить величину концентрации электронов в зоне проводимости, при которой вероятности рекомбинации в каналах eeh и ehl сравниваются. По порядку величины эта концентрация равна эффективной плотности состояний в зоне проводимости при температуре, равной E_g .

В §2.3 для полупроводников с кейновским спектром по теории возмущения методом пробной частицы рассчитывается время энергетической релаксации электрона с импульсом q в зоне проводимости при рассеянии на полностью вырожденном газе тяжелых дырок для случая, когда $q \ll q_F$. Показано, что для электрона с энергией $\epsilon \leq (m_e/m_h)F$ время энергетической релаксации уменьшается с ростом энергии электрона. В случае $\epsilon \gg (m_e/m_h)F$ время энергетической релаксации пропорционально $\epsilon^{3/2}$, как для времени рассеяния электронов на заряженных примесях в модели Брукса-Херринга [9].

В §2.4 рассматривается электронная ударная ионизация в узкощелевых полупроводниках с кейновским законом дисперсии в условиях сильного вырождения дырок. Для этого рассчитывается минимальная энергия электрона в зоне проводимости, способного ионизовать состояние на уровне Ферми в валентной зоне тяжелых дырок. Подобная задача возникает, когда уровень Ферми в валентной зоне расположен "глубже" уровня, соответствующего энергии тяжелой дырки, рождаемой в процессе ударной ионизации электроном с пороговой энергией. В этом случае при условии полного вырождения дырок электрону в зоне проводимости для создания электронно-дырочной пары в результате ударной ионизации необходимо иметь энергию, превышающую пороговую. Расчет выполняется в приближении $q_{\mathbf{F}} - q_1^t \ll q_1^t$. Значение импульса k_f ионизирующего электрона находится из закона сохранения энергии с учетом непараболичности зоны проводимости. Далее по теории возмущений рассчитывается вероятность ударной ионизации электроном с импульсом k состояний в зоне тяжелых дырок при условии, что уровень Ферми дырок расположен в валентной зоне и выполняются соотношения $q_{\mathbf{F}} - q_1^t \ll q_1^t$ и $T_h = 0$. Если средняя энергия электронов в зоне проводимости значительно меньше E_g , то процесс ударной ионизации в основном определяется электронами с импульсами k из области, непосредственно близкой к импульсу k_f , т.е. выполняется условие $k - k_f \ll k_f$. В рамках данного подхода показывается, что при определенных соотношениях между энергией ионизирующего электрона и положением уровня Ферми в валентной зоне вероятность ионизации зависит от энергии электрона степенным образом с показателями 3 и 7/2. Выполняется анализ полученных результатов на предмет их применимости при $T_h \neq 0$.

В § 2.5 моделируется межзонный и примесный пробой в электрическом поле в полупроводниках с примесной зоной. Рассматривается транспорт носителей заряда в постоянном электрическом поле в прямозонном полупроводнике с симметричным ($m_e = m_h$), изотропным и параболическим законом дисперсии и с примесной зоной, которая расположена в щели, причем проводимость в этой зоне происходит по делокализованным состояниям. Носители в собственных и примесной зонах характеризуются подвижностями μ_e и μ_i , причем $\mu_e \gg \mu_i$, и временами энергетической релаксации на колебаниях решетки τ_e и τ_i соответственно, причем $\tau_e \gg \tau_i$. Транспорт горячих электронов рассматривается методом эффективной температуры [10]. В общем случае система характеризуется тремя температурами T_i , T_e , T_h и тремя квазиуровнями Ферми F_i , F_e , F_h для носителей заряда в примесной зоне, для электронов в зоне проводимости и для дырок в валентной зоне соответственно. Поскольку $m_e = m_h$, $T_e = T_h$. В рамках рассматриваемой модели для определения неизвестных температур и уровней Ферми строится система уравнений, включающая уравнения баланса энергии носителей зарядов в собственных и

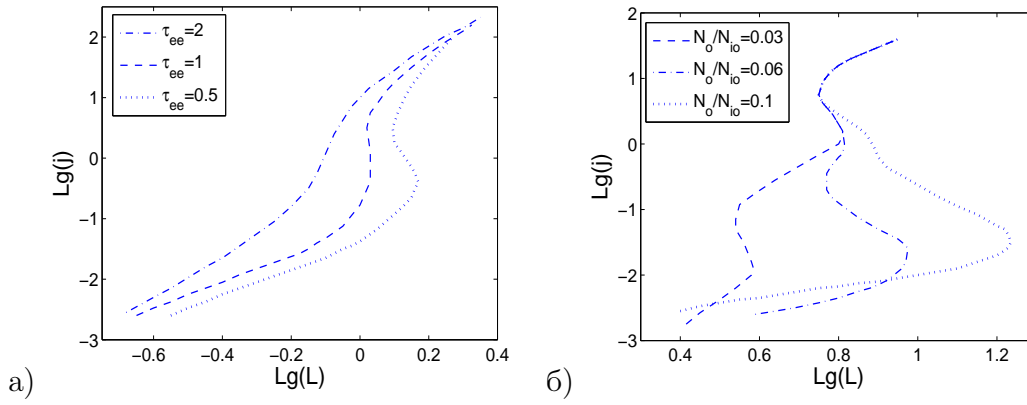


Рис. 1: Вольт-амперные характеристики полупроводника с примесной зоной в центре щели, рассчитанные для случаев: а) $N_o/N_{i0} = 0.1$; б) время энергетического обмена τ_{ee} между собственными и примесными носителями тока является наименьшим временем энергетической релаксации в системе. (N_o и N_{i0} - число электронов при нулевой температуре и полное число состояний в примесной зоне; τ_{ee} приведены в нормированных единицах)

примесной зонах, условие электронейтральности системы и уравнения баланса числа частиц для каждой подсистемы. В данную систему уравнений входят как времена энергетической релаксации носителей на решетке, так и времена энергетической релаксации собственных носителей на примесных и наоборот. Далее находится решение уравнений баланса межзонных переходов для случая, когда в системе основную роль играют оже-процессы. При этом используется предположение, что $T_e \gg \Delta$, где Δ - ширина примесной зоны. Это позволяет считать в уравнениях баланса частиц примесную зону отдельным примесным уровнем и исключить из рассмотрения температуру T_i и уровень Ферми F_h . Оставшаяся часть уравнений решается численно для модельного набора параметров, и строятся соответствующие вольт-амперные характеристики (ВАХ). Демонстрируется, что ВАХ может иметь S-образный вид в случае сравнительно высокой скорости передачи энергии между носителями в примесной и собственных зонах. Если в системе параллельно развиваются примесный и межзонный пробой, т.е. резкое увеличение носителей тока в примесной зоне и собственных зонах полупроводника, то ВАХ имеет два S-образных участка, причем промежуточная устойчивая ветвь возникает благодаря резкому росту числа носителей тока в примесной зоне при пробое (рис.1). Положение примесной зоны также существенно влияет на ход ВАХ. В заключительной части параграфа приводятся численные оценки времен релаксации энергии на оптических и акустических фононах для $Pb_{1-x}Sn_xTe$, которые сравниваются с временами электрон-электронных столкновений в режиме пробоя, когда $T_e \approx E_g$. Результаты сравнения косвенно демонстрируют применимость рассмотренной модели для описания пробоя в халькогенидах свинца с примесной зоной. В §2.6 приводится общий перечень основных

результатов, полученных в главе.

Третья глава посвящена исследованию потенциальных возможностей сканирующей в ближнем поле оптической микроскопии (СБОМ) для изучения нанообъектов с полупроводниковыми и диэлектрическими свойствами. §3.1 – введение в проблематику главы. В главе рассматривается модельная геометрия СБОМ собирающей и облучающей конфигурации. Представлены расчеты для случаев, когда изучаемый нанообъект находится как на поверхности образца, так и под поверхностью - в объеме. Целью исследования является определение связи между распределением оптического ближнего поля в плоскости наблюдения СБОМ и различными свойствами наноструктуры и облучающего света.

В §3.2 приводится описание физических моделей СБОМ двух конфигураций (рис. 2). Исследуемые объекты S/P с относительными диэлектрическими проницаемостями $\varepsilon_S/\varepsilon_P$ и объемами V_S/V_P расположены на поверхности/под поверхностью образца с относительной диэлектрической проницаемостью ε_1 . Среда над образцом имеет диэлектрическую проницаемость ε_2 . В случае собирающей конфигурации СБОМ (рис. 2а) плоская монохроматическая электромагнитная волна падает со стороны образца на его поверхность под углом полного внутреннего отражения θ . Информация о состоянии полного поля в системе получается с помощью объекта T с относительной диэлектрической проницаемостью ε_T и объемом V_T . Данный объект располагается на некотором расстоянии от поверхности и моделирует зонд СБОМ. Объект T переизлучает вторичные электромагнитные волны в точку расположения детектора D в дальней волновой зоне. Рассматриваются два типа поляризации падающей волны: TM -поляризация и TE -поляризация. В облучающей конфигурации СБОМ (рис. 2б) объект T облучается плоской монохроматической электромагнитной волной. В результате данный объект испускает вторичные волны, которые рассматриваются как излучение, взаимодействующее с исследуемыми нанообъектами. Этот же объект T выступает и в качестве зонда, регистрирующего оптический сигнал от образца и передающего его к детектору D . В обеих конфигурациях зонд может сканировать поверхность образца в режиме постоянной высоты. В параграфе на основе метода функций Грина получены системы интегральных уравнений для вычисления полных электрических полей $\mathbf{E}(\mathbf{r})$ в нанообъектах и зонде, соответствующих двум конфигурациям СБОМ. Например, для СБОМ собирающей конфигурации имеем:

$$\mathbf{E}(\mathbf{r}) = \mathbf{E}_i(\mathbf{r}) + \mathbf{E}_r(\mathbf{r}) + k_0^2 \int_{V_P} \hat{G}_{11}(\mathbf{r}, \mathbf{r}') \Delta \varepsilon_P(\mathbf{r}') \mathbf{E}(\mathbf{r}') d\mathbf{r}' + \\ + k_0^2 \int_{V_T} \hat{G}_{12}(\mathbf{r}, \mathbf{r}') \Delta \varepsilon_T(\mathbf{r}') \mathbf{E}(\mathbf{r}') d\mathbf{r}' + k_0^2 \int_{V_S} \hat{G}_{12}(\mathbf{r}, \mathbf{r}') \Delta \varepsilon_S(\mathbf{r}') \mathbf{E}(\mathbf{r}') d\mathbf{r}' , \quad \mathbf{r} \in V_P,$$

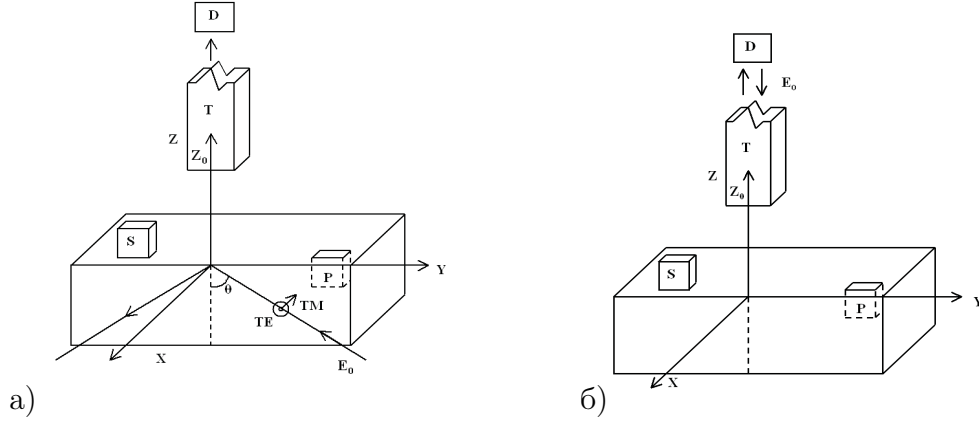


Рис. 2: Модельная схема СБОМ: а) собирающая конфигурация; б) облучающая конфигурация.

$$\mathbf{E}(\mathbf{r}) = \mathbf{E}_t(\mathbf{r}) + k_0^2 \int_{V_P} \hat{G}_{21}(\mathbf{r}, \mathbf{r}') \Delta \varepsilon_P(\mathbf{r}') \mathbf{E}(\mathbf{r}') d\mathbf{r}' +$$

$$+ k_0^2 \int_{V_T} \hat{G}_{22}(\mathbf{r}, \mathbf{r}') \Delta \varepsilon_T(\mathbf{r}') \mathbf{E}(\mathbf{r}') d\mathbf{r}' + k_0^2 \int_{V_S} \hat{G}_{22}(\mathbf{r}, \mathbf{r}') \Delta \varepsilon_S(\mathbf{r}') \mathbf{E}(\mathbf{r}') d\mathbf{r}' , \mathbf{r} \in V_T; V_S ,$$

где k_0 - волновое число в вакууме; $\hat{G}_{\gamma\tau}(\mathbf{r}, \mathbf{r}')$ - часть полного тензора Грина двух полупространств с диэлектрическими проницаемостями ε_γ и ε_τ ; индексы γ и τ указывают, какому полупространству принадлежат точки с радиус-векторами \mathbf{r} и \mathbf{r}' соответственно; $\Delta \varepsilon_S = \varepsilon_S - \varepsilon_2$, $\Delta \varepsilon_P = \varepsilon_P - \varepsilon_1$, $\Delta \varepsilon_T = \varepsilon_T - \varepsilon_2$. При записи системы уравнений было учтено, что при отсутствии возмущений электрическое поле в полупространстве с ε_1 представляет сумму падающей \mathbf{E}_i и отраженной \mathbf{E}_r волн, а в полупространстве с ε_2 - преломленную \mathbf{E}_t волну. При получении системы интегральных уравнений для СБОМ облучающей конфигурации учитывается, что внешнее поле $\mathbf{E}_0(\mathbf{r})$ непосредственно взаимодействует только с зондом T . После вычисления электрического поля в нанообъектах и зонде электрическое поле в любой точке вне объектов определяется теми же интегральными выражениями, только радиус-вектор \mathbf{r} теперь задает положение этой точки. В параграфе также приводятся аппроксимация тензора Грина в приближении ближнего поля и основные соотношения для электрических полей при эффекте полного внутреннего отражения.

В §3.3 моделируются электрические поля в ближней волновой зоне над диэлектрической плоской поверхностью с локальными полупроводниковыми объектами, размеры которых имеют порядок 100 нм. Объекты расположены как на поверхности, так и под ней. Расчеты выполнены в плоскости наблюдения без учета регистрирующего зонда в рамках собирающей конфигурации СБОМ. Оптический отклик полупроводниковых объектов описывается их диэлектрическими проницаемостями ε_S или ε_P , учитывающими вклад от кристаллического остова ε_L и свободных носителей заряда ε_C . Величина ε_L считается константой. Для определения ε_C используется τ -приближение ки-

нетической теории явлений переноса в полупроводниках. Рассматриваются два предельных случая, когда симметричная часть функции распределения носителей заряда является квазимаквелловской или Ферми-распределением при условии сильного вырождения. В рамках данного подхода диэлектрическая проницаемость имеет вид:

1. Распределение Максвелла для свободных носителей заряда

1.1. Сильное рассеяние носителей ($\omega^2\tau^2 \ll 1$)

$$\varepsilon_S = \varepsilon_L - \frac{4\pi 4ne^2\tau\omega}{\omega^2 3\sqrt{\pi}m} \left[\tau\omega\Gamma\left(\frac{5}{2} + 2S\right) - i\Gamma\left(\frac{5}{2} + S\right) \right], \quad (1)$$

где ω - циклическая частота внешнего излучения; Γ - гамма-функция; τ - время релаксации импульса носителей заряда со средней энергией; S - показатель степени степенного закона, который определяет зависимость времени релаксации импульса от энергии носителей заряда; n - концентрация носителей заряда; m - эффективная масса зарядов.

1.2. Слабое рассеяние носителей ($\omega^2\tau^2 \gg 1$)

$$\varepsilon_S = \varepsilon_L - \frac{4\pi e^2 n}{\omega^2 m} \left[1 - i \frac{4}{3\omega\tau\sqrt{\pi}} \Gamma\left(\frac{5}{2} - S\right) \right]. \quad (2)$$

2. Сильное вырождение свободных носителей заряда

$$\varepsilon_S = \varepsilon_L - \frac{4\pi e^2 n}{\omega^2 m} \frac{\tau\omega}{1 + \omega^2\tau^2} (\tau\omega - i). \quad (3)$$

Из анализа приведенных соотношений следует, что с увеличением концентрации n действительная часть ε_S уменьшается, а мнимая возрастает. Однако в зависимости от режима рассеяния скорости взаимного изменения этих величин различны. При сильном рассеянии, в случае классической статистики, ($\omega^2\tau^2 \ll 1$) быстрее изменяется (увеличивается) мнимая часть ε_S , при этом модуль ε_S остается заметно больше единицы на всем интервале изменения n . При слабом рассеянии ($\omega^2\tau^2 \gg 1$) скорость изменения (уменьшения) действительной части ε_S превышает скорость увеличения ее мнимой части, что может привести к выполнению неравенства $|\varepsilon_S| < 1$. Различия в зависимостях ε_S от концентрации n при различных режимах рассеяния отражаются на распределении ближнего оптического поля в окрестности изучаемых объектов. Численные расчеты выполняются для модельного полупроводника с широким набором параметров (изменяются концентрация свободных носителей заряда, частота рассеяния, положение объектов в системе). Из полученных расчетов следует, что картина распределения ближнего поля существенно зависит от физических свойств и взаимного расположения различных локальных объектов, как на поверхности образца, так и под поверхностью (рис.3). Если эти объекты имеют полупроводниковые свойства, то, изменяя концентрацию

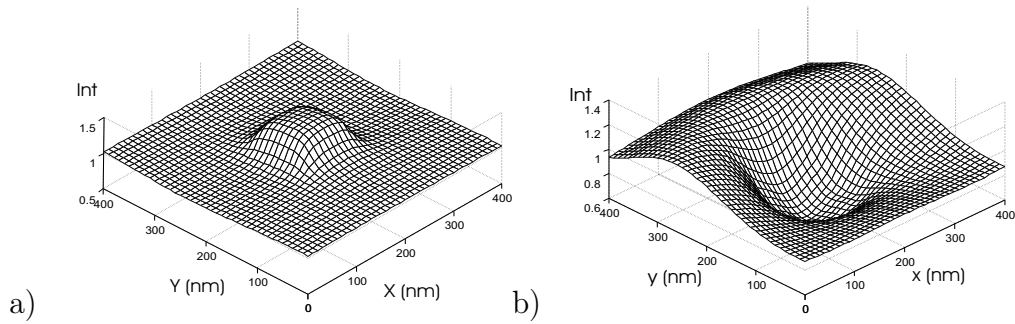


Рис. 3: Нормированная интенсивность электрического поля, рассчитанная в плоскости наблюдения на высоте 70 нм от поверхности для системы, схематически представленной на рис.2а(без зонда): а) только диэлектрический нанообъект на поверхности; б) тот же диэлектрический нанообъект на поверхности и полупроводниковый нанообъект под поверхностью

свободных носителей заряда, можно получить качественную информацию о внутренних процессах в объектах, включая и процессы рассеяния.

В §3.4 посвящен исследованию влияния процесса сканирования и размеров наноскопического зонда на получение изображений в оптической микроскопии ближнего поля. Для этого сравниваются изображения одного и того же образца, полученные при численном моделировании процессов формирования изображений в микроскопах двух конфигураций. Модель микроскопии и конфигурация систем, а также основные уравнения, приведены в §3.2. Как и в предыдущем параграфе, длина волны внешнего излучения принимается равной 633 нм, при этом $\epsilon_1 = 2.25$ и $\epsilon_2 = 1$. Предполагается, что сигнал в детекторе пропорционален интенсивности (квадрату модуля) результирующего электрического поля в точке расположения детектора. Интенсивность является функцией положения сканирующего зонда T . Сканирование осуществляется в режиме постоянной высоты, т.е. зонд не меняет своего положения относительно плоской поверхности образца. Выполняется численный анализ влияния шага сканирования и конфигурации СБОМ на изображения диэлектрической поверхности с наноскопическими дефектами в виде выступов или впадин. Демонстрируется, что облучающая конфигурация СБОМ позволяет получить более точную информацию о положении наноскопического объекта, однако уровень регистрируемого сигнала в этом случае ниже, чем в собирающей конфигурации СБОМ. Показано, что в случае собирающей конфигурации СБОМ регистрируемое зондом электрическое поле представляет суперпозицию поверхностных волн и волн, рассеянных зондом, что в зависимости от диэлектрической проницаемости зонда и его поперечных размеров приводит к заметным искажениям полей по сравнению со случаем, когда зонд не принимается в расчет. Далее рассматривается влияние величины шага сканирования на получаемые изображения в СБОМ различной конфигурации. Показывается, что определяющим параметром субразрешения СБОМ явля-

ется поперечный размер зонда. Уменьшение шага сканирования до величин, меньших размера зонда, не приводит к улучшению разрешения, но может менять контраст изображений. В §3.5 приводится общий перечень основных результатов, полученных в главе.

Четвертая глава посвящена изучению электромагнитных полей в системах, включающих наноскопические объекты (наночастицы) с различными физическими свойствами, скрытые внутри диэлектрического слоя. §4.1 – введение в проблематику главы. Отмечается, что наличие двух границ раздела слоя приводит к дополнительным каналам рассеяния излучения. Как и прежде, математическая модель представляет самосогласованные интегральные уравнения для электрического поля, полученные из системы уравнений Максвелла методом тензорной функции Грина. Решение уравнений осуществляется в двух приближениях. При описании процессов в ближней волновой зоне используется квазистатическое приближение (см. предыдущую главу), в рамках которого строится аналитическое выражение для тензорной функции Грина в представлении дипольных изображений. Затем задача рассматривается в дальней волновой зоне, где используется аппроксимация тензора Грина в дальнем поле. Так как для исследования оптических свойств систем основным инструментом является СБОМ, то изучение свойств наночастиц выполняется с позиций микроскопии ближнего оптического поля.

В §4.2 приводятся описание физической модели и основные уравнения для случая, когда в слое расположено несколько наночастиц. Плоский слой [область II (2)] с относительной диэлектрической проницаемостью ε_2 расположен на подложке [область III (3)] с относительной диэлектрической проницаемостью ε_3 . Внутри слоя локализованы две частицы \mathbf{p}_1 и \mathbf{p}_2 с диэлектрическими проницаемостями, которые могут принимать комплексные значения. Малый объект T , расположенный на некотором расстоянии z' от поверхности слоя в области I (1), моделирует зонд микроскопа. Данный объект локально облучается плоской монохроматической волной с электрическим полем \mathbf{E}_0 , распространяющейся противоположно оси z , и является источником вторичного излучения, которое взаимодействует с образцом. Этот же объект может быть зондом для регистрации оптического отклика от исследуемой системы. Излучения от зонда и слоя с частицами регистрируются детектором, расположенным в дальней волновой зоне. Зонд сканирует поверхность слоя. Целью является расчет самосогласованного электрического поля в зонде, частицах и в точке расположения детектора. Детектор может регистрировать сигналы как только от зонда, так и от зонда и слоя с частицами.

В рамках метода интегральных уравнений для задач макроскопической электродинамики система интегральных уравнений для определения электрического поля в частицах \mathbf{p}_1 и \mathbf{p}_2 и объекте физической системы записы-

вадается в виде

$$\begin{aligned}
\mathbf{E}(\mathbf{r}) &= \mathbf{E}_0(\mathbf{r}) + k_0^2 \int_{V_T} \hat{G}^{(1,1)}(\mathbf{r}, \mathbf{r}') \Delta \varepsilon_T \mathbf{E}(\mathbf{r}') d\mathbf{r}' + \\
&+ k_0^2 \sum_{i=1}^N \int_{V_{p_i}} \hat{G}^{(1,2)}(\mathbf{r}, \mathbf{r}') \Delta \varepsilon_{p_i} \mathbf{E}(\mathbf{r}') d\mathbf{r}', \quad \mathbf{r} \in V_T, \\
\mathbf{E}(\mathbf{r}) &= \mathbf{E}_0(\mathbf{r}) + k_0^2 \int_{V_T} \hat{G}^{(2,1)}(\mathbf{r}, \mathbf{r}') \Delta \varepsilon_T \mathbf{E}(\mathbf{r}') d\mathbf{r}' + \\
&+ k_0^2 \sum_{i=1}^N \int_{V_{p_i}} \hat{G}^{(2,2)}(\mathbf{r}, \mathbf{r}') \Delta \varepsilon_{p_i} \mathbf{E}(\mathbf{r}') d\mathbf{r}', \quad \mathbf{r} \in V_{p_i}, \quad (4)
\end{aligned}$$

где $\mathbf{E}_0(\mathbf{r})$ – напряженность электрического поля в системе в отсутствие частиц и зонда; N – число частиц в слое; $\Delta \varepsilon_T = \varepsilon_T - \varepsilon_1$; $\Delta \varepsilon_{p_i} = \varepsilon_{p_i} - \varepsilon_2$; V_T – объем, занимаемый зондом T ; V_{p_i} – объем, занимаемый частицей с номером i ; ε_T и ε_{p_i} – относительные диэлектрические проницаемости зонда и частицы с номером i , соответственно; $\hat{G}^{(I,J)}(\mathbf{r}, \mathbf{r}')$ – часть функции Грина рассматриваемой системы (без частиц) для случая, когда точка с радиус-вектором \mathbf{r} принадлежит области с номером I , а точка с \mathbf{r}' – области с номером J ($I, J = \text{I, II, III}$). После определения поля в системе из приведенной системы уравнений электрическое поле в дальней волновой зоне определяется с использованием аппроксимации в дальней волновой зоне.

В § 4.3 решена задача по построению электростатического тензора Грина системы из двух полупространств, разделенных диэлектрическим слоем. Для построения тензора Грина решено уравнение Пуассона с источником электрического поля в виде точечного диполя \mathbf{p} , расположенного возле диэлектрического слоя. Метод решения заключается в представлении скалярного потенциала в однородных частях системы, свободных от источников полей, в виде электростатического углового спектра, а потенциал, создаваемый дипольным источником, записывается с использованием электростатического приближения для представления Вейля. Коэффициенты представлений определяются из граничных условий для скалярного потенциала на поверхностях слоя. После определения потенциала в системе, используя связь потенциала с полем $\mathbf{E}(\mathbf{r}) = -\nabla \varphi(\mathbf{r})$, получаем электростатический тензор Грина $\mathbf{E}(\mathbf{r}) = \hat{G}_{st}(\mathbf{r}, \mathbf{r}') \mathbf{p}$. Рассмотрены случаи, когда дипольный источник локализован над слоем, в слое и подложке. Получено представление тензора Грина в виде рядов, каждое слагаемое которых описывает электрические поля, происходящие от фиктивных точечных источников, являющихся изображениями истинного источника в системе. Далее обсуждается вопрос о построении аналитической аппроксимации тензора Грина волнового уравнения для однослойной системы на основе полученного электростатического тензора. Приводятся условия на диэлектрические свойства системы

$|(\varepsilon_2 - \varepsilon_1)(\varepsilon_2 - \varepsilon_3)/(\varepsilon_2 + \varepsilon_1)(\varepsilon_2 + \varepsilon_3)| \ll 1$, когда можно ограничиться относительно малым числом изображений истинного дипольного источника поля в системе и свести ряды в тензоре Грина к сумме нескольких слагаемых.

В §4.4 рассмотрены особенности распределения излучения внутри тонкого диэлектрического слоя, расположенного в ближней волновой зоне от малого светового источника. В качестве излучения принимаются вторичные волны, испускаемые наноскопическим диэлектрическим объектом, взаимодействующим с внешней электромагнитной волной. Поле в зонде определяется из численного решения уравнения $\mathbf{E}(\mathbf{r}) = \mathbf{E}_0(\mathbf{r}) + k_0^2 \int_{V_T} \hat{G}^{(1,1)}(\mathbf{r}, \mathbf{r}') \Delta \varepsilon_T \mathbf{E}(\mathbf{r}') d\mathbf{r}'$. После этого электрическое поле вне зонда в различных областях системы определяется интегралом $\mathbf{E}(\mathbf{r}) = k_0^2 \int_{V_T} \hat{G}^{(I,1)}(\mathbf{r}, \mathbf{r}') \Delta \varepsilon_T \mathbf{E}(\mathbf{r}') d\mathbf{r}'$, $I = 1, 2, 3$. Учитывая, что все характерные расстояния в задаче значительно меньше длины волны излучения, численные результаты получены в рамках незапаздывающего приближения. Расчет выполнен для различных наборов материальных параметров системы. Установлено, что меняя подложку, на которой расположен слой, можно изменять относительную роль различных компонент поля в слое, и соответственно влиять на разрешающую способность микроскопии, что является важным с точки зрения использования малого зонда для изучения объектов с анизотропными свойствами.

В § 4.5 развитый в предыдущих параграфах подход применяется для моделирования электромагнитных полей в микроскопии ближнего поля диэлектрического слоя с двумя наночастицами. Рассмотрены модели двух конфигураций микроскопии – облучающая и облучающая-собирающая. В первом случае зонд служит для локализации облучения на поверхности образца, во втором - как для облучения, так и для регистрации отклика. Моделирование выполняется для широкого набора параметров. Выполнено сравнение изображений одних и тех же частиц, расположенных в свободном пространстве и локализованных либо в слое, либо на некоторой подложке. Установлена связь между контрастом изображений частиц и соотношением между их диэлектрическими свойствами и диэлектрическими характеристиками окружения. Сравниваются изображения частиц, полученные в рамках различных конфигураций микроскопии. Изучается роль в формировании изображений шага сканирования и расстояния между зондом и образцом. Установлено, что изменение разрешения с увеличением расстояния между зондом и поверхностью образца зависит от способа регистрации сигнала.

В § 4.6 рассматривается задача о распределении ближнего оптического поля в системе со структурой золотых частиц [11]. Электрические поля в системе определяются в рамках моделей микроскопии ближнего оптического поля двух конфигураций (см. Рис. 2). Изучаемая структура представляет собой сферические наночастицы, расположенные в узлах плоской ограничен-

ной квадратной решетки (100×100 нм), которая локализована внутри диэлектрического слоя с диэлектрической проницаемостью ε_2 ; отдельная частица, выполняющая роль зонда, локализована над слоем в области с ε_1 и совершает сканирование слоя на постоянном расстоянии от него; слой с частицами расположен на подложке с диэлектрической проницаемостью ε_3 ; оптическое изображение физической системы получается регистрацией излучения от зонда в коническую область с углом α для каждого его положения во время сканирования. Свойства частицы с номером i описываются электрической поляризуемостью α_i в длинноволновом приближении. В рамках дипольного приближения каждая наночастица рассматривается как дипольный рассеиватель с дипольным моментом \mathbf{p} , который определяется следующей системой уравнений:

$$\mathbf{p}_1 = \alpha_1 \mathbf{E}_0(\mathbf{r}_1) + \frac{k_0^2}{\varepsilon_0} \alpha_1 \hat{G}_s^{(1,1)}(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_1) \mathbf{p}_1 + \frac{k_0^2}{\varepsilon_0} \sum_{i=2}^N \alpha_i \hat{G}^{(1,2)}(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_i) \mathbf{p}_i, \quad (5)$$

$$\mathbf{p}_j = \alpha_j \mathbf{E}_0(\mathbf{r}_j) + \frac{k_0^2}{\varepsilon_0} \alpha_j \hat{G}_s^{(2,2)}(\mathbf{r}_j, \mathbf{r}_j) \mathbf{p}_j + \frac{k_0^2}{\varepsilon_0} \sum_{i=2, i \neq j}^N \alpha_j \hat{G}^{(2,2)}(\mathbf{r}_j, \mathbf{r}_i) \mathbf{p}_i + \frac{k_0^2}{\varepsilon_0} \alpha_j \hat{G}^{(2,1)}(\mathbf{r}_j, \mathbf{r}_1) \mathbf{p}_1, \quad j = 2, \dots, N,$$

где $\mathbf{E}_0(\mathbf{r})$ – электрическое поле в точке \mathbf{r} , которое существовало бы в системе без частиц; N – число частиц в системе; ε_0 – диэлектрическая постоянная вакуума; \mathbf{p}_1 – дипольный момент зонда. Принимается, что регистрируемый сигнал пропорционален мощности излучения зонда \mathbf{p}_1 . Для собирающей конфигурации, когда система облучается плоской электромагнитной волной со стороны подложки при условии полного внутреннего отражения, выполнен анализ получаемых изображений в зависимости от угла конусности α и поляризации внешней волны. Установлено, что в случае *ТМ*-поляризации получаемый сигнал сильно зависит от угла α , т.к. от его величина определяет относительный вклад в регистрируемый сигнал электрических полей от перпендикулярных границам слоя компонент дипольных моментов частиц. С увеличением угла α этот вклад растет, что приводит к изменению контраста изображений. Далее для собирающей конфигурации микроскопии изучается спектр средней величины дипольного момента частиц в структуре для различных диэлектрических параметров слоя и подложки. При этом значение диэлектрической проницаемости частиц зависит от длины волны внешнего поля [11]. Демонстрируется, что резонансная длина волны, для которой средняя величина дипольного момента частиц резко возрастает, зависит от диэлектрических свойств окружения, а ее сдвиг по шкале длин волн определяется поляризацией внешней волны и межчастичным расстоянием в

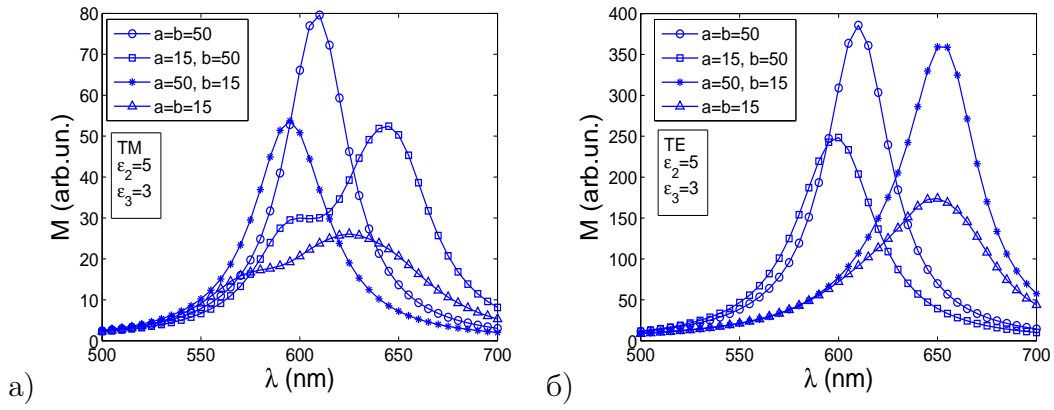


Рис. 4: Средний квадрат модуля индуцированных дипольных моментов в структуре золотых наночастиц, расположенных в центре диэлектрического слоя, как функция длины волны внешнего электромагнитного поля различной поляризации. ϵ_2 и ϵ_3 диэлектрические проницаемости слоя и подложки, a и b - расстояния между частицами во взаимно перпендикулярных направлениях

структуре (рис. 4). В § 4.7 приводятся результаты по распределению электрического поля в системе при падении плоской монохроматической волны на диэлектрический слой. §4.8 содержит общий перечень результатов.

Пятая глава посвящена изучению процесса рассеяния поверхностных плазмон-поляритонов (ППП) отдельными наночастицами. §5.1 является введением в проблематику главы. Отмечается, что достижение явного прорыва в развитии нанооптики на основе ППП предполагает большой объем теоретических исследований, основа которых – изучение процессов рассеяния ППП различными микрообъектами. Отмечается важность дипольного приближения в подобных задачах, и поэтому основные цели данной главы – развитие дипольного приближения в задачах рассеяния ППП и установление границ его применения.

В §5.2 методом тензорной функции Грина волнового уравнения рассмотрена задача рассеяния плоских монохроматических волн поверхностных плазмон-поляритонов объектом произвольной формы, расположенным в непосредственной близости от плоской поверхности, по которой распространяется плоская волна ППП (рис. 5). Полное электрическое поле в системе удовлетворяет интегральному уравнению Липшмана-Швингера

$$\mathbf{E}(\mathbf{r}) = \mathbf{E}_0(\mathbf{r}) + k_0^2 \int_V \hat{G}(\mathbf{r}, \mathbf{r}') [\epsilon_p(\mathbf{r}') - \epsilon_d] \mathbf{E}(\mathbf{r}') d\mathbf{r}', \quad (6)$$

где ϵ_p и ϵ_d – диэлектрические проницаемости рассеивателя и среды без рассеивателя соответственно; V – объем рассеивателя. В задаче рассеяния ППП электрическое поле определяется в дальней волновой зоне от рассеивателя с использованием соответствующей аппроксимации тензора Грина. Размер рассеивателя выбирался малым по сравнению с расстоянием до точки наблюдения, при этом его размеры считались произвольными по отношению к

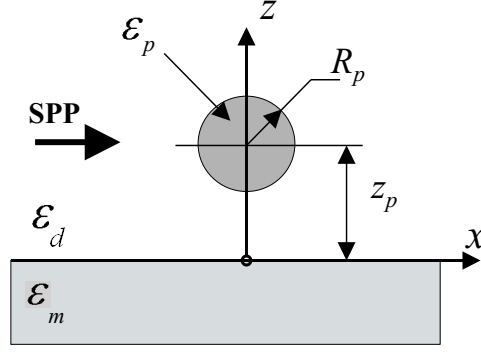


Рис. 5: Схематическое представление физической системы: ППП волна (SPP) рассеивается сферической частицей с радиусом R_p и диэлектрической проницаемостью ε_p

длине волны ППП. При решении задачи пренебрегали поглощением электромагнитной энергии в проводящем полупространстве, вдоль границы которого распространялась внешняя волна ППП. В рамках данного подхода тензор Грина $\hat{G}(\mathbf{r}, \mathbf{r}')$ представлялся как сумма нескольких слагаемых, каждое из которых описывало возбуждение в системе электрических полей определенного типа: квазистатического (ближнего) поля, поля ППП и поперечных волн, распространяющиеся от поверхности с ППП. Используя аналитическое представление соответствующей части общего тензора Грина, получены выражения для электрических и магнитных полей рассеянных волн. В случае ППП волн удобно перейти к цилиндрическим координатам (φ, ρ, z) , для области $z \geq 0$ можно записать:

$$E_z^S = \frac{ia k_0^2 k_S^{1/2} e^{i(k_S \rho - \frac{\pi}{4}) - a k_S z}}{(2\pi\rho)^{1/2} (1-a^2)(1-a^4)} \int_V e^{-ik_S(\mathbf{m}\mathbf{r}'_{\parallel} - ia z')} \Delta\varepsilon [E_z + ia \mathbf{m}\mathbf{E}_{\parallel}] d\mathbf{r}', \quad (7)$$

где $\Delta\varepsilon = \varepsilon_p(\mathbf{r}') - \varepsilon_d$; $a = \sqrt{\varepsilon_d / (-\varepsilon_m)}$; $k_S = \sqrt{\varepsilon_d \varepsilon_m / (\varepsilon_d + \varepsilon_m)}$ - волновое число ППП; $\mathbf{r} = (x, y, z) = (\mathbf{r}_{\parallel}, z)$ - радиус-вектор точки наблюдения в области $z \geq 0$; $\mathbf{r}' = (x', y', z') = (\mathbf{r}'_{\parallel}, z')$ - радиус-вектор источника поля; $\rho = |\mathbf{r}_{\parallel}|$; $\mathbf{m} = \mathbf{r}_{\parallel} / \rho$. $\mathbf{E}_{\parallel} = (E_x, E_y)$. Другой отличной от нуля компонентой электрического поля является $E_{\rho}^S = -ia E_z^S$. Магнитное поле может быть найдено из уравнений Максвелла. Для записи полей, рассеянных в дальнюю волновую зону от поверхности (в свет), наиболее подходят сферические координаты. В этом случае получаем

$$E_{\varphi}^L = \frac{k_0^2 e^{ik_a r}}{4\pi r} \int_V e^{-ik_a \mathbf{nr}'} (1 + r^{(s)} e^{ik_a 2z' \cos \theta}) \Delta\varepsilon [E_y \cos \varphi - E_x \sin \varphi] d\mathbf{r}', \quad (8)$$

$$E_{\theta}^L = \frac{k_0^2 e^{ik_a r}}{4\pi r} \int_V e^{-ik_a \mathbf{nr}'} \Delta\varepsilon \{ (1 - r^{(p)} e^{ik_a 2z' \cos \theta}) \times \\ \times (E_x \cos \varphi \cos \theta + E_y \sin \varphi \cos \theta) - E_z \sin \theta (1 + r^{(p)} e^{ik_a 2z' \cos \theta}) \} d\mathbf{r}', \quad (9)$$

где $\mathbf{n} = \mathbf{r}/r$; φ и θ – азимутальный и полярный углы сферической системы координат, определяющие направление \mathbf{n} ; $r^{(p)}$ и $r^{(s)}$ – коэффициенты отражения для (p) -ТМ и (s) -ТЕ поляризованных волн [8]. На основе данных выражений и расчета плотности потока энергии падающей и рассеянных волн вычисляются дифференциальные и полные сечения рассеяния ППП в ППП и световые волны. Дифференциальное сечение рассеяния ППП в ППП имеет вид

$$\sigma_{SP}(\varphi) = \frac{a^2 k_0^4 k_S (1 - a^4)^{-2}}{2\pi(1 - a^2)^2} \int_V \int_V e^{-ak_S(z+z') - ik_S \mathbf{m}(\mathbf{r}_{\parallel} - \mathbf{r}'_{\parallel})} \Delta \varepsilon F(\mathbf{r}) [\Delta \varepsilon' F(\mathbf{r}')]^* d\mathbf{r} d\mathbf{r}',$$

где $F(\mathbf{r}) = E_z(\mathbf{r}) + ia[E_x(\mathbf{r}) \cos \varphi + E_y(\mathbf{r}) \sin \varphi]$. Полное сечение для данного канала рассеяния получается после интегрирования по углу рассеяния φ . Дифференциальное сечение рассеяния ППП в свет может быть записано в виде

$$\sigma_L(\varphi, \theta) = \frac{2k_d a |\mathbf{E}^L|^2 r^2}{(1 - a^2)(1 - a^4)}, \quad (10)$$

а полные сечения рассеяния для двух типов поляризаций получаются после интегрирования по углам. В параграфе также приведен вывод сечения экстинкции, которое в случае поглощения электромагнитной энергии в рассеивателе отличается от сечения рассеяния.

В §5.3 общий подход из предыдущего параграфа используется для рассмотрения случая, когда размер рассеивателя L много меньше длины волны падающего плазмон-поляритона λ_{SP} . В этом случае все выражения для полей и сечений раскладываются в ряды по малому параметру L/λ_{SP} , первый член которых соответствует дипольному приближению, где полное электрическое поле \mathbf{E} в рассеивателе входит в выражения для полей рассеянных волн и сечений рассеяния в усредненном виде по объему рассеивателя V с весом разности диэлектрической проницаемости рассеивателя ε_p и окружающей среды ε_d : $\langle \Delta \varepsilon \mathbf{E} \rangle = \int_V (\varepsilon_p - \varepsilon_d) \mathbf{E}(\mathbf{r}) d\mathbf{r} / V$. При этом электрический дипольный момент рассеивателя имеет вид $\mathbf{p} = \varepsilon_0 V (\langle \Delta \varepsilon E_x \rangle, \langle \Delta \varepsilon E_y \rangle, \langle \Delta \varepsilon E_z \rangle)$, где ε_0 - диэлектрическая постоянная вакуума.

В задачах моделирования многократного рассеяния ППП в системах с большим числом частиц (рассеивателей), расположенных на металлической поверхности, как правило, отдельные частицы считаются сферическими и рассматриваются как диполи с поляризуемостью, рассчитанной в длинноволновом (квазистатическом) приближении. Данный подход являлся, скорее, эвристическим, чем строго обоснованным. В §5.4 всесторонне рассмотрен процесс рассеяния ППП малой сферической частицей с объемом V_p для случая, когда полное электрическое поле в частице является почти однородным и для описания рассеяния вполне достаточно дипольного приближения, а так-

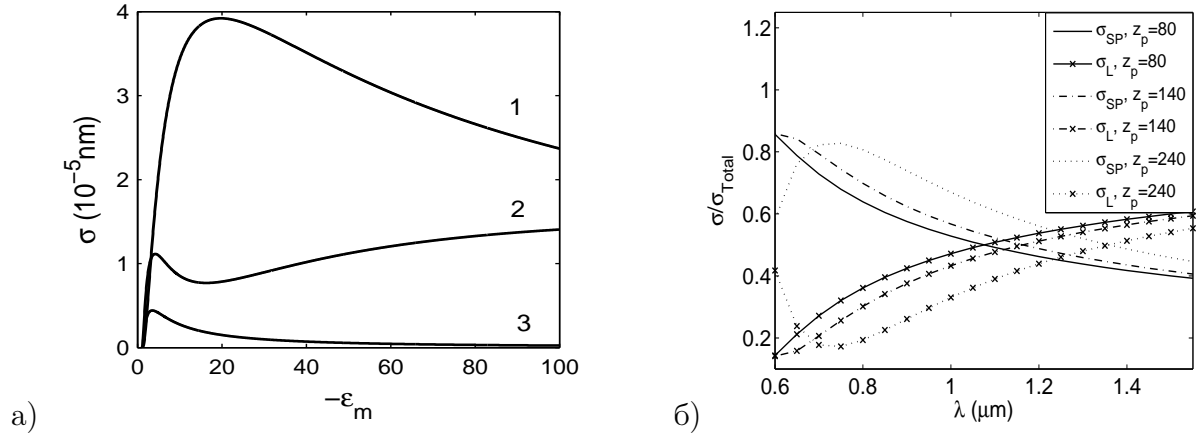


Рис. 6: а) полные сечения рассеяния (1) ППП в ППП, (2) ППП в свет с p -поляризацией, (3) ППП в свет с s -поляризацией как функция диэлектрической проницаемости ϵ_m для золотой частицы, локализованной у поверхности с ϵ_m на расстоянии с $z_p=300$ нм. Другие параметры: $R_p=10$ нм, $\lambda = 800$ нм. б) Полное сечение рассеяния для каждого канала рассеяния (σ_{SP} ППП в ППП; σ_L ППП в свет), отнесенное к суммарному сечению $\sigma_{Total} = \sigma_{SP} + \sigma_L$, для золотой частицы ($R_p = 40$ нм) над золотой подложкой, как функция длины волны света, возбуждающего ППП. Величины z_p приведены в нанометрах

же установлены условия его применимости. Изучаемая система представлена на рис. 5. Для того чтобы применить общий подход, развитый выше, в параграфе вычисляется полное электрическое поле в частице. В квазистатическом приближении оно имеет вид

$$\mathbf{E}(\mathbf{r}_p) = \frac{3\epsilon_d}{\epsilon_p + 2\epsilon_d} \left[\hat{U} - \frac{k_0^2}{\epsilon_0} \alpha_0 \hat{G}_q^s(\mathbf{r}_p, \mathbf{r}_p) \right]^{-1} \mathbf{E}_0(\mathbf{r}_p), \quad (11)$$

где \hat{U} - единичный тензор (3×3); $\alpha_0 = 3\epsilon_0\epsilon_d V_p(\epsilon_p - \epsilon_d)/(\epsilon_p + 2\epsilon_d)$ - квазистатическая поляризуемость сферической частицы в однородной среде с диэлектрической проницаемостью ϵ_d ; \mathbf{r}_p - радиус-вектор центра частицы; \mathbf{E}_0 - электрическое поле внешней волны. Условия применимости данного приближения записаны в виде неравенств, связывающих материальные и конфигурационные параметры системы, при которых электрическое поле в частице является почти однородным, и поэтому ее дипольный момент легко вычисляется. Полученное электрическое поле позволило явно вычислить дифференциальные и полные сечения рассеяния ППП для различных каналов рассеяния малой сферической частицей. На рис. 6а представлено сравнение сечений рассеяния ППП в свет и в ППП для характерного набора параметров. Из рисунка видно, что для дипольных частиц, расположенных вблизи поверхности, основным каналом рассеяния ППП является рассеяние в ППП. В рамках дипольного приближения выполнено сравнение полных сечений рассеяния и поглощения энергии ППП малой частицей с комплексной диэлектрической проницаемостью. Показано на примере благородных металлов, что с уменьшением раз-

меров частицы сечение поглощения начинает превышать сечение рассеяния для частиц с радиусом менее 20 нм.

В §5.5 рассеяние ППП сферической частицей в дипольном приближении расширено до включения в рассмотрение рассеяния ППП магнитным диполем частицы, который индуцируется магнитным полем падающей волны. Расчет рассеянных волн выполнен методом тензора Грина. Для построения магнитного тензора Грина, который описывает распространение полей от магнитного диполя, использовалась электромагнитная теорема взаимности [12]. На основе полученных полей и с использованием результатов предыдущего параграфа вычисляются сечения рассеяния ППП в ППП и в свет. Дифференциальное сечение рассеяния ППП в ППП имеет вид

$$\sigma_S(\varphi) = \frac{k_S a^2 (1 - a^2) e^{-4ak_S z_p}}{2\pi(1 - a^4)^2} \left[\frac{k_0^4}{\varepsilon_0^2 (1 - a^2)^3} |\alpha_e|^2 + \frac{k_S^4 \cos^2 \varphi}{\mu_0^2} |\alpha_m|^2 + \frac{k_0^2 k_S^2 \cos \varphi}{\mu_0 \varepsilon_0 (1 - a^2)} (\alpha_m^* \alpha_e + \alpha_m \alpha_e^*) \right], \quad (12)$$

где $\alpha_e \simeq \alpha_0$; знак * обозначает комплексное сопряжение. Здесь первый член в квадратных скобках соответствует электродипольному рассеянию, второй описывает магнитнодипольное рассеяние, а третий учитывает их интерференцию. Видно, что магнитно-дипольный вклад становится одного порядка с электро-дипольным, когда $|\alpha_m| \simeq |\alpha_e|$. Полное сечение рассеяния получается после интегрирования по углу рассеяния φ в пределах $[0; 2\pi]$. Сечение рассеяния ППП в свет вычисляется как и прежде, но полное рассеянное электрическое поле представляет суперпозицию полей от электрического и магнитного диполей. Численный анализ для благородных металлов показал, что для относительно крупных частиц магнитный вклад может существенно изменять диаграмму направленности рассеяния ППП, делая более предпочтительным рассеяние назад. Более того, было установлено, что роль магнитно-дипольного рассеяния растет с увеличением длины волны ППП из-за роста величины диэлектрической проницаемости металла. Выполнен анализ смены основного канала рассеяния ППП при увеличении длины волны ППП (рис. 6б). В §5.6 приводится общий перечень основных результатов, полученных в главе.

Шестая глава посвящена изучению процессов взаимодействия поверхностных плазмон-поляритонов с цепочками наночастиц. §6.1 является введением в проблематику главы. Отмечается, что наиболее интересным аспектом физики поверхностных плазмон-поляритонов является возможность на их основе концентрировать и направлять световую энергию, используя поверхностные структуры с размерами меньшими, чем световая длина волны. Один из подходов к решению этой проблемы основывается на использовании

поверхностных структур полупроводниковых и металлических наночастиц. В данной главе выполнено расширение приближения точечного диполя на случай частиц эллипсоидной формы, что позволило включить в дипольную модель фактор формы рассеивателя и исследовать особенности, вносимые им. Используя метод функции Грина и дипольное приближение в главе моделируется взаимодействие ППП с цепочками наночастиц. Исследования касаются деления гауссова пучка ППП прямолинейной цепочкой наночастиц, распространения ППП вдоль прямолинейных и изогнутых цепочек наночастиц и фокусировки ППП при их возбуждении на металлической поверхности с цепочками наночастиц в виде сегмента окружности.

В § 6.2 представлено расширение дипольного приближения для задач рассеяния ППП, развитого в предыдущей главе, на случай малых эллипсоидных частиц, когда их тензор поляризуемости в квазистатическом приближении имеет компоненты:

$$\alpha_i = \frac{\varepsilon_0 \varepsilon_d V_p (\varepsilon_p - \varepsilon_d)}{(\varepsilon_d + (\varepsilon_p - \varepsilon_d) m_i) \left[1 + \frac{(\varepsilon_d - \varepsilon_m)(\varepsilon_p - \varepsilon_d)}{3(\varepsilon_d + \varepsilon_m)(\varepsilon_d + (\varepsilon_p - \varepsilon_d) m_i)} \vartheta \right]}, \quad i = x, y; \quad (13)$$

$$\alpha_z = \frac{\varepsilon_0 \varepsilon_d V_p (\varepsilon_p - \varepsilon_d)}{(\varepsilon_d + (\varepsilon_p - \varepsilon_d) m_z) \left[1 + \frac{(\varepsilon_d - \varepsilon_m)(\varepsilon_p - \varepsilon_d)}{3(\varepsilon_d + \varepsilon_m)(\varepsilon_d + (\varepsilon_p - \varepsilon_d) m_z)} 2\vartheta \right]}, \quad (14)$$

с $\vartheta = h_x h_y h_z / (2z_p)^3$. Здесь h_x , h_y и h_z - полуоси эллипсоида; m_i - коэффициенты деполяризации [13]; z_p - расстояние между центром частицы и поверхностью с ППП. В параграфе получены выражения для дифференциальных и полных сечений рассеяния ППП в ППП и в свет. Выполнен численный анализ зависимостей сечений рассеяния от соотношения между большей и меньшей полуосями эллипсоидов (сфероидов) и от их ориентации относительно поверхности, по которой распространяется волна ППП. Рассмотрен случай, когда эллипсоиды имеют равный объем, но отличаются соотношениями между полуосями. Показано, что в обычных (внерезонансных) условиях эллипсоиды, вытянутые перпендикулярно к поверхности с ППП, имеют большие сечения рассеяния по сравнению с эллипсоидами, вытянутыми в плоскости поверхности. Однако если в системе реализуются условия для конфигурационного резонанса, т.е. резкого увеличения поляризуемости частицы за счет взаимодействия с поверхностью, то сечения рассеяния для вытянутых эллипсоидов в плоскости поверхности с ППП могут значительно превысить сечения для другого типа частиц. Далее демонстрируется сильная анизотропия рассеяния ППП эллипсоидами, вытянутыми в плоскости поверхности, которая поддерживает распространение ППП. Плазмоны в основном рассеиваются в направлении наибольшей оси эллипсоида.

В § 6.3 в соответствии с недавними экспериментальными результатами [14] и с целью выяснения роли различных параметров системы выполнено чис-

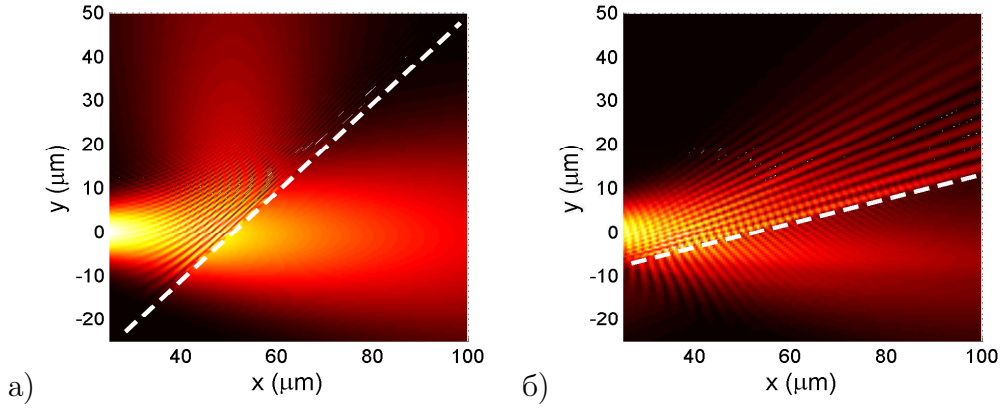


Рис. 7: Величина электрического поля, рассчитанная на расстоянии 300 нм над серебряной плоской поверхностью, для случая рассеяния гауссова пучка ППП (световая длина волны 800 нм, перетяжкой пучка ППП 1 $\mu\text{м}$, распространение вдоль x -оси) цепочкой серебряных сфероидальных частиц ($h_z/h_x = h_z/h_y = 1/3$, $h_z \approx 36$ нм). Угол между направлением гауссова пучка и цепочки наночастиц β – а) 45° ; б) 15° . Штриховые линии указывают положение цепочки наночастиц

ленное моделирование функционирования делителя гауссова пучка поверхностных плазмон-поляритонов, образованного прямой цепочкой сфероидальных металлических наночастиц. Модель построена с использованием метода функции Грина волнового и дипольного приближения (см. §4.6). При моделировании использовалось предположение, что основным каналом рассеяния ППП является рассеяние в ППП. Для численного счета использовались параметры близкие к тем, которые были реализованы в эксперименте: ППП возбуждались на серебряной поверхности, цепочка состояла также из серебряных частиц (рис. 7). Рассмотрена зависимость эффективности деления пучка ППП от геометрических параметров сфероидов, определяющих форму наночастиц в цепочке. Показано, что включение в векторную модель многократного рассеяния ППП анизотропной поляризуемости наночастиц позволило получить количественное согласие между результатами моделирования и экспериментальными данными в отношении варьирования таких параметров, как форма частиц и угол падения ППП на цепочку. Продemonстрировано, что с уменьшением угла между направлением пучка ППП и направлением цепочки эффективность отражения ППП растет. Обнаружено, что если этот угол становится малым, то отраженный пучок расщепляется на систему отдельных лучей (веерный эффект) за счет его интерференции с частью падающего пучка, который не испытывает отражения от цепочки наночастиц. Данный эффект получил экспериментальное подтверждение. Угол, при котором наступает этот эффект, определяется длиной волны плазмонов и перетяжкой падающего гауссова пучка.

В § 6.4 численно рассматривается вопрос, связанный с возможностью распространения поверхностных плазмон-поляритонов вдоль цепочек сильно вза-

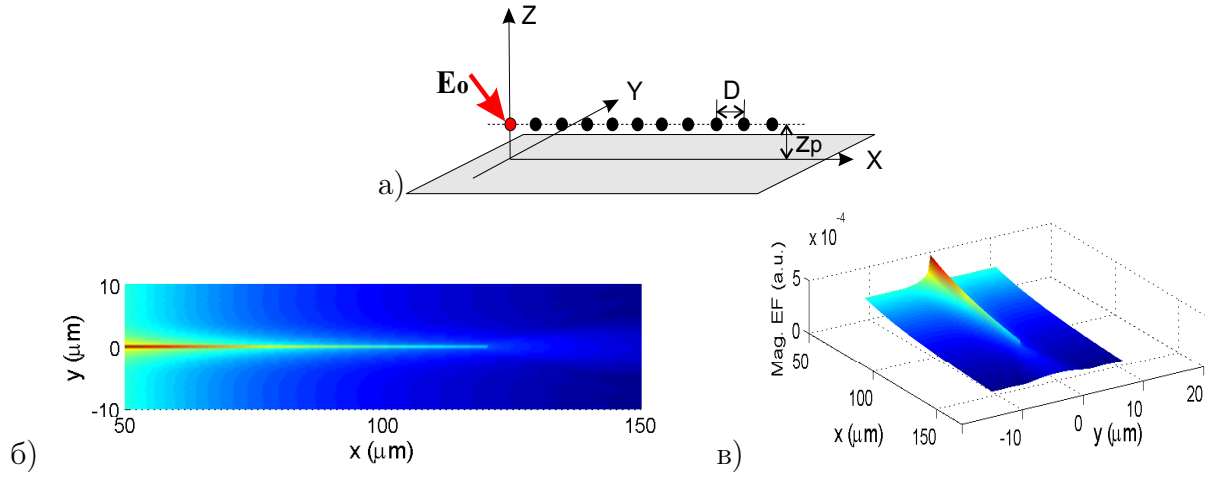


Рис. 8: а) схематическое представление физической системы: линейная цепочка идентичных сфероидальных золотых частиц, только первая частица в цепочке взаимодействует с внешним электрическим полем E_0 ; б) и в) два представления величины электрического поля, рассчитанного на высоте 90 нм над плоской поверхностью раздела воздух-золото с цепочкой наночастиц для случая, когда внешнее излучение с длиной волны $\lambda = 800$ нм и поляризацией вдоль z -оси взаимодействует только с первой частицей в цепочке. Цепочка состоит из сфероидальных частиц ($h_z/h_x = h_z/h_y = 5$, $h_z \approx 29.2$ нм). Длина цепочки 120 μm , расстояние между частицами в цепочке 80 нм, $z_p = 40$ нм

имодельствующих наночастиц, локализованных в непосредственной близости от плоской металлической поверхности. Теоретическая модель построена методом функции Грина с использованием дипольного приближения. Предполагалось, что внешнее поле взаимодействует только с первой частицей в цепочке, а в системе распространяются рассеянные ею вторичные волны, включая ППП (рис. 8а). Поскольку в рассматриваемой задаче взаимодействие между частицами в цепочках играет принципиальную роль, то тензор Грина для системы из двух полупространств использовался без каких-либо приближений [6] для расстояний между источником и точкой наблюдения, меньших 20 длин волн ППП. Если это расстояние было больше 20 длин волн ППП, то тензор Грина аппроксимировался только частью, описывающей распространение ППП в системе. Такой подход теоретически обоснован в [15]. Показано, что локализация распространения вторичных волн в виде ППП вдоль цепочек наночастиц является достижимой для широкого набора параметров (рис. 8б,в), но существенным образом зависит от сечения рассеяния ППП отдельной наночастицей в цепочке и от межчастичного расстояния. При этом волноводные свойства цепочек начинают проявляться более отчетливо с увеличением сечений рассеяния и уменьшением межчастичного расстояния. Направленное распространение ППП вдоль изогнутых цепочек наночастиц также моделировалось.

В § 6.5 в соответствии с недавними экспериментальными результатами и с целью выяснения роли различных параметров системы выполняется числен-

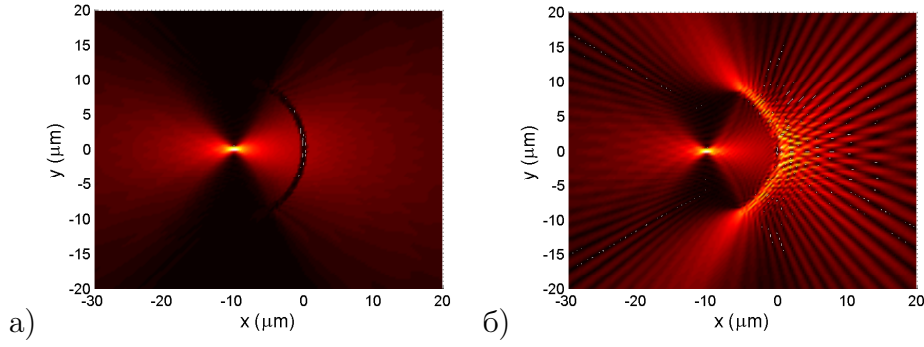


Рис. 9: Распределение величины электрического поля над золотой поверхностью с изогнутой цепочкой (радиус кривизны $R = 10 \mu\text{m}$) сфероидальных золотых частиц, облучаемых световым пучком с длиной волны $\lambda = 800 \text{ нм}$, падающим перпендикулярно к золотой поверхности и поляризованным вдоль x -направления. Перетяжка светового пучка W (размер светового пятна на поверхности) и межчастичное расстояние D в цепочке равны: а) $W = 10 \mu\text{m}$, $D = 400 \text{ нм}$; б) $W = 10 \mu\text{m}$, $D = 800 \text{ нм}$. Положение цепочки соответствует темной линии на а)

ное моделирование процессов возбуждения, фокусировки и направленного распространения поверхностных плазмон-поляритонов с помощью изогнутой цепочки сфероидальных наночастиц, расположенных на металлической поверхности. Модель основывается на методе функции Грина волнового уравнения и дипольном приближении. Возбуждение плазмонов моделируется как взаимодействие ограниченного светового пучка при его вертикальном падении с частью частиц из цепочки. Представлено сравнение численно полученных изображений распределения интенсивности ППП с экспериментальными данными. Сравнение демонстрирует согласие в отношении обнаруженных особенностей фокусировки и направленного распространения ППП, что свидетельствует об адекватности теоретической модели. Установлена сильная зависимость режима фокусировки ППП от межчастичного расстояния в цепочке (рис. 9). При этом фокусирующий и направляющий эффекты с оптимальными свойствами могут быть получены в случае, когда расстояние между частицами в цепочке меньше длины волны плазмонов. Сильный фокусирующий эффект с фокусом в центре кривизны цепочки получается при относительно большом отношении (порядка или больше единицы) размера светового пятна (W), возбуждающего ППП, к радиусу кривизны цепочки (R). Если размер светового пятна меньше радиуса кривизны цепочки наночастиц настолько, что угол дифракции пучка ППП ($\sim \lambda/\pi W$) приблизительно равен отношению W/R , то фокусирующий эффект ослабевает и в системе может возникнуть хорошо коллимированный пучок ППП. По результатам моделирования сделаны предложения по использованию полученных эффектов для создания микрооптических устройств. В § 6.6 приводится общий перечень основных результатов, полученных в главе.

ОСНОВНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ И ВЫВОДЫ

1. Получены вероятности и темпы оже-рекомбинации электронов с тяжелыми дырками при условии, что высвобождаемая энергия передается другим тяжелым дыркам с переходом их в зону легких дырок в узкощелевом полупроводнике с кейновским спектром энергетических зон в случае сильного вырождения дырок. Найдено значение концентрации неравновесных электронов в зоне проводимости, при которой темп оже-рекомбинация с участием электрона и двух тяжелых дырок сравнивается с темпом оже-рекомбинации с участием двух электронов и тяжелой дырки. На основе развитого теоретического подхода рассмотрена электронная ударная ионизация в узкощелевых полупроводниках с сильно вырожденными дырками в условиях низких температур. Найдены условия, при которых минимальной (пороговой) энергии электрона, способного производить ударную ионизацию, соответствует энергия электрона, ионизирующего состояние на уровне Ферми в зоне тяжелых дырок.

2. Построена теоретическая модель электрического пробоя в полупроводниках с примесной зоной делокализованных примесных состояний. Показано, что в подобной системе может реализоваться своеобразный комбинированный перегревный механизм отрицательной дифференциальной проводимости S-типа, обусловленный взаимосвязанными изменениями как концентрации, так и подвижности носителей заряда.

3. Методом тензорной функции Грина волнового уравнения построена теоретическая модель СБОМ двух конфигураций для исследования свойств нанообъектов, локализованных как на поверхности образца, так и под его поверхностью. Модель представляет систему интегральных уравнений для самосогласованного вычисления электрических полей в системе. Построенная модель позволила выполнить расчет электрических полей в ближней зоне над поверхностью диэлектрического массивного образца с полупроводниковыми нанообъектами, локализованными как на поверхности образца, так и в его объеме, а также выполнить анализ влияния величин диэлектрического зонда, шага сканирования и конфигурации СБОМ на изображения диэлектрической поверхности с наноскопическими дефектами в виде выступов или впадин.

4. Методом функции Грина развит теоретический подход к моделированию квазистатического взаимодействия наночастиц в диэлектрическом слое. Построенная функция Грина позволила для широкого набора параметров исследовать влияние тонкого слоя и подложки на формирование электрических полей в системах с наночастицами. В рамках данного подхода выполнено моделирование излучения внутри тонкого диэлектрического слоя, расположенного в ближней волновой зоне от малого источника. Установлено,

что меняя подложку, на которой расположен слой, можно изменять относительную роль различных компонент поля в слое и тем самым влиять на электромагнитные процессы в слое. Рассмотрен оптический отклик структуры наночастиц, скрытой внутри диэлектрического слоя, в зависимости от поляризации внешнего поля и межчастичного расстояния. Обнаружено, что с ростом диэлектрической проницаемости слоя резонансная длина волны, т.е. длина волны, на которой средняя величина дипольного момента частиц в структуре имеет максимум, смещается в сторону больших длин волн. При этом сама величина момента также растет. Проанализирована зависимость спектра средней величины дипольного момента от межчастичного расстояния в наноструктуре. Установлено, что резонансная длина волны смещается с изменением межчастичного расстояния, причем направление смещения зависит от поляризации внешней волны.

5. Развита теоретический подход к задаче рассеяния поверхностных плазмон-поляритонов нанобъектом произвольной формы. Получены интегральные выражения для напряженностей электрического и магнитного полей рассеянных волн, которые позволяют для различных каналов по известному распределению электрического поля внутри рассеивателя рассчитать дифференциальные и полные сечения рассеяния ППП. На основе общего подхода получены выражения для сечений рассеяния ППП сферической наночастицей в дипольном приближении. Показано, что рассеяние ППП в ППП является анизотропным с преимущественным рассеянием в направлении распространения падающей волны (электродипольное приближение), что обусловлено наличием продольной составляющей электрического поля. Установлено, что угловое распределение рассеянных световых волн существенным образом зависит от расстояния между рассеивателем и поверхностью с ППП. Сравнение эффективностей различных каналов рассеяния ППП показало, что для наночастицы, локализованной в непосредственной близости от поверхности с ППП, основным каналом рассеяния ППП является рассеяние в ППП для широкого набора параметров. Однако с увеличением длины волны плазмон происходит смена основного канала рассеяния ППП: для больших длин волн основным каналом рассеяния ППП становится рассеяние в свет. Такое соотношение между сечениями рассеяния практически не зависит от диэлектрических свойств рассеивателя. Впервые явно получены условия, при которых дипольное приближение является достаточным в задачах рассеяния поверхностных электромагнитных волн оптического диапазона (поверхностных плазмон-поляритонов) малой сферической частицей.

6. Выполнен анализ влияния магнитного дипольного момента сферической наночастицы на рассеяние ППП в зависимости от ее размера, для этого получены дифференциальные и полные сечения рассеяния сферической наноча-

стицей ППП в ППП и в свет с учетом магнитно-дипольного вклада. Показано на примере систем из благородных металлов, что магнитно-дипольный вклад может существенно влиять на угловую зависимость дифференциальных сечений рассеяния, увеличивая их анизотропию с увеличением длины волны плазмонов и оставляя практически неизменными полные сечения рассеяния.

7. Выполнен теоретический анализ рассеяния ППП малой эллипсоидной частицей, локализованной у границы раздела проводящая среда-диэлектрик. Показано, каким образом дифференциальные и полные сечения рассеяния ППП зависят от формы частицы и ее ориентации относительно поверхности с ППП и направления распространения внешней волны. Установлено, что в общем сфероиды, вытянутые вдоль направления, перпендикулярного поверхности с ППП, рассеивают плазмоны значительно эффективнее, чем частицы того же объема, но имеющие форму сплюснутого в перпендикулярном направлении к границе с ППП сфероида. Однако в отличие от общей ситуации в системе могут сложиться условия, когда эффективность рассеяния ППП сплюснутыми сфероидальными частицами может резко увеличиться за счет конфигурационного резонанса. Эти условия определяются формой частицы и ее положением относительно поверхности с ППП. Установлено, что для частиц, вытянутых в плоскости распространения ППП, дифференциальные рассеяния ППП в ППП имеют сильную анизотропию с максимумом рассеяния в направлении большей оси сфероида. Последний эффект может быть использован для создания микрооптических элементов для ППП.

8. В соответствии с недавними экспериментальными результатами выполнено численное моделирование функционирования делителя гауссового пучка поверхностных плазмон-поляритонов, образованного прямой цепочкой сфероидальных наночастиц. Установлено, что эффективность деления пучка зависит от геометрических параметров сфероидов, определяющих форму наночастиц в цепочке. Показано, что включение в векторную модель многократного рассеяния ППП анизотропной поляризуемости наночастиц позволяет получить количественное согласие между результатами моделирования и экспериментальными данными в отношении варьирования таких параметров, как форма частиц и угол падения ППП на цепочку. Продемонстрировано, что с уменьшением угла между направлением пучка ППП и направлением цепочки эффективность отражения ППП растет. Обнаружено, что если этот угол становится достаточно малым, то отраженный пучок расщепляется на систему отдельных лучей за счет его интерференции с частью падающего пучка, который не испытывает отражения от цепочки наночастиц. Данный эффект получил экспериментальное подтверждение. Также установлено, что эффективность деления пучка ППП не зависит от величины перетяжки падающего пучка ППП, тогда как их угловое разделение может уменьшаться с

уменьшением величины перетяжки для относительно больших углов между падающим пучком и цепочкой наночастиц.

9. Теоретически рассмотрена возможность распространения поверхностных плазмон-поляритонов вдоль цепочек сильно взаимодействующих наночастиц, локализованных в непосредственной близости от плоской металлической поверхности. Показано, что локализация распространения ППП вдоль цепочек наночастиц является достижимой для широкого набора параметров, но существенным образом зависит от сечения рассеяния ППП отдельной наночастицей в цепочке и от межчастичного расстояния. Показано, что распространение ППП вдоль изогнутых цепочек наночастиц возможно, если длина цепочек и радиус их кривизны значительно больше длины их волны.

10. В соответствии с недавними экспериментальными результатами выполнено численное моделирование процессов возбуждения, фокусировки и направленного распространения поверхностных плазмон-поляритонов с помощью изогнутой цепочки сфероидальных наночастиц, расположенных на металлической поверхности. Установлено, что режим фокусировки ППП сильно зависит от межчастичного расстояния в цепочке. При этом фокусирующий и направляющий эффекты с оптимальными свойствами могут быть получены в случае, когда расстояние между частицами в цепочке меньше длины волны плазмонов. Сильный фокусирующий эффект с фокусом в центре кривизны цепочки получается при относительно большом отношении размера светового пятна, возбуждающего ППП, к радиусу кривизны цепочки. Если размер светового пятна уменьшается, то фокусирующий эффект ослабляется и в системе возникает хорошо коллимированный пучок ППП.

Основные результаты диссертации опубликованы в работах:

1. Дмитриев А.В., Евлюхин А.Б. Межзонный и примесный пробой в полупроводниках с примесной зоной. // ЖЭТФ, т. 104, с. 4094–4106 (1993).
2. Дмитриев А.В., Евлюхин А.Б. Interband and impurity breakdown in a semi-conductor with a nimpurity band in a high electric field. // Semicond. Sci. Technol., v. 9, p. 2056–2066 (1994).
3. Дмитриев А.В., Евлюхин А.Б. Оже рекомбинация в вырожденных узкощелевых полупроводниках р-типа. // Изв. РАН (сер. Физическая), т. 8, с. 122–126 (1995).
4. Дмитриев А.В., Евлюхин А.Б. Межзонные оже переходы и время жизни носителей заряда в вырожденных узкощелевых полупроводниках р-типа. // ФТП, т. 29, с. 1733–1742 (1995).

5. Evlyukhin A.B., Gerke M.N., Yakutin S.E. Fabrication of the fiber tip by combined method for scanning near-field measurements. // Proceedings of the 30 International CIRP Seminar on Manufacturing Systems - LANE'97, Germany, Erlangen, p. 331–332 (1997).
6. Дмитриев А.В., Евлюхин А.Б. Порог и вероятность ударной ионизации электронами в узкощелевых полупроводниках р-типа с сильно вырожденными дырками. // ФТТ, т. 39, с. 275–279 (1997).
7. Dmitriev A.V., Evlyukhin A.B. Electron impact ionization in p-type degenerate narrow gap semiconductors with a Kane band dispersion law. // Semicond. Sci. Technol., v. 12, p. 29–34 (1997).
8. Евлюхин А.Б. Расчет вероятности энергетической релаксации электронов на вырожденной плазме тяжелых дырок в полупроводниках. // Труды IV международной конференции "Математика, Компьютер, Образование". Пушино, 29 января–3 февраля, Россия, с. 101–104 (1997).
9. Силонов В.М., Евлюхина Е.В., Крысько О.В., Евлюхин А.Б. Влияние межатомных корреляционных эффектов на ближний порядок в поликристаллических ГПУ-сплавах. // ФТТ, т. 41, с. 2109–2115 (1999).
10. Evlyukhin A.B., Evlyukhina E.V., Bantser R.M., Levkin S.G., Parfenova N.N. Optical response of semiconductor nanostructure with free charge carriers in scanning near-field optical microscope. // Institute of Physics Publishing, Bristol and Philadelphia. Conf. Ser. Vol. 169, Microscopy of Semiconducting Materials, University Oxford 25–29 March, UK, p. 591–597 (2001).
11. Евлюхин А.Б., Петров А.Е. Трехмерная граничная задача дифракции электромагнитных волн в ближнеполевой оптической микроскопии наноскопического объекта в твердом теле. // Труды 4-й Всероссийской научной конференции "Краевые задачи и математическое моделирование", Новокузнецк, т. 1, с. 72–76 (2001).
12. Евлюхин А.Б. Влияние мезоскопических полупроводниковых возмущений на распределение электромагнитных полей в ближнеполевой оптической микроскопии. // Письма в ЖТФ, т. 28, с. 6–11 (2002).
13. Evlyukhin A.B. Application of optical near-field microscopy for investigation of semiconductor nanostructure properties. // Proc. SPIE, v.4644, p.503–510 (2002).
14. Evlyukhin A., Fadeeva I. Theoretical model and numerical simulation of scanning near-field optical microscopy in the collection and illumination configurations. // Proceedings of Scanning Probe Microscopy - International Workshop, Institute for Physics of Microstruct. RAS, Nizhniy Novgorod, Russia, p. 193–195 (2003).

15. Evlyukhin A., Evlyukhina E. Self-consistent quasi-electrostatic approach in near-field microscopy of quantum dots ensemble embedded in layer structure. // *Microsc. & Microanal.*, v. 9, p. 172–173 (2003).
16. Evlyukhin A., Gerke M., Grigor'eva E., Fadeeva I. Probe radiation in near-field optical microscopy of one-layer nanostructure. // *Proceedings of Scanning Probe Microscopy - International Workshop, Institute for Physics of Microstruct. RAS, Nizhniy Novgorod, Russia*, p. 196–198 (2003).
17. Evlyukhin A., Fadeeva I. Theoretical model and numerical simulation of scanning near-field optical microscopy in the collection and illumination configurations. // *Phys. Low-Dim. Struct.*, v. 3/4, p. 75–86 (2003).
18. Evlyukhin A., Fadeeva I., Evlyukhina E. Near-field imaging of mesoscopic particles buried within dielectric layer structure. // *Proceedings of 1-st International Conferences on Electromagnetic Near-Field Characterization, ICONIC, Rouen-France*, p. 50–55 (2003).
19. Евлюхин А., Фадеева И. Моделирование изображений в сканирующей ближнеполевой оптической микроскопии собирающей и облучающей конфигураций. // *Микросист. Техн. (Нано- и Микросист. Техн.)*, т. 3, с. 14–20 (2004).
20. Евлюхин А.Б., Евлюхина Е.В. Влияние мезоскопических объектов, локализованных в слоистой структуре, на распределение светового поля в ближнеполевой микроскопии поверхности. // *Опт. Ж.*, т. 71, с. 58–64 (2004).
21. Евлюхин А.Б., Евлюхина Е.В., Герке М.Н. Теоретическая модель зондового излучения в ближнеполевой оптической микроскопии однослойной наноструктуры. // *Микросист. Техн. (Нано- и Микросист. Техн.)*, т. 5, с. 13–19 (2004).
22. Evlyukhin A.B., Evlyukhina E.V. Effect of mesoscopic objects located inside a sample on the distribution of light in surface near-field optical microscopy. // *Proc. SPIE*, v. 5506, с. 224–232 (2004).
23. Евлюхин А.Б. Моделирование процесса упругого рассеяния поверхностных поляритонов наноскопическими частицами, случайно распределенными на поверхности. // *Сборник трудов 7-й Всероссийской научной конференции "Краевые задачи и математическое моделирование"*, Новокузнецк, с. 54–57 (2004).
24. Евлюхин А.Б., Божевольный С.И. Условия применимости дипольного приближения в задачах рассеяния поверхностных плазмон-поляритонов. // *Письма в ЖЭТФ*, т. 81, с. 278–282 (2005).
25. Evlyukhin A.B., Bozhevolnyi S.I. Point-dipole approximation for surface plasmon polariton scattering: Implications and limitations. // *Phys. Rev. B*, v. 71, p. 134304 (2005).

26. Evlyukhin A.B., Bozhevolnyi S.I. Surface plasmon polariton scattering by small ellipsoid particles.// *Surf. Science*, v. 590, p. 173–180 (2005).
27. Евлюхин А.Б. Сечения рассеяния поверхностных плазмон-поляритонов наночастицей в дипольном приближении.// *Письма в ЖТФ*, т. 31, с. 14–21 (2005).
28. Евлюхин А.Б., Евлюхина Е.В., Мальцева А.А., Шабунина Т.А. Моделирование электромагнитных полей в микроскопии ближнего оптического поля.// *Изв. РАН (сер. Физическая)*, т. 70, с. 426–429 (2006).
29. Evlyukhin A.B., Bozhevolnyi S.I., Stepanov A.L., Krenn J.R. Splitting of a surface plasmon polariton beam by chains of nanoparticles.// *Appl. Phys. B*, v. 84, p. 29–34 (2006).
30. Evlyukhin A.B., Bozhevolnyi S.I. Surface plasmon polariton guiding by chains of nanoparticles.// *Laser Phys. Lett.*, v. 3, p. 396–400 (2006).
31. Evlyukhin A.B., Maltseva A.A., Shabunina T.A. Near-field optical diagnostics of nanoparticle structure buried within single dielectric layer.// *Proc. SPIE*, v. 6258, p. 62580K (2006).
32. Евлюхин А.Б., Божевольный С. И. Рассеяние поверхностных плазмон-поляритонов наночастицей с учетом магнитно-дипольного вклада.// *Письма в ЖЭТФ*, т. 83, с. 653–658 (2006).
33. Evlyukhin A.B., Dmitriev A.V., Artamkin A. Interband breakdown in a Kane semiconductor with a degenerate hole distribution.// *AIP Confer. Ser.*, v. 839, p. 142–144 (2007).
34. Radko I.P., Bozhevolnyi S.I., Evlyukhin A.B., Boltasseva A. Surface plasmon polariton beam focusing with parabolic nanoparticle chains.// *Opt. Express*, v. 15, p. 6576–6582 (2007).
35. Evlyukhin A. B., Leksin A. Yu., Gerke M. N., Evlyukhina E. V. Resonance near-field optical response of metal nanoparticle structures in a layer environment.// *Proc. SPIE*, v. 6728, p. 672819 (2007).
36. Evlyukhin A. B., Bozhevolnyi S. I., Stepanov A. L., Kiyan R., Reinhardt C., Passinger S., and Chichkov B. N. Focusing and directing of surface plasmon polaritons by curved chains of nanoparticles. // *Opt. Express*, v. 15, p. 16667-16680 (2007).
37. Evlyukhin A. B., Brucoli G., Martin-Moreno L., Bozhevolnyi S.I., Garcia-Vidal F. J. Surface plasmon polariton scattering by finite-size nanoparticles.// *Phys. Rev. B*, v. 76, p. 075426 (2007).

Список литературы

- [1] Dmitriev A.V., Mocker M. Recombination and ionization in narrow gap semiconductors. // *Phys. Rep.*, v. 257, p. 85 (1995).

- [2] Гельмонт Б.Л. Трехзонная модель Кейна и оже-рекомбинация. // ЖЭТФ, т. 75, в. 2(8), с. 536 (1978).
- [3] Courjon D. Near-field microscopy and near-field optics. // Imperial College Press, London, 2003.
- [4] Мандель Л., Вольф Э. Оптическая когерентность и квантовая оптика. // Физматлит, Москва, 2000.
- [5] Дмитриев В.И., Захаров Е.В. Интегральные уравнения электродинамики. // Изд. МГУ, 1987.
- [6] Novotny L., Hecht B., and Pohl D.W. Interference of locally excited surface plasmons. // J. Appl. Phys., v. 81, p. 1798 (1997).
- [7] Barnes W.L., Dereux A., and Ebbesen T.W. Surface plasmon subwavelength optics. // Nature, v. 424, p. 824 (2003).
- [8] Søndergaard T., Bozhevolnyi S.I. Surface plasmon polariton scattering by a small particle placed near a metal surface: An analytical study. // Phys. Rev. B, v. 69, p. 045422 (2004).
- [9] Гантмахер В.Ф., Левинсон И.Б. Рассеяние носителей тока в металлах и полупроводниках. // Москва, Наука, 1984.
- [10] Денис В., Пожела Ю. // Горячие электроны, Вильнюс, 1971.
- [11] Palik E. Handbook of Optical Constant of Solids // Academic, San Diego, CA, 1985.
- [12] Вайнштейн Л.А. Электромагнитные волны. // Москва, Радио и связь, 1988.
- [13] Ландау Л.Д. и Лифшиц Е.М. Теоретическая физика, т. 8. Электродинамика сплошных сред. // Москва: Наука, 1992.
- [14] Stepanov A.L., Krenn J.R., Ditlbacher H., Hohenau A., Drezet A., Steinberger B., Leitner A., Aussenegg F.R. Quantitative analysis of surface plasmon interaction with silver nanoparticles. // Opt. Lett., v. 30, p. 1524 (2005).
- [15] Søndergaard T. and Bozhevolnyi S.I. Vectorial model for multiple scattering by surface nanoparticles via surface polariton-to-polariton interactions. // Phys. Rev. B, v. 67, p. 165405 (2003).

Подписано в печать 19.12.07.
Формат 60×84/16. Усл. печ. л. 2,56. Тираж 100 экз.
Заказ
Издательство
Владимирского государственного университета.
600000, Владимир, ул. Горького, 87.