

МОСКОВСКИЙ ГОСУДАРСТВЕННЫЙ УНИВЕРСИТЕТ  
имени М. В. ЛОМОНОСОВА

на правах рукописи

**Фролов Александр Юрьевич**

**Сканирующая ближнепольная оптическая микроскопия  
кремниевых наноплазмонных антенн и магнитооптическая  
спектроскопия плазмонных наноплазмонных антенн**

**1.3.19** — лазерная физика

**АВТОРЕФЕРАТ**

диссертации на соискание ученой степени  
кандидата физико-математических наук

Москва – 2023

Работа выполнена на кафедре квантовой электроники физического факультета Московского государственного университета имени М. В. Ломоносова.

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

Официальные оппоненты: **Тиходеев Сергей Григорьевич**  
доктор физико-математических наук, профессор,  
член-корреспондент РАН,  
ФГБОУ ВО МГУ имени М.В. Ломоносова, физический факультет, отделение физики твердого тела, кафедра общей физики и физики конденсированного состояния вещества, профессор

**Барышев Александр Валерьевич**  
доктор физико-математических наук,  
ФГУП Всероссийский научно-исследовательский институт автоматики имени Н. Л. Духова, заведующий оптической лабораторией

**Магницкий Сергей Александрович**  
кандидат физико-математических наук,  
ФГБОУ ВО МГУ имени М.В. Ломоносова, физический факультет, отделение радиофизики, кафедра общей физики и волновых процессов, доцент

Защита диссертации состоится 20 апреля 2023 г. в 15:00 на заседании диссертационного совета МГУ.013.4 Московского государственного университета имени М. В. Ломоносова по адресу: 119991, Москва, Ленинские горы, д. 1, стр. 62, корпус нелинейной оптики, аудитория им. С. А. Ахманова.

E-mail: [diss.sov.31@physics.msu.ru](mailto:diss.sov.31@physics.msu.ru)

С диссертацией можно ознакомиться в отделе диссертаций научной библиотеки МГУ имени М.В. Ломоносова (Ломоносовский просп., д. 27) и на портале: <https://dissovet.msu.ru/dissertation/013.4/2438/>.

Автореферат разослан «    » \_\_\_\_\_ 2023 г.

Ученый секретарь  
диссертационного совета МГУ.013.4,  
кандидат физико-математических наук

А. А. Коновко

## Общая характеристика работы

Диссертационная работа посвящена изучению ближнепольного распределения оптических мод Ми и Фабри-Перо высокого порядка в кремниевых наноантеннах различных форм. Для детектирования применялся метод апертурной сканирующей ближнепольной оптической микроскопии (СБОМ) в режиме на пропускание с использованием источника суперконтинуума в диапазоне длин волн от 600 нм до 750 нм. Объектами исследования являлись наноантенны в форме стержня и призмы с основанием из фундаментальных геометрических фигур: окружности, квадрата, треугольника. В первой и второй оригинальных главах экспериментально получены СБОМ изображения кремниевых наноантенн, проведен их численный анализ и определено соответствие особенностей СБОМ изображений с отдельными компонентами полей мод Ми и Фабри-Перо. Последняя оригинальная глава диссертационной работы посвящена усилению магнитоиндуцированной модуляции света при возбуждении поверхностных решеточных плазмонных мод второго и третьего порядка в магнитоплазмонных кристаллах, состоящих из периодического одномерного массива Au/Ni/Au наноантенн.

**Актуальность** работы обусловлена современными задачами нанофотоники по пространственному разрешению оптических мод, локализованных в субдифракционном пространственном объеме кремниевых наноантенн. Кремниевые наноантенны являются одним из основных элементов нанофотоники, преобразующие оптическое излучение из дальнего поля в субдифракционную область и обратно — из субдифракционной области в дальнее поле [1]. Локализация и рассеяние света в кремниевых наноантеннах происходит за счет возбуждения оптических резонансов — оптических мод, к числу которых относятся моды Ми и моды Фабри-Перо. Субволновая локализация поля оптических мод Ми и Фабри-Перо в кремниевых наноантеннах не позволяет наблюдать пространственное распределение полей с помощью дальнепольных методов. Детектирование их пространственного распределения является важной задачей с фундаментальной и прикладной точки зрения, для определения положений пучностей и узлов оптических мод, фазы, длины волны оптических мод внутри наноантенн, а также их пространственной симметрии. Большое число работ было посвящено пространственному разрешению локализованных поверхностных плазмонов в металлических наноантеннах в форме цилиндра [2], треугольной призмы [3], стержня [4, 5]. Небольшое число работ посвящено изучению ближнепольного распределения оптических мод в кремниевых наноантеннах. С помощью методики безапертурной СБОМ было получено пространственное распределение нормальной компоненты электрического поля электрической квадрупольной моды кремниевого наноцилиндра [6] и распределение нормальной компоненты электрического поля анапольных состояний в кремниевых наноцилиндрах [7]. С помощью методики апертурной СБОМ в режиме на сбор излучения была показана

локализация магнитного поля в зазоре димера из кремниевых наноцилиндров [8], распределение анапольной моды в кремниевом наноцилиндре [9] и пространственная структура дипольного отклика кремниевой сферы [10]. Однако, пространственная структура оптических мод в диэлектрических и кремниевых наноантеннах определяется их формой, изучение влияния которой сводилось лишь к сферической и цилиндрической формам. В связи с этим возникает задача о ближнепольном детектировании распределения электромагнитного поля оптических мод высокого порядка в кремниевых наноантеннах с несферической формой.

Кроме единичных наноантенн, поддерживающих моды высокого порядка, значительный интерес в нанофотонике представляют периодически упорядоченные диэлектрические и плазмонные наноантенны, в которых существуют коллективные поверхностные решеточные моды [11]. Эти моды обладают большей добротностью по сравнению с единичными наноантеннами. Возбуждение поверхностных решеточных плазмонных мод широко применяется для усиления магнитооптических эффектов, представляющих собой изменение интенсивности, поляризации и фазы при взаимодействии света с намагниченными средами. Ранее было показано, что изменение условий возбуждения поверхностных решеточных мод за счет приложения магнитного поля приводит к усилению вращения поляризации отраженного света (полярный магнитооптический эффект Керра) [12, 13] по сравнению с нерезонансной областью спектра. В этих работах для усиления вращения поляризации была использована поверхностная решеточная мода, формирующаяся за счет дифракционного связывания дипольных локализованных плазмонных мод. Однако усиление магнитоиндуцированной модуляции интенсивности прошедшего или отраженного света (экваториальный магнитооптический эффект Керра) при возбуждении поверхностных решеточных мод высокого порядка с четной и нечетной симметрией электромагнитного поля ранее не было обнаружено, несмотря на преимущества таких мод в добротности по сравнению с модами низших порядков. Можно сделать вывод, что **степень разработанности** темы диссертационной работы, которая включает в себя определение пространственного распределения оптических мод в наноантеннах и усиление магнитооптических эффектов за счет оптических мод в наноантеннах, является достаточной, однако существуют возможности для их развития.

**Целью** диссертационной работы является пространственное детектирование с субволновым разрешением оптических мод высокого порядка в наноантеннах, изготовленных из аморфного кремния в форме стержня и призм с круглым, квадратным и треугольным основанием с помощью спектроскопической апертурной СБОМ в режиме на пропускание. Разработка методов расчета СБОМ изображений, учитывающих взаимодействие ближнего поля апертурного зонда с кремниевыми наноантеннами. Поиск соответствия особенностей на основе полученных экспериментальных и рас-

четных ближнепольных изображений с компонентами полей возбуждаемых оптических мод. Определение типа возбуждаемых мод, их длины волны и пространственной симметрии. Определение магнитоиндуцированной модуляции интенсивности света (экваториального магнитооптического эффекта Керра), прошедшего через магнитоплазмонный кристалл, состоящий из периодического массива наномантен Au/Ni/Au, за счет возбуждения поверхностных решеточных мод второго и третьего порядков.

В рамках поставленной цели были сформулированы следующие **задачи**:

1. Разработка экспериментальной методики сканирующей ближнепольной оптической спектроскопии, основанной на апертурной СБОМ в режиме на пропускание с использованием излучения суперконтинуума в диапазоне от 600 нм до 750 нм.
2. Проведение экспериментальных измерений СБОМ изображений кремниевых наномантен в форме стержня и призм с круглым, квадратным и треугольным основанием в оптическом и ближнеинфракрасном спектральном диапазоне от 600 нм до 750 нм.
3. Численное моделирование взаимодействия наномантенны с ближнем полем апертурного зонда, позволяющее воспроизводить экспериментальные СБОМ изображения кремниевых наномантен указанных форм. Определение типа возбуждаемых мод, их порядка и симметрии. Обнаружение пространственных положений апертурного зонда, в которых происходит наиболее эффективное возбуждение оптических мод Ми и Фабри-Перо в кремниевых наномантеннах.
4. На основе расчетных и экспериментальных данных нахождение соответствия между величиной интенсивности СБОМ изображений и компонент электромагнитных полей оптических мод Ми и Фабри-Перо в кремниевых наномантеннах.
5. Экспериментальное обнаружение поверхностных решеточных мод второго и третьего порядка в магнитоплазмонных кристаллах на основе периодического массива плазмонных Au/Ni/Au наномантен. Экспериментальное наблюдение усиления модуляции интенсивности прошедшего света через магнитоплазмонный кристалл при приложении магнитного поля в экваториальной геометрии (экваториальный магнитооптический эффект Керра) за счет возбуждения поверхностных решеточных мод второго и третьего порядков.

**Методология диссертационного исследования.** Изучение ближнепольного распределения оптических мод Ми и Фабри-Перо в кремниевых наномантеннах проводилось с помощью методики сканирующей ближнепольной оптической спектроскопии, основанной на апертурной СБОМ (WiTec alpha 300s) в режиме на пропускание. В качестве источника, создающего ближнее поле около отверстия апертурного зонда, использовался суперконтинуум (NKT Photonics) в диапазоне от 600 нм до 750 нм. Спектры экстинкции

кремниевых наноантенн измерялись с помощью ИК-Фурье спектрометра Bruker Vertex 80v, совмещенного с микроскопом Nipreion 3000. Изучение экваториального магнитооптического эффекта Керра выполнено с помощью само собранной экспериментальной установки, осуществляющей магнитооптическую спектроскопию в режиме на пропускание света через магнитоплазмонный кристалл с использованием методики синхронного детектирования. Численное моделирование СБОМ изображений, ближнепольного распределения компонент электромагнитного поля оптических мод, интегральной локализации электрического и магнитного полей, спектров экстинкции и пропускания осуществлялось с помощью метода конечных разностей во временной области, реализованного в коммерческом программном пакете Ansys Lumerical FDTD. Аппроксимация полученных ближнепольных спектров пропускания и спектров экваториального магнитооптического эффекта Керра осуществлялась при помощи модели резонанса Фано.

### **Научная новизна**

1. Впервые методика сканирующей ближнепольной оптической спектроскопии в режиме на пропускание применена для детектирования пространственного распределения оптических мод Ми и Фабри-Перо высокого порядка в наноантеннах.
2. На основе метода конечных разностей во временной области разработана численная модель, позволяющая моделировать взаимодействие кремниевых наноантенн с ближнем полем апертурного зонда и воспроизводить экспериментальные СБОМ изображения для всех форм изучаемых наноантенн. Показано, что апертурная СБОМ в режиме на пропускание с использованием источника суперконтинуума может возбуждать и пространственно разрешать как ТМ-, так и ТЕ-поляризованные моды Ми и Фабри-Перо высокого порядка с четной и нечетной зеркальной и вращательной симметрией в отличие от других методов детектирования с субволновым пространственным разрешением.
3. С помощью апертурной СБОМ в режиме на пропускание впервые проведено детектирование с субволновым пространственным разрешением ТМ и ТЕ мод Фабри-Перо высокого порядка в кремниевых наноантеннах с формой стержня, ТМ и ТЕ мод Ми и Фабри-Перо кремниевых наноантенн с формой треугольной призмы и ТЕ мод Ми и Фабри-Перо в кремниевых наноантеннах с формой призмы с квадратным основанием.
4. Впервые установлено соответствие особенностей на СБОМ изображениях с пучностями и узлами возбуждаемых оптических мод, пространственные положения которых могут проявляться на СБОМ изображениях как минимумы интенсивности и как максимумы. Указанный контраст интенсивности СБОМ изображений определяется интерференцией между излучением оптической моды и излучением, распространяющимся от апертурного зонда.

5. Впервые экспериментально определены длины волн, сдвиг фазы, возникающий при отражении от торцов, и эффективная длина стержней при возбуждении ТЕ и ТМ мод Фабри-Перо.
6. Впервые показано, что возбуждение в магнитоплазмонном кристалле на основе периодического массива наноантенн поверхностных плазмонных решеточных мод второго порядка, возбуждение которых запрещено для плоской электромагнитной волны при нормальном падении, приводит к повышению магнитоиндуцированной модуляции коэффициента пропускания по сравнению с поверхностными решеточными плазмонными модами третьего порядка.

**Научная и практическая значимость** диссертационной работы состоит в возможности использования апертурной СБОМ в режиме на пропускание для локального возбуждения ТМ и ТЕ оптических мод Ми и Фабри-Перо высокого порядка в кремниевых наноантеннах в форме стержня и призм. Ближнее поле апертурного зонда возбуждает моды с четной и нечетной зеркальной и вращательной симметрией, включая моды, возбуждение которых запрещено плоской электромагнитной волной при нормальном падении на поверхность наноантенн. Показано, что с помощью апертурной СБОМ в режиме на пропускание возможно детектирование ТМ и ТЕ оптических мод Ми и Фабри-Перо в кремниевых наноантеннах с разрешением меньше дифракционного предела. Разработана численная модель, позволяющая воспроизводить экспериментальные СБОМ изображения наноантенн в форме стержня и призм, что может быть применено к более сложным формам наноантенн. Пространственные положения зонда, при которых происходит наиболее эффективное возбуждение оптических мод, могут быть практически использованы для точного размещения флуоресцентных молекул и квантовых точек над пучностями оптических мод, приводящего к их лучшему пространственному перекрытию с электромагнитными полями, следствием чего может быть усиление люминесценции данных объектов. Полученное стократное увеличение модуляции интенсивности прошедшего света при возбуждении запрещенных по симметрии поверхностных решеточных мод второго порядка по сравнению с нерезонансной спектральной областью может быть применено для создания активных модуляторов света и сенсоров на основе магнитоплазмонных кристаллов.

### **Положения, выносимые на защиту**

1. Сканирующая ближнепольная оптическая микроскопия апертурного типа в режиме на пропускание позволяет селективно возбуждать ТЕ- и ТМ-поляризованные мультипольные моды Ми и моды Фабри-Перо высокого порядка в кремниевых наноантеннах, в том числе те, которые не могут быть возбуждены плоской электромагнитной волной при нормальном падении.

2. Пространственные положения апертурного зонда, в которых наиболее эффективно возбуждаются ТЕ- (ТМ-) поляризованные мультипольные моды Ми и моды Фабри-Перо высокого порядка в кремниевых наномантеннах в форме стержней и призм, соответствуют пучностям электрического (магнитного) поля.
3. Излучение ТЕ (ТМ) мод Фабри-Перо кремниевых наностержней и излучение, распространяющееся от апертурного зонда, интерферируют конструктивно (деструктивно). Для ТЕ мод пучности поперечной компоненты электрического поля расположены в области максимумов на СБОМ изображениях, а для ТМ мод пучности поперечной компоненты магнитного поля — в области минимумов.
4. Усиление магнитоиндуцированной модуляции коэффициента пропускания магнитоплазмонного кристалла на основе одномерного периодического массива трехслойных наномантенн Au/Ni/Au при возбуждении поверхностной решеточной моды второго порядка превышает по величине усиление, обусловленное возбуждением поверхностной решеточной моды третьего порядка.

**Степень достоверности.** Экспериментальные результаты диссертационной работы воспроизводятся в пределах погрешности при проведении повторных измерений. Наблюдается хорошее совпадение экспериментальных результатов с численными и аналитическими расчетами, которые в свою очередь основаны на параметрах экспериментальных образцов и установок. Все результаты были получены на современном экспериментальном оборудовании. Результаты диссертационной работы прошли стадии рецензирования при их публикации в международных рецензируемых журналах и подачи тезисов конференций. Данные факторы показывают высокую степень достоверности представленных результатов диссертационной работы.

**Личный вклад** автора является определяющим. Результаты работы получены либо автором лично, либо при его непосредственном участии. Автор самостоятельно выполнил сбор и юстировку экспериментальных установок, провел все экспериментальные измерения и необходимые численные и аналитические расчеты. Автором была выполнена основная работа по подготовке материалов диссертационной работы к публикации в рецензируемых журналах. При этом вклад автора во всех статьях, написанных в соавторстве: 1) Nano Letters **17**(12), pp 7629-7637 (2017); 2) Nanophotonics **11**(33), pp 543-557 (2022); 3) Physical Review B **101**, 045409 (2020); 4) Journal of Physics: Conference Series **2015**, 1, 012041 (2021), составляет 3/4. Вклад автора в получении патента составляет 1/4.

**Апробация работы.** Основные результаты опубликованы в 5 работах, включая 3 статьи в рецензируемых научных журналах, индексируемых Web of Science и Scopus, и представлены на следующих международных научных конференциях: 9th International Conference on Materials for Advanced Technologies ICMAT (Сингапур, 2017), SPIE Photonics Europe



(Страсбург, Франция, 2018), МЕТА 2021 (Онлайн, 2021), the 11th International Conference on Metamaterials, Photonic Crystals and Plasmonics (Онлайн, 2021), IV International Conference on Metamaterials and Nanophotonics МЕТАНАНО (Санкт-Петербург, Россия, 2019), V International Conference on Metamaterials and Nanophotonics МЕТАНАНО (онлайн, 2020), V International Conference on Metamaterials and Nanophotonics МЕТАНАНО (онлайн, 2020), VI International Conference on Metamaterials and Nanophotonics МЕТАНАНО (Онлайн, 2021), International Conference on Coherent and Nonlinear Optics. International Conference on Lasers, Applications and Technologies ICONO/LAT (Минск, Беларусь, 2016), Days on Diffraction (Санкт-Петербург, Россия, 2015). **Объём и структура диссертации.** Диссертационная работа включает в себя Введение, Основную часть в виде 4-х глав (обзор литературы и 3 оригинальные главы), Заключение, содержащее выводы, Список литературы. Общий объём диссертации — 196 страниц, включая 87 рисунков и 7 таблиц. Библиография включает 182 наименования на стр. 182–196.

## Содержание работы

### Глава I. Обзор литературы

Первая глава содержит обзор литературы по электромагнитным модам в кремниевых наноантеннах с различными формами: сфера, бесконечные нанонити круглого и прямоугольного сечения, наностержни, нанопризмы, а также поверхностным решеточным плазмонным модам, существующих в плазмонных кристаллах на основе периодического массива металлических наноантенн. Обзор литературы содержит описание методов субдифракционного пространственного разрешения электромагнитных полей оптических мод в металлических и кремниевых наноантеннах, включающих апертурную и безапертурную СБОМ, методику характеристических потерь энергии электронами и другие. Часть обзора посвящена методам магнитооптической модуляции оптического излучения при помощи возбуждения поверхностных решеточных мод в периодических массивах плазмонных наноантенн.

### Глава II. Сканирующая ближнепольная оптическая микроскопия и спектроскопия мод Фабри-Перо в кремниевых наностержнях

Вторая глава посвящена сканирующей ближнепольной оптической микроскопии и спектроскопии кремниевых наностержней с длинами  $l = 500, 700, 900, 1100$  нм при фиксированной ширине  $w = 170$  нм и высоте  $h = 105$  нм в диапазоне длин волн от 600 нм до 750 нм. Результаты Главы II опубликованы в работе [A1].

Пространственное разрешение ТМ<sub>11m</sub><sup>s</sup> и ТЕ<sub>11m</sub><sup>s</sup> мод Фабри-Перо (ФП) осуществляется методикой апертурной СБОМ в режиме на пропускание на сканирующем ближнепольном оптическом микроскопе WiTec alpha 300s, предоставленным коллегами из Католического Университета г. Левена. Со-

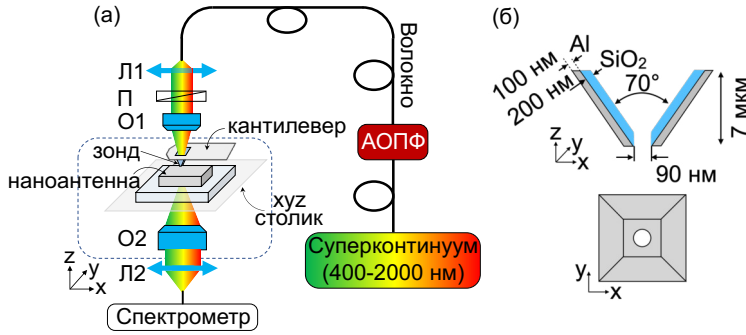


Рис. 1: (а) Экспериментальная схема апертурной СБОМ в режиме на пропускание. АОПФ – акустооптический перестраиваемый фильтр; Л1, Л2 – линзы; П – поляризатор; О1, О2 – объективы. (б) Схематический вид апертурного СБОМ зонда.

здаваемое ближнее поле около зонда способно локально возбуждать моды ФП за счет пространственного перекрытия ближнего поля зонда с пучностями мод. Преимущество такого метода состоит в том, что ближнее поле способно возбуждать моды, запрещенные по симметрии плоской электромагнитной волной при нормальном падении. Для проведения спектроскопических исследований в качестве источника излучения используется суперконтинуум в диапазоне длин волн от 600 нм до 750 нм, в котором наблюдались осцилляции на спектрах экстинкции наностержней, связанные с возбуждением мод ФП. Схема экспериментальной установки показана на Рисунке 1(а). Излучение суперконтинуума, проходя систему волокон и поляризатор, фокусируется объективом О1 в апертурный зонд, который представляет собой полую усеченную пирамиду с отверстием на конце диаметром 90 нм (Рисунок 1(б)), покрытой слоем алюминия. В результате создается ближнее поле около отверстия, распределение которого зависит от поляризации падающего излучения. При ТЕ и ТМ поляризации создается пучность поперечного электрического  $|E_y|$  и магнитного  $|H_y|$  полей соответственно. Благодаря ближнепольному взаимодействию возможно локальное возбуждение ТЕ или ТМ мод ФП. Детектирование оптического излучения, прошедшего через наноантенну, осуществляется в дальнем поле с помощью объектива О2 и спектрометра. Спектральная перестройка излучения осуществляется акусто-оптическим перестраиваемым фильтром (АОПФ). Для объяснения особенностей контраста СБОМ изображений была разработана численная модель на основе метода конечных разностей во временной области, которая учитывает ближнепольное взаимодействие зонда и наноантенны. Определение пространственных положений зонда, в которых происходит наиболее эффективное возбуждение оптических мод, осуществляется путем расчета интегральной локализации электрического (для ТЕ поляризации) и магнитного (для ТМ поляризации) поля при каждом положении зонда  $(x, y)$  на наноантенне, вычисляемой по формулам:  $W_E(x, y) = \int_V |\mathbf{E}|^2(\tilde{x}, \tilde{y}, \tilde{z}) d\tilde{x}d\tilde{y}d\tilde{z}$ ,  $W_H(x, y) = \int_V |\mathbf{H}|^2(\tilde{x}, \tilde{y}, \tilde{z}) d\tilde{x}d\tilde{y}d\tilde{z}$ , где  $V$  – объем наноантенны. Для учета спектральной зависимости интенсивности пропускания света через зонд экспериментальные и расчетные СБОМ изображения нормированы на величину ближнепольного пропускания излучения при расположении зонда на стекле ( $T_{\text{стекло}}$ ) вдали от наноантенны. Инте-

гральная локализации поля нормируется на величину  $W_0$ , полученную в отсутствие наноантенны.

*СБОМ изображения  $\alpha$ -Si наностержня. ТЕ поляризация.* Изображение в сканирующем электронном микроскопе (СЭМ) одного из изучаемых  $\alpha$ -Si наностержней с длиной  $l = 700$  нм приведено на Рисунке 2(а). В качестве примера СБОМ изображения  $\alpha$ -Si наностержня, полученного при ТЕ поляризации падающего на зонд излучения, на Рисунке 2(б) показаны экспериментальное (верхняя картинка) и расчетное (нижняя картинка) СБОМ изображения на длине волны  $\lambda = 688$  нм. Карта  $W_E/W_0$  (Рисунок 2(в)) состоит из шести максимумов, в которых происходит наиболее эффективное возбуждение оптических мод с помощью ближнего поля зонда. Три максимума отмечены круглой (положение 1,  $x = 60$  нм), квадратной (положение 2,  $x = 200$  нм) и треугольной (положение 3,  $x = 340$  нм) точками. На Рисунке 2(в) построены сечения СБОМ изображения (черная кривая) и  $W_E/W_0$  карты (синяя кривая). В положениях 1, 2 и 3 максимумы СБОМ изображений находятся в области максимумов  $W_E/W_0$ . Наблюдается незначительное смещение ( $< 20$  нм) максимумов  $T/T_{\text{стекло}}$  относительно максимумов  $W_E/W_0$ .

Распределение поперечной компоненты  $|E_y|$  в плоскостях  $xz$  и  $xy$ , проходящих через полуширину и полувысоту наностержня соответственно, состоит из шести пучностей (Рисунок 2(д)). Положение зонда при этом совпадает с пучностью  $|E_y|$  оптической моды. Распределение нормальной компоненты  $|H_z|$  в обеих плоскостях состоит из пяти пучностей. Положение зонда находится над узлом компоненты  $|H_z|$ . Кроме того, пучности  $|E_y|$  расположены в узлах нормальной компоненты  $|H_z|$ . Такую структуру поля имеет поперечно-электрическая  $TE_{116}^o$  мода ФП, которая представляет собой систему токов смещения электрического поля, расположенных в плоскости  $xy$ , и магнитных токов смещения, лежащих в плоскости  $xz$ . Схематический вид распределения электрического и магнитного полей в плоскости  $xy$  моды ФП изображен на нижних картинках Рисунка 2(д). В поперечном сечении данная мода имеет структуру волноводной (вытекающей) моды  $TE_{11}$ , а в продольном направлении имеет шесть пучностей  $|E_y|$ . Она является нечетной относительно плоскости симметрии  $\sigma_x$  (плоскость  $yz$ ) наностержня. Возбуждение  $TE_{116}^o$  моды возможно при ТЕ поляризации падающего на зонд света благодаря пространственному перекрытию пучности  $|E_y|$  и двух пучностей  $|H_z|$  ближнего поля зонда с соответствующими пучностями моды  $TE_{116}^o$ . Это приводит к тому, что наиболее эффективное возбуждение моды  $TE_{116}^o$  осуществляется при положении зонда над пучностью поперечной компоненты  $|E_y|$  и узлом нормальной компоненты  $|H_z|$  данной моды. При этих положениях интегральная локализация поля максимальна. Поскольку все максимумы  $W_E/W_0$ , связанные с возбуждением моды  $TE_{116}^o$ , находятся в области максимумов СБОМ изображения, то последние показывают положение пучностей поперечной компоненты электрического поля  $|E_y|$

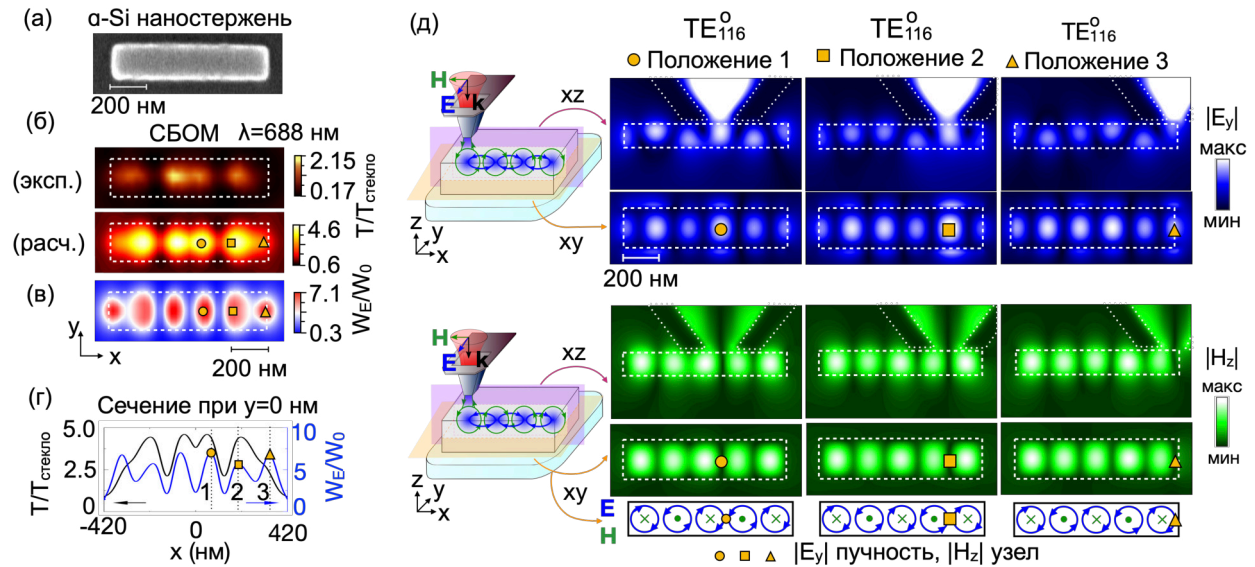


Рис. 2: (а) СЭМ изображение  $\alpha$ -Si наностержня с длиной 700 нм, шириной  $w = 170$  нм и высотой  $h = 105$  нм. (б) Экспериментальное (верхняя картинка) и рассчитанное (нижняя картинка) СБОМ изображения, (в) карта  $W_E/W_0$  при облучении зонда ТЕ-поляризованным светом с  $\lambda = 688$  нм. (г) Сечения вдоль оси стержня ( $y = 0$  нм) СБОМ изображения карты  $W_E/W_0$ . (д) Расчет распределения поперечной компоненты  $|E_y|$  и нормальной компоненты  $|H_z|$ , возбужденной  $TE_{116}^o$  моды Фабри-Перо в положениях зонда 1, 2, 3, отмеченных круглой, квадратной и треугольной точками на СБОМ изображении,  $W_E/W_0$  карте и их сечениях. Распределения полей рассчитаны в плоскостях  $xz$  и  $xy$ , которые схематически показаны на левой картинке в (д). Границы наностержня обозначены пунктирным прямоугольником, границы зонда — пунктирными линиями.

и узлов нормальной компоненты магнитного поля  $|H_z|$ . Незначительные смещения положений максимумов СБОМ изображения относительно максимумов  $W_E/W_0$  при возбуждении мод  $TE_{11m}^s$  связаны с одновременным возбуждением мод ФП  $TE_{01m}^s$ .

*СБОМ изображения  $\alpha$ -Si наностержня. ТМ поляризация.* Изменение поляризации падающего на апертурный зонд излучения с ТЕ на ТМ меняет доминантную поперечную компоненту ближнего поля с  $E_y$  на  $H_y$ , что позволяет возбуждение ТМ мод ФП. В качестве примера СБОМ изображения  $\alpha$ -Si наностержня, полученного при ТМ поляризации падающего на зонд излучения, на Рисунке 3(а) приведены экспериментальное (верхняя картинка) и расчетное (нижняя картинка) СБОМ изображения наностержня с  $l = 700$  нм на длине волны  $\lambda = 648$  нм. Соответствующая карта интегральной локализации магнитного поля  $W_H/W_0$  изображена на Рисунке 3(б). Максимумы  $W_H/W_0$ , расположенные по оси наностержня ( $y = 0$  нм), отмечены круглой (положение 1,  $x = 0$  нм), квадратной (положение 2,  $x = 140$  нм) и треугольной (положение 3,  $x = 280$  нм) точками. Сечение  $T/T_{\text{стекло}}$  (черная кривая) и  $W_H/W_0$  (синяя кривая) вдоль оси стержня на Рисунке 3(в)

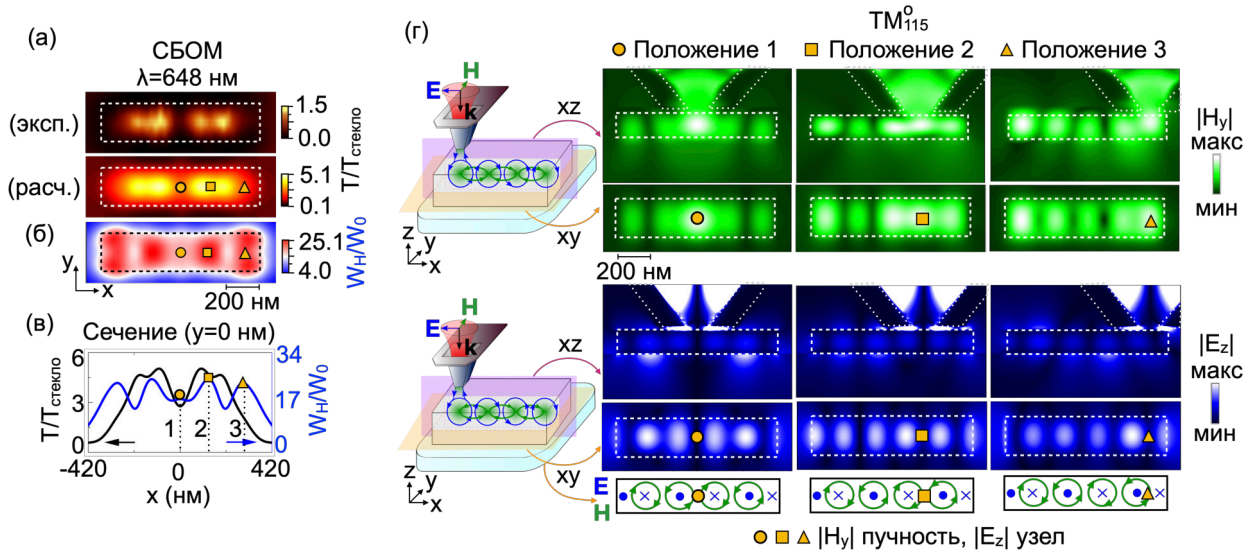


Рис. 3: (а) Экспериментальное (верхняя картинка) и рассчитанное (нижняя картинка) СБОМ изображения, (б) карта  $W_H/W_0$   $\alpha$ -Si наностержня с  $l = 700$  нм при облучении зонда ТМ-поляризованным светом с  $\lambda = 648$  нм. (в) Сечения вдоль оси стержня ( $y = 0$  нм) СБОМ изображения и карты  $W_H/W_0$ . (г) Расчет распределения поперечной компоненты магнитного поля  $|H_y|$  и нормальной компоненты электрического поля  $|E_z|$  возбужденной  $TM_{115}^0$  моды ФП в положениях зонда 1, 2, 3, отмеченных круглой, квадратной и треугольной точками соответственно на СБОМ изображении, карте  $W_H/W_0$  и их сечениях. Распределения полей рассчитаны в плоскостях  $xz$  и  $xy$ , которые схематически показаны на левой картинке в (г). Границы наностержня обозначены пунктирным прямоугольником, границы зонда — пунктирными линиями.

показывают, что 1-й максимум  $W_H/W_0$  (круглая точка) расположен над минимумом  $T/T_{\text{стекло}}$ , 2-ой максимум  $W_H/W_0$  расположен в области минимума  $T/T_{\text{стекло}}$  с незначительным смещением ( $< 20$  нм). 3-й максимум  $W_H/W_0$ , расположенный у правого торца стержня, находится на склоне кривой  $T/T_{\text{стекло}}$ . Для определения пространственного распределения локально возбуждаемых оптических мод были рассчитаны распределения поперечной компоненты магнитного поля  $|H_y|$  и нормальной компоненты электрического поля  $|E_z|$  (Рисунок 3(г)). Распределения полей показаны вдоль плоскости  $xy$ , проходящей через полувисоту наностержня, и плоскости  $xz$ , проходящей через середину наностержня и часть апертуры зонда, как изображено на левой картинке Рисунка 3(г). Для всех трех положений 1, 2 и 3 распределение компоненты  $|H_y|$  состоит из пяти пучностей, расположенных вдоль оси стержня. Положение зонда совпадает с положением одной из пучностей  $|H_y|$  возбужденной моды. Распределение нормальной компоненты электрического поля  $|E_z|$  состоит из шести пучностей, расположенных вдоль оси стержня. Положение зонда соответствует узлу нормальной компоненты электрического поля  $|E_z|$ . Подобная структура распределения поля соответствует  $TM_{115}^0$

моде ФП, представляющей собой систему токов смещения магнитного поля, лежащих в плоскости  $xy$ , и токов смещения электрического поля, лежащих в ортогональной плоскости  $xz$ . Схематическая структура данной моды в плоскости  $xy$  изображена на нижних картинках Рисунка 3(г). В поперечном сечении стержня ( $yz$ ) данная мода имеет структуру волноводной (вытекающей) моды  $TM_{11}$ , а в продольном направлении имеет пять пучностей  $|H_y|$ . Индекс  $o$  обозначает, что мода является нечетной относительно плоскости зеркальной симметрии стержня  $\sigma_x$ . Возбуждение  $TM_{115}^o$  моды возможно при ТМ поляризации падающего на зонд света благодаря пространственному перекрытию пучности  $|H_y|$  и двух пучностей  $|E_z|$  ближнего поля зонда с такими же пучностями моды  $TM_{115}^o$ . Это приводит к тому, что наиболее эффективное возбуждение моды  $TM_{115}^o$  осуществляется при положении зонда над пучностью поперечной компоненты  $|H_y|$  и узлом нормальной компоненты  $|E_z|$  данной моды. Данные положения приводят к максимумам интегральной локализации поля. И поскольку максимумы  $W_H/W_0$ , связанные с возбуждением моды  $TM_{115}^o$ , находятся в области минимумов СБОМ изображения (за исключением максимумов  $W_H/W_0$  на торцах наностержня), то последние показывают положение пучностей поперечной компоненты магнитного поля  $|H_y|$  и узлов нормальной компоненты электрического поля  $|E_z|$ . Незначительные смещения положений максимумов СБОМ изображения относительно максимумов  $W_E/W_0$  при возбуждении мод ФП  $TM_{11m}^s$  связаны с одновременным возбуждением мод ФП  $TM_{01m}^s$ .

Рисунок 4(а) изображает схематический вид локального возбуждения апертурным зондом. Полный детектируемый сигнал в СБОМ измерениях ( $T$ ) при фиксированном положении зонда над нанонантенной является интерференцией двух вкладов. Первый — излучение локально возбужденной оптической моды в нанонантенне ( $E_{мода}e^{i\phi}$ ). Второй — свободно распространяющееся излучение от зонда, которое не взаимодействовало с оптической модой ( $E_{зонд}$ ). Излучение возбужденной оптической моды имеет задержку по фазе  $\phi$  относительно прошедшего через нанонантенну излучения зонда. В зависимости от разности фаз интерференция двух каналов может приводить к увеличению сигнала  $T/T_{стекло}$  при конструктивной интерференции и к уменьшению — при деструктивной интерференции. Для анализа контраста СБОМ изображений были выбраны расчетные спектры ближнепольного пропускания для стержня с  $l = 700$  нм при положении зонда в его центре. Рассчитанные спектры ближнепольного пропускания (нормированные на пропускание через кремниевую подложку) и локализации поля для ТЕ и ТМ поляризации падающего на зонда света показаны на Рисунке 4(б) и (в) соответственно. Для ТЕ поляризации наблюдаемые максимумы  $W_E/W_0$  связаны с возбуждением мод  $TE_{115}^e$  и  $TE_{117}^e$ . Профиль ближнепольного спектра пропускания в окрестности максимумов локализации поля имеет асимметричный профиль Фано. При это максимум  $W_E/W_0$  расположен на склоне кривой  $T/T_{Si}$ . Для ТМ поляризации в окрестности максимума  $W_H/W_0$ , свя-



занного с возбуждением  $TM_{115}^o$  моды, спектр  $T/T_{Si}$  имеет асимметричный профиль Фано. Однако в этом случае он расположен ближе к минимуму кривой  $T/T_{Si}$ . Серая пунктирная кривая на Рисунках 4(б) и (в) показывает результат аппроксимации спектров  $T/T_{Si}$  моделью резонанса Фано, имеющего вид [14]:  $T(\omega)_{СВОМ} = \left| A + \sum_{j=1} \frac{b_j \Gamma_j e^{i\phi_j}}{\omega - \omega_j + i\Gamma_j} \right|^2$ , где  $A$  – амплитуда нерезонансно прошедшего света,  $b_j$ ,  $\omega_j$ ,  $\Gamma_j$  – амплитуда, частота и спектральная ширина  $j$ -ой оптической моды соответственно,  $\phi_j$  – разность фаз между излучением оптической моды и нерезонансно прошедшего света.

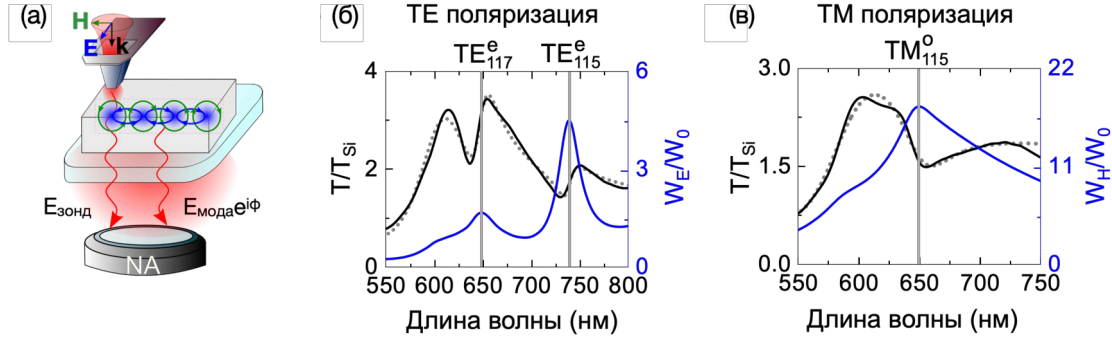


Рис. 4: (а) Схематический вид интерференции, возникающей при локальном возбуждении оптической моды ближнем полем апертурного зонда. Ближнепольные спектры пропускания (черная кривая), спектры интегральной локализации электрического и магнитного полей (синие кривые), рассчитанные для  $\alpha$ -Si наностержня с  $l = 700$  нм при ТЕ (б) и ТМ (в) поляризации падающего на зонд света. Серые пунктирные кривые на (б) и (в) показывают результат аппроксимации моделью резонанса Фано ближнепольных спектров пропускания.

В результате аппроксимации ближнепольных спектров пропускания было найдено, что разность фаз составила  $\phi(TE_{115}^e) = 1.12\pi$ ,  $\phi(TE_{117}^e) = 1.04\pi$ . При возбуждении  $TM_{115}^o$  моды разность фаз составила  $\phi(TM_{115}^o) = 1.68\pi$ . Обнаруженное различие в разности фаз приводит к конструктивной (для ТЕ мод) и деструктивной (для ТМ мод) интерференции излучения оптической моды и излучения, распространяющегося от зонда, на резонансных частотах (спектральное положение максимумов интегрального усиления поля), что, в свою очередь, проявляется в виде максимума и минимума на СВОМ изображении.

Найденные соответствия особенностей на СВОМ изображениях с пучностями (узлами) поперечных (нормальных) компонент ТЕ и ТМ мод ФП для длин стержней от  $l = 500$  нм до  $l = 1100$  нм в диапазоне длин волн от 600 нм до 750 нм использовались для определения их длин волн и вычисления сдвига фазы, возникающего при отражении мод от торцов наностержня.

**Глава III. Сканирующая ближнепольная оптическая микроскопия и спектроскопия оптических мод Ми и Фабри-Перо высокого**

## порядка в $\alpha$ -Si наноантеннах в виде призм с круглым, квадратным и треугольным основанием

Третья глава посвящена сканирующей ближнепольной оптической микроскопии и спектроскопии оптических мод высокого порядка в  $\alpha$ -Si наноантеннах, имеющих форму призм с круглым (наноцилиндр), квадратным и треугольным основанием. Результаты Главы III опубликованы в работе [A2].

*СБОМ изображение  $\alpha$ -Si наноцилиндра.* СЭМ изображение  $\alpha$ -Si наноцилиндра с диаметром  $d = 515$  нм и высотой  $h = 95$  нм приведено на Рисунке 5(а). Рисунок 5(б),(в) показывает экспериментальное и расчетное СБОМ изображения на длине волны  $\lambda = 685$  нм соответственно. Соответствующая карта интегральной локализации электрического поля  $W_E/W_0$  приведена на Рисунке 5(г). Распределения  $|H_z|$  в пространственных положениях, соответствующих максимумам  $W_E/W_0$ , которые отмечены квадратной (■), ромбовидной (◆), треугольной (▲) и круглой (●) точками, изображены на Рисунке 5(д,е). Эти положения соответствуют локальным максимумам (■,◆,▲) и минимумам (●) на расчетном СБОМ изображении (Рисунок 5(в)). Аналогичные локальные максимумы и минимумы проявляются на экспериментальном СБОМ изображении (Рисунок 5(б)) за исключением максимума у края наноцилиндра (▲), что связано с существующим скруглением краев у изготовленного наноцилиндра и рассеянием света при расположении зонда у границы наноцилиндра. При положениях зонда, соответствующих точкам ▲, ◆, ■ происходит возбуждение моды  $TE_{13}^{eo}$  (Рисунок 5(д)), имеющей симметрию четной и нечетной моды относительно плоскостей, проходящих через центр наноцилиндра вдоль осей  $x$  и  $y$  соответственно. В терминах мультипольного разложения эта мода представляет собой электрический диполь третьего порядка (ЭДЗ). Возбуждение моды  $TE_{13}^{eo}$  приводит к локальным максимумам на экспериментальном (Рисунок 5(б)) и расчетном (Рисунок 5(в)) СБОМ изображениях. При возбуждении моды  $TE_{13}^{eo}$  в трех положениях наблюдается неравномерная интенсивность локальных максимумов на экспериментальном и расчетном СБОМ изображениях. Она связана с разной степенью пространственного перекрытия полей зонда с полями моды при ее возбуждении в трех узлах распределения  $|H_z|$ . Из-за разной формы пучностей  $|H_z|$  пространственное перекрытие полей зонда и моды изменяется, что приводит к изменению величины интегральной локализации электрического поля  $W_E/W_0$ . Карта  $W_E/W_0$  показывает, что при центральном (■) и краевом (▲) положениях зонда значение  $W_E/W_0$  больше, чем в промежуточном положении (◆). Меньшее значение  $W_E/W_0$  говорит о том, что эффективность возбуждения уменьшается, что, в свою очередь, увеличивает вклад нерезонансного излучения, распространяющегося от зонда. Из-за их интерференции общее значение ближнепольного пропускания возрастает по сравнению с величинами при центральном и краевом положениях зонда.

Карта  $W_E/W_0$  на Рисунке 5(г) имеет максимум около границы наноцилиндра, отмеченный точкой ●. Распределение  $|H_z|$  на Рисунке 5(е) слева



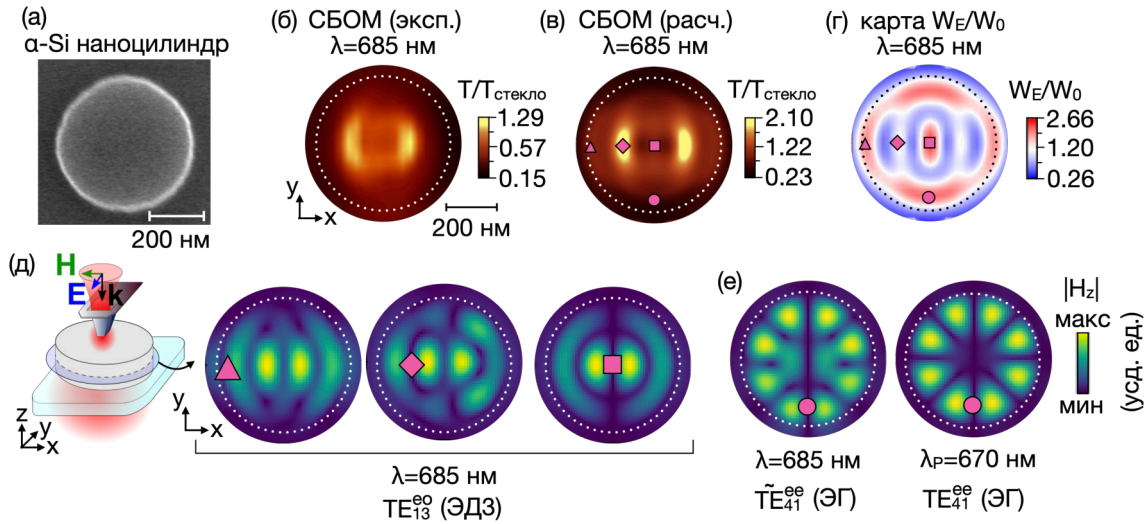


Рис. 5: (а) СЭМ изображение  $\alpha$ -Si наноцилиндра. Экспериментальное (б) расчетное (в) СБОМ изображения наноцилиндра и карта интегральной локализации электрического поля  $W_E/W_0$  (в) в наноцилиндре на  $\lambda = 685$  нм. (д,е) Распределение компоненты  $|H_z|$  оптических мод в  $xy$  плоскости, проходящей на полувысоте наноцилиндра, которая показана на картинке в (д) слева. (д) —  $|H_z|$  для  $TE_{13}^{eo}$  моды, (е) — для  $\tilde{TE}_{41}^{ee}$  и  $TE_{41}^{ee}$  мод на нерезонансной ( $\lambda = 685$  нм) и резонансной длинах волн ( $\lambda_r = 670$  нм). Положения зонда соответствуют максимумам на карте  $W_E/W_0$  (фиолетовые точки на (б) и (в)). Знак  $\sim$  обозначает, что  $|H_z|$  показано не на резонансной длине волны оптической моды. Пунктирная окружность показывает границы наноцилиндра.

показывает, что в данном положении зонда нерезонансно возбуждается мода  $\tilde{TE}_{41}^{ee}$ . Ее резонансное распределение  $|H_z|$  на длине волны  $\lambda = 685$  нм приведено на этом же рисунке справа. В терминах мультипольного разложения данная мода является электрическим гексадекаполем (ЭГ). На расчетном СБОМ изображении (Рисунок 5(б)) нерезонансное возбуждение  $\tilde{TE}_{41}^{ee}$  моды приводит к области локального минимума на СБОМ изображении. Появление локального минимума на СБОМ изображении при  $\lambda = 685$  нм в этом положении связано с тем, что излучение моды  $TE_{13}^{eo}$  более интенсивное по сравнению с нерезонансно возбужденной модой  $\tilde{TE}_{41}^{ee}$ .

*СБОМ изображение  $\alpha$ -Si квадратной нанопризмы.* СЭМ изображение  $\alpha$ -Si квадратной нанопризмы со стороной  $a = 515$  нм и высотой  $h = 95$  нм приведено на Рисунке 6(а). Рисунок 6(б) и (в) показывает экспериментальное и расчетное СБОМ изображения нанопризмы на длинах волн  $\lambda = 652$  нм и  $\lambda = 655$  нм соответственно. Максимумы карты  $W_E/W_0$  (Рисунок 6(г)) на длине волны  $\lambda = 655$  нм указывают на положения зонда, в которых происходит возбуждение оптических мод. Распределение  $|H_z|$  в положениях зонда, соответствующих максимумам  $W_E/W_0$ , отмеченных заполненными точками, изображено на Рисунке 6(д,ж). Распределение  $|H_z|$  на Рисунке 6(д) показывает, что в положениях зонда, соответствующих ромбовидной ( $\blacklozenge$ ), тре-

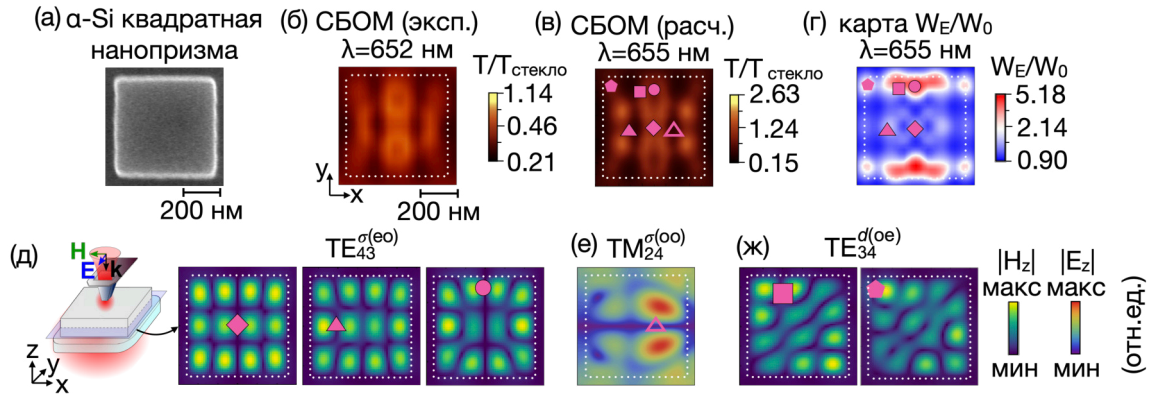


Рис. 6: (а) СЭМ изображение  $\alpha$ -Si квадратной нанопризмы. Экспериментальное (б) и расчетное (в) СБОМ изображения нанопризмы на длине волны  $\lambda = 652$  нм и  $\lambda = 655$  нм соответственно. (в) Карта интегральной локализации электрического поля  $W_E/W_0$  в нанопризме на  $\lambda = 655$  нм. Распределение компоненты  $|H_z|$  (д,ж) для  $TE_{mn}$  мод и  $|E_z|$  (е) для  $TM_{mn}$  мод в плоскости  $xy$ , проходящей на полувысоте нанопризмы, которая показана на (д) слева. Положения зонда соответствуют максимумам на карте  $W_E/W_0$  (заполненные точки на (в) и (г)) и минимуму на расчетном СБОМ изображении (открытая треугольная точка на (в)). Пунктирный белый квадрат показывает границы призмы.

угольной ( $\blacktriangle$ ) и круглой ( $\bullet$ ) точкам, возбуждается мода  $TE_{43}^{\sigma(eo)}$  с симметрией четной ( $e$ ) и нечетной ( $o$ ) моды относительно двух плоскостей симметрии нанопризмы, проходящих вдоль осей  $x$  и  $y$  соответственно. Положения максимумов  $W_E/W_0$  отмечены на расчетном СБОМ изображении на Рисунке 6(в). В центре призмы на расчетном и экспериментальном СБОМ изображениях наблюдается область минимума  $T/T_{\text{стекло}}$ . В положениях  $\blacktriangle$  и  $\bullet$   $T/T_{\text{стекло}}$  имеет промежуточное значение (расположено между максимумом и минимумом на СБОМ изображении). Несоответствие максимума локализации электрического поля с точным положением максимума или минимума на СБОМ изображении в положении  $\blacktriangle$  связано с возбуждением моды  $TM_{42}^{oo}$  (Рисунок 6(е)) в положении  $\triangle$ , расположенного рядом с  $\blacktriangle$ . Возбуждение моды  $TM_{42}^{oo}$  приводит к минимуму на расчетном и экспериментальном СБОМ изображениях.

Распределение  $|H_z|$  на Рисунке 6(ж) показывает, что при положениях зонда, соответствующих  $\blacksquare$  и  $\blacklozenge$  точкам, возбуждается  $TE_{34}^{d(eo)}$  мода, обладающая симметрией четной и нечетной моды относительно двух диагоналей нанопризмы соответственно. Эти положения соответствуют локальным максимумам величины  $T/T_{\text{стекло}}$  на экспериментальном и расчетном СБОМ изображениях.

*СБОМ изображение  $\alpha$ -Si треугольной нанопризмы.* СЭМ изображение  $\alpha$ -Si равносторонней треугольной нанопризмы (сторона  $a = 700$  нм, высота  $h = 105$  нм), ее экспериментальное и расчетное СБОМ изображения на  $\lambda = 705$  нм показаны на Рисунке 7(а,б,в) соответственно. Максимумы карты

$W_E/W_0$  (Рисунок 7(г)) на длине волны  $\lambda = 705$  нм показывают положения зонда, в которых происходит наиболее эффективное возбуждение оптических мод. Распределение  $|H_z|$  в положениях апертурного зонда, соответствующих максимумам  $W_E/W_0$ , отмеченным заполненными фиолетовыми точками, приведены на Рисунке 7(д-ж). На расчетном СБОМ изображении эти положения отмечены открытыми фиолетовыми точками. Обозначение мод осуществлялось с помощью полученных аналитических решений для  $TE_{mn}^s$  и  $TM_{mn}^s$  мод в треугольной диэлектрической полости с металлическими стенками, которые имеют схожие распределения с изображенными на Рисунке 7(д-и).

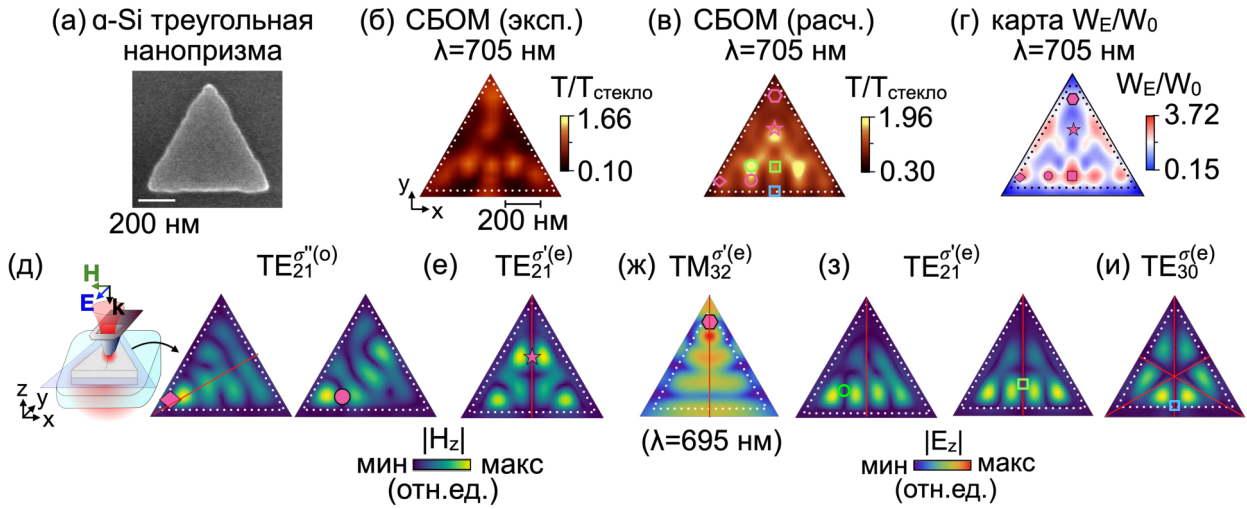


Рис. 7: (а) СЭМ изображение  $\alpha$ -Si треугольной нанопризмы. Экспериментальное (б), расчетное (в) СБОМ изображения и интегральная локализация электрического поля  $W_E/W_0$  (в) в  $\alpha$ -Si нанопризме на длине волны  $\lambda = 705$  нм соответственно. (д,е,з,и) Распределение компоненты  $|H_z|$   $TE_{mn}$  мод в плоскости  $xy$ , проходящей на полувысоте нанопризмы, которая показана на схеме (д) слева. (ж) Распределение  $|E_z|$  моды  $TM_{32}^{\sigma'(e)}$  на ее резонансной длине волны  $\lambda = 695$  нм. Положения зонда соответствуют максимумам на карте  $W_E/W_0$  (заполненные точки на (в)) и максимумам на СБОМ изображении (открытые зеленые и синие точки на (в)). Пунктирный треугольник показывает границы призмы.

Распределение  $|H_z|$  на Рисунке 7(д) показывает, что при положениях зонда в точках  $\blacklozenge$  и  $\bullet$  происходит возбуждение моды  $TE_{21}^{\sigma''(o)}$ , имеющей симметрию нечетной моды относительно плоскости  $\sigma''$  (красная линия). Эти положения на расчетном СБОМ изображении отмечены на Рисунке 7(в) точками  $\circ$  и  $\diamond$ . Они находятся между максимумом и минимумом величины  $T/T_{\text{стекло}}$  по оси  $y$  и в локальном максимуме вдоль оси  $x$ . Такое промежуточное положение на СБОМ изображении связано с наличием пространственно перекрывающихся мод в области данных положений. В положении зонда, соответствующем максимуму на расчетном СБОМ изображении, помеченно-

му точкой  $\circ$ , возбуждается мода  $TE_{21}^{\sigma'(e)}$  (Рисунок 7(з)). Мода  $TE_{21}^{\sigma'(e)}$  также возбуждается в положении зонда, отмеченном  $\star$ . Возбуждение этой моды приводит к локальному максимуму на экспериментальном и расчетном (открытая точка  $\star$ ) СБОМ изображениях.

В положении зонда, отмеченном  $\blacksquare$  на карте  $W_E/W_0$ , возбуждается суперпозиция мод  $TE_{21}^{\sigma'(e)}$  и  $TE_{30}^{\sigma(e)}$  за счет пространственного перекрытия их полей. Последняя обладает зеркальной симметрией относительно всех трех плоскостей симметрии треугольника (вращательная симметрия  $C_3$ ). Возбуждение суперпозиции этих мод приводит к локальному минимуму по оси  $y$  на экспериментальном и расчетном СБОМ изображениях. Их селективное возбуждение происходит в положениях, соответствующих максимумам на СБОМ изображении, отмеченным точками  $\square$  и  $\square$  на Рисунке 7(в). Их распределение  $|H_z|$  приведено на Рисунке 7(з) и (и) соответственно.

Максимум  $W_E/W_0$  у вершины треугольника по оси  $y$  (точка  $\blacklozenge$ ) связан с возбуждением  $TM_{32}^{\sigma'(e)}$  моды. Ее распределение  $|E_z|$  на резонансной длине волны  $\lambda = 695$  нм, при которой наблюдался максимум на спектре  $W_E/W_0$ , изображено на Рисунке 7(ж). Это положение соответствует локальному максимуму на расчетном СБОМ изображении, отмеченному открытой гексагональной точкой, и аналогичному максимуму на экспериментальном СБОМ изображении.

Таким образом, показано, что СБОМ изображение круглой, квадратной и треугольной  $\alpha$ -Si нанопризм является результатом возбуждения суперпозиции спектрально и пространственно перекрывающихся мод ТЕ и ТМ типа с четной и нечетной симметрией. Возбуждение мод проявляется на СБОМ изображении в виде области локальных максимумов, минимумов и средних значений (расположенных между минимумом и максимумом) на СБОМ изображениях. Обнаруженная особенность, с которой проявляется возбужденная мода на СБОМ изображении, зависит от разности фазы моды и излучения, распространяющегося от зонда, ее эффективности возбуждения и интенсивности излучения. Найденные соответствия особенностей на СБОМ изображениях с узлами нормальных компонент оптических мод использовались для определения их длин волн.

#### **Глава IV. Магнитооптическая спектроскопия поверхностных решеточных мод в магнитоплазмонных кристаллах**

Глава IV посвящена изучению магнитоиндуцированной модуляции интенсивности света, прошедшего через магнитоплазмонный кристалл (МПК), при возбуждении поверхностных решеточных мод (ПРМ) второго и третьего порядков. Результаты Главы IV опубликованы в работах [А3,Б1,Б2].

МПК состоит из Au/Ni/Au нанопризм, представляющих собой полосы с трапециевидным сечением, расположенных на сапфировой подложке (Рисунок 8(а)). СЭМ изображение МПК приведено на Рисунке 8(б). Ширина нижнего основания составила 340 нм, верхнего — 288 нм. Толщина

нижнего слоя Au равнялась 10 нм, Ni — 10 нм и верхнего слоя Au — 100 нм. Период расположения Au/Ni/Au нанополос составил 440 нм. Рисунок 8(в) и (г) показывает экспериментальную и численно рассчитанную (методом конечных разностей во временной области) спектрально-угловую зависимость коэффициента пропускания МПК соответственно при облучении ТМ-поляризованным светом (Рисунок 8(а)). Коэффициент пропускания состоит из максимумов и минимумов, с различной зависимостью от угла падения света. Особенность спектра пропускания на  $\lambda = 620$  нм, представляющая собой форму плавной дуги, практически не зависит от угла падения света. Она связана с возбуждением локализованных поверхностных плазмонов (ЛПП) в каждой нанополосе МПК. В диапазоне углов от  $\theta = 0^\circ$  до  $\theta = 20^\circ$  и длин волн от  $\lambda = 650$  нм до  $\lambda = 900$  нм наблюдаются зависящие от угла падения резонансные особенности коэффициента пропускания, проявляющиеся в виде максимума и минимума. Они коррелируют со спектрально-угловой зависимостью аномалий Релея (белые кривые на Рисунке 8(в,г)), вычисляемых по формулам:  $\lambda_{\text{АР}}^{(\text{воз})} = d[1 \pm \sin \theta]$  на границе раздела золото/воздух и  $\lambda_{\text{АР}}^{(\text{Al}_2\text{O}_3)} = d[n_{\text{Al}_2\text{O}_3} \pm \sin \theta]$  на границе раздела золото/сапфир.

Для определения структуры возбуждаемых мод было рассчитано распределение продольной компоненты  $|E_x|$  электрического поля на длинах волн, соответствующих максимумам интегральной локализации электрического поля, при угле падения  $\theta = 5^\circ$ . Полученные распределения приведены на Рисунке 8 на длинах волн  $\lambda = 620$  нм (д),  $\lambda = 770$  нм (е) и  $\lambda = 838$  нм (ж) соответственно. Распределение  $|E_x|$  на длине волны  $\lambda = 620$  нм показывает возбуждение ЛПП третьего порядка ( $3\lambda/2$ -ЛПП) в каждой нанонити МПК. Распределение  $|E_x|$  на длине волны  $\lambda = 770$  нм имеет структуру ПРМ третьего порядка ( $3\lambda/2$ -ПРМ), являющейся результатом дифракционного связывания  $3\lambda/2$ -ЛПП в каждой нанонити МПК и аномалии Релея +1-го порядка, распространяющейся на границе раздела золото/сапфир. На Рисунке 8(ж) изображено распределение ПРМ второго порядка ( $\lambda$ -ПРМ), формирующейся в результате возникновения дифракционной связи  $\lambda$ -ЛПП в единичных нанонитях МПК и аномалии Релея -1-го порядка на границе раздела золото/сапфир.

Магнитооптический отклик МПК измерялся в экваториальной геометрии магнитного поля, которое направлено перпендикулярно плоскости падения света и вдоль плоскости образца (Рисунок 8(а)). При такой геометрии происходит модуляция коэффициента пропускания, что аналогично экваториальному магнитооптическому эффекту Керра (ЭМОЭК), измеренного в геометрии на пропускание света. Магнитоиндуцированная модуляция коэффициента пропускания определялась как  $\delta = (I(+H) - I(-H))/I_0$ , где  $I_0$  — интенсивность прошедшего света в отсутствие магнитного поля,  $I(\pm H)$  — интенсивность прошедшего света при максимальных значениях магнитного поля, направленного в противоположные стороны. На Рисунке 9(а-г)



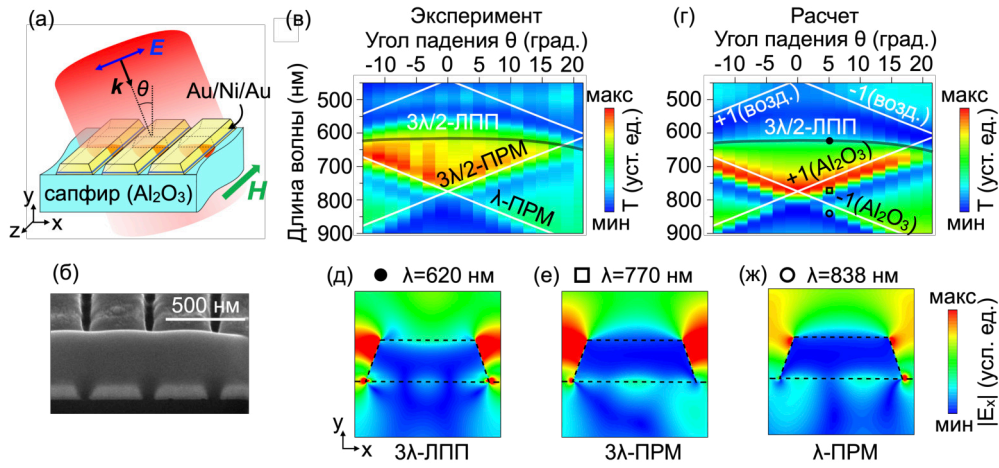


Рис. 8: (а) Схематический вид МПК, состоящего из Au/Ni/Au нанополос с трапециевидным сечением. (б) СЭМ изображение среза МПК под углом 45°. Экспериментальный (в) и расчетный (г) спектр пропускания Au/Ni/Au МПК. (д,е,ж) Рассчитанное распределение продольной компоненты  $|E_x|$  в МПК при возбуждении  $3\lambda/2$ -ЛПП,  $3\lambda/2$ -ПРМ и  $\lambda$ -ПРМ соответственно.

показаны экспериментальные спектры коэффициента пропускания (черные кривые) и его магнитоиндуцированной модуляции  $\delta(\lambda)$  (красные точки) при углах падения света от  $\theta = 0^\circ$  до  $\theta = 20^\circ$ . При нормальном падении света  $\theta = 0^\circ$  (Рисунок 9(а)),  $\delta(\lambda)$  близок к нулю в изучаемом спектральном диапазоне. Дальнейшее увеличение угла падения увеличивает спектральное расстояние между  $3\lambda/2$ -ПРМ и  $\lambda/2$ -ПРМ. При угле падения  $\theta = 20^\circ$  (Рисунок 9(г)) возникает резонанс  $\delta(\lambda)$ , обусловленный возбуждением  $3\lambda/2$ -ПРМ. Он имеет два локальных максимума с  $\delta_{\text{макс}} = \pm 0.1\%$ . Модуляция коэффициента отражения появляется из-за возникновения недиагональных компонент ( $\varepsilon_{xy}^{Ni}$  и  $\varepsilon_{yx}^{Ni}$ ) в тензоре диэлектрической проницаемости никеля, вызванных экваториально направленным магнитным полем. Они приводят к спектральному смещению резонанса коэффициента пропускания и знакопеременной форме  $\delta(\lambda)$ . При уменьшении угла падения от  $\theta = 20^\circ$  в изучаемом спектральном диапазоне возбуждается  $\lambda$ -ПРМ, которая вносит вклад в резонансное поведение  $\delta(\lambda)$ . При  $\theta = 15^\circ$  (Рисунок 9(в)) и  $\lambda > 820$  нм возникает отрицательный максимум  $\delta(\lambda)$ , связанный с возбуждением  $\lambda$ -ПРМ. При  $\theta = 5^\circ$  (Рисунок 9(б)) наблюдается отрицательный ( $\lambda = 835$  нм) и положительный ( $\lambda = 870$  нм) максимумы  $\delta(\lambda)$ , индуцированные возбуждением  $\lambda$ -ПРМ. Максимальное значение модуляции составило  $\delta_{\text{макс}} = -0,27\%$  при возбуждении  $\lambda$ -ПРМ. Противоположное направление распространения  $3\lambda/2$ - и  $\lambda$ -ПРМ приводит к противоположному спектральному сдвигу резонанса коэффициента пропускания при приложении внешнего магнитного поля. Направление смещения резонанса определяет знакопеременность спектральной зависимости модуляции при возбуждении ПРМ: для  $3\lambda/2$ -ПРМ сначала наблюдается положительный максимум, а затем — отрицательный, и наоборот

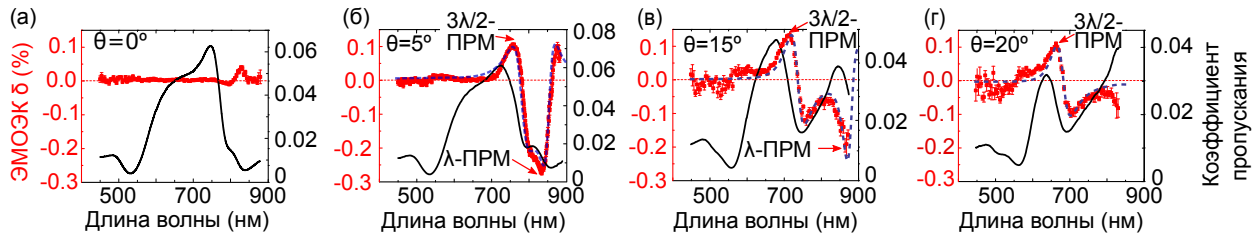


Рис. 9: Коэффициент пропускания (черная кривая) и его магнитоиндуцированная модуляции (красные точки) в МПК из Au/Ni/Au нанополос в диапазоне углов падения света от  $\theta = 0^\circ$  до  $\theta = 20^\circ$ . Штриховыми кривыми обозначены результаты аппроксимации  $\delta(\lambda)$  с помощью модели Фано-резонансов.

для  $\lambda$ -ПРМ. Рисунок 9(б) и (в) показывает, что при угле падения  $\theta = 5^\circ$  и  $\theta = 15^\circ$  в окрестности  $\lambda \approx 800$  нм отрицательная часть резонанса  $\delta(\lambda)$ , индуцированного  $3\lambda/2$ -ПРМ, спектрально перекрывается с отрицательной частью резонанса  $\delta(\lambda)$ , индуцированного возбуждением  $\lambda$ -ПРМ. Поэтому, когда спектральные положения  $3\lambda/2$ - и  $\lambda$ -ПРМ близки друг к другу, диапазоны длин волн усиления  $\delta(\lambda)$  перекрываются. Это приводит к уширению спектральной области усиления магнитоиндуцированной модуляции по сравнению с возбуждением одного спектрально не перекрытого поверхностного решеточного резонанса. При угле падения  $\theta = 5^\circ$  (Рисунок 9(в)) максимальное значение  $\delta(\lambda)$ , связанное с возбуждением  $\lambda$ - и  $3\lambda/2$ -ПРМ, равно  $\delta_{\text{макс}} = -0,27\%$  на  $\lambda = 835$  нм и  $\delta_{\text{макс}} = 0,1\%$  на  $\lambda = 770$  нм соответственно. Бóльшее максимальное значение  $\delta_{\text{макс}} = 0,13\%$  при возбуждении  $3\lambda/2$ -ПРМ наблюдается при угле падения  $\theta = 15^\circ$  на  $\lambda = 700$  нм (Рисунок 9(в)). Среднее значение  $\delta(\lambda)$  в нерезонансных диапазонах длин волн от  $\lambda = 640$  нм до  $\lambda = 660$  нм при  $\theta = 5^\circ$  равно  $\delta_{\text{нерез}} = 0,002\%$ , что значительно меньше по сравнению с максимальными значениями  $\delta(\lambda)$  при возбуждении ПРМ. Сравнение максимальных  $\delta_{\text{макс}}$  и  $\delta_{\text{нерез}}$  в нерезонансном случае показывает увеличение  $\delta(\lambda)$  в  $\delta_{\text{макс}}/\delta_{\text{нерез}} = 0.27/0.002 = 135$  раз при возбуждении  $\lambda$ -ПРМ и в  $\delta_{\text{макс}}/\delta_{\text{нерез}} = 0.13/0.002 = 65$  раз при возбуждении  $3\lambda/2$ -ПРМ. Таким образом, усиление  $\delta(\lambda)$ , вызванное возбуждением ПРМ второго порядка, более чем в два раза выше усиления, вызванного ПРМ третьего порядка. Бóльшее усиление связывается с меньшими радиационными потерями  $\lambda$ -ПРМ по сравнению с  $3\lambda/2$ -ПРМ. Меньшие радиационные потери  $\lambda$ -ПРМ обусловлены четной симметрией моды относительно плоскости зеркальной симметрии нанополосы, проходящей через ее центр. Четные ПРМ не могут быть возбуждены ТМ-поляризованной электромагнитной волной при нормальном падении. Это снижает их радиационные потери, связанные с переизлучением в дальнее поле.

## Заключение

Основные результаты диссертационной работы могут быть сформулированы следующим образом.

1. Впервые экспериментально получены СБОМ изображения кремниевых наностержней методом апертурной сканирующей ближнепольной оптической спектроскопии в режиме на пропускание с использованием излучения суперконтинуума в диапазоне длин волн от 600 нм до 750 нм. Показано, что максимумы и минимумы интенсивности СБОМ изображений вдоль оси наностержней связаны с локальным возбуждением ближним полем апертурного зонда мод Фабри-Перо высокого порядка поперечно-электрического (ТЕ) и поперечно-магнитного (ТМ) типов соответственно. Количество максимумов для ТЕ мод и минимумов для ТМ мод соответствует порядку мод Фабри-Перо, составившему от 4 до 11 для ТЕ мод и от 4 до 9 для ТМ мод в кремниевых наностержнях шириной 170 нм, высотой 105 нм и длиной от 500 нм до 1100 нм. Показано, что апертурная СБОМ в режиме на пропускание возбуждает и пространственно разрешает моды четного порядка, запрещенные при нормальном падении плоской электромагнитной волны.
2. Численно рассчитаны СБОМ изображения кремниевых наностержней методом конечных разностей во временной области с учетом ближнего поля апертурного зонда. Показано, что ближнее поле апертурного зонда позволяет наиболее эффективно возбуждать ТЕ (ТМ) моды Фабри-Перо в кремниевых наностержнях в пространственных положениях зонда, соответствующих пучностям поперечной компоненты электрического (магнитного) поля моды. Обнаружено, что пучности поперечной компоненты электрического (магнитного) поля ТЕ (ТМ) мод находятся в областях максимумов (минимумов) сигнала на СБОМ изображениях. Излучение ТЕ (ТМ) мод Фабри-Перо кремниевых наностержней и излучение, распространяющееся от апертурного зонда, интерферируют конструктивно (деструктивно), формируя резонанс типа Фано в спектрах пропускания. В результате, для ТЕ мод Фабри-Перо пучности поперечной компоненты электрического поля расположены в области максимумов на СБОМ изображениях, а для ТМ мод пучности поперечной компоненты магнитного поля — в области минимумов.
3. По спектральной зависимости пространственных положений максимумов (минимумов) СБОМ изображений кремниевых наностержней, измеренной в диапазоне длин волн суперконтинуума от 600 нм до 750 нм, определены длины волн ТЕ (ТМ) мод Фабри-Перо  $\lambda_{\text{ФП}}$  и их сдвиги фаз  $\phi_{\text{отр}}$ , возникающие при отражении от краев наностержня. Для ТЕ мод  $\phi_{\text{отр}} = (1.00 \pm 0.06)\pi$ , для ТМ мод  $\phi_{\text{отр}} = (0.15 \pm 0.11)\pi$ . Длины волн и сдвиги фаз позволили вычислить эффективную длину наностержня ( $l^*$ ), отличающуюся от его геометрической длины ( $l$ ) в результате проникновения поля за границы стержня. Эффективные длины стержней составили



---

$l_{\text{TE}}^* = l + (0.50 \pm 0.03)\lambda_{\text{ФП}}$  для ТЕ мод и  $l_{\text{TM}}^* = l + (0.075 \pm 0.050)\lambda_{\text{ФП}}$  для ТМ мод.

4. Проведена сканирующая ближнеполюсная оптическая спектроскопия кремниевых наноплазмонных антенн в форме призм с круглым, квадратным и треугольным основанием. Показано, что СБОМ изображения таких наноплазмонных антенн являются суперпозицией локально возбужденных, спектрально и пространственно перекрывающихся мультипольных мод Ми и мод Фабри-Перо высокого порядка. Пространственные положения апертурного зонда, при которых происходит наиболее эффективное возбуждение мод, совпадают с положениями узлов нормальных к основанию призмы компонент магнитного поля ТЕ мод и электрического поля ТМ мод. На СБОМ изображениях такие узлы ТЕ и ТМ мод соответствуют областям минимумов и максимумов сигнала, амплитуда которых определяется: а) интенсивностью излучения каждой моды, б) интерференцией между излучением оптических мод и излучением, распространяющимся от апертурного зонда, в) различной эффективностью возбуждения оптических мод с помощью ближнего поля апертурного зонда. Показано, что апертурная СБОМ в режиме на пропускание способна возбуждать и пространственно разрешать ТЕ и ТМ моды Ми и Фабри-Перо с зеркальной и вращательной пространственной симметрией, возбуждение которых запрещено для плоской электромагнитной волны при нормальном падении.
5. Измерены частотно-угловые спектры коэффициента пропускания и его магнитоиндуцированной модуляции в одномерных магнитоплазмонных кристаллах, представляющих собой периодический массив одномерных наноплазмонных антенн в виде трапециевидных полос, состоящих из слоев золота (100 нм), никеля (10 нм) и золота (10 нм). Показано, что возбуждение поверхностной решеточной плазмонной моды второго порядка приводит к 135-кратному увеличению магнитоиндуцированной модуляции интенсивности света по сравнению с нерезонансной областью спектра. Полученное значение в 2 раза превосходит величину магнитооптической модуляции интенсивности при возбуждении моды третьего порядка. Большие значения модуляции обусловлены меньшими радиационными потерями моды второго порядка по сравнению с модой третьего порядка.

## Список цитируемой литературы

- [1] *Bharadwaj P., Deutsch B., Novotny L.* Optical antennas // *Adv. Opt. Photon.* — 2009. — v. 1. — pp. 438–483.
- [2] *Esteban R., Vogelgesang R., Dorfmueller J., Dmitriev A., Rockstuhl C., Etrich C., Kern K.* Direct near-field optical imaging of higher order plasmonic resonances // *Nano Lett.* — 2008. — v. 8. — pp. 3155–3159.
- [3] *Imaeda K., Hasegawa S., Imura K.* Imaging of plasmonic eigen modes in gold triangular mesoplates by near-field optical microscopy // *J. Phys. Chem. C.* — 2018. — v. 122. — pp. 7399–7409.
- [4] *Dorfmueller J., Vogelgesang R., Weitz R. T., Rockstuhl C., Etrich C., Pertsch T., Lederer F., Kern K.* Fabry-Pérot resonances in one-dimensional plasmonic nanostructures // *Nano Lett.* — 2009. — v. 9. — pp. 2372–2377.
- [5] *Okamoto H., Imura K.* Visualizing the optical field structures in metal nanostructures // *J. Phys. Chem. Lett.* — 2013. — v. 4. — pp. 2230–2241.
- [6] *Habteyes T. G., Staude I., Chong K. E., Dominguez J., Decker M., Miroshnichenko A., Kivshar Y., Brener I.* Near-field mapping of optical modes on all-dielectric silicon nanodisks // *ACS Photonics.* — 2014. — v. 1. — pp. 794–798.
- [7] *Zenin V. A., Evlyukhin A. B., Novikov S. M., Yang Y., Malureanu R., Laurinenko A. V., Chichkov B. N., Bozhevolnyi S. I.* Direct amplitude-phase near-field observation of higher-order anapole states // *Nano Lett.* — 2017. — v. 17. — pp. 7152–7159.
- [8] *Bakker R. M., Permyakov D., Yu Y. F., Markovich D., Paniagua-Domínguez R., Gonzaga L., Samusev A., Kivshar Y., Luk'yanchuk B., Kuznetsov A. I.* Magnetic and electric hotspots with silicon nanodimers // *Nano Lett.* — 2015. — v. 15. — pp. 2137–2142.
- [9] *Miroshnichenko A. E., Evlyukhin A. B., Yu Y. F., Bakker R. M., Chipouline A., Kuznetsov A. I., Luk'yanchuk B., Chichkov B. N., Kivshar Y. S.* Nonradiating anapole modes in dielectric nanoparticles // *Nat. Commun.* — 2015. — v. 6. — p. 8069.
- [10] *Permyakov D., Sinev I., Markovich D., Ginzburg P., Samusev A., Belov P., Valuckas V., Kuznetsov A. I., Luk'yanchuk B. S., Miroshnichenko A. E., Neshev D. N., Kivshar Y. S.* Probing magnetic and electric optical responses of silicon nanoparticles // *Appl. Phys. Lett.* — 2015. — v. 106. — p. 171110.
- [11] *Kravets V. G., Kabashin A. V., Barnes W. L., Grigorenko A. N.* Plasmonic surface lattice resonances: A review of properties and applications // *Chem. Rev.* — 2018. — v. 118. — pp. 5912–5951.

- [12] *Kataja M., Hakala T. K., Julku A., Huttunen M. J., van Dijken S., Törmä P.* Surface lattice resonances and magneto-optical response in magnetic nanoparticle arrays // *Nat. Commun.* — 2015. — v. 6. — p. 7072.
- [13] *Maccaferri N., Bergamini L., Pancaldi M., Schmidt M. K., Kataja M., Dijken S. v., Zabala N., Aizpurua J., Vavassori P.* Anisotropic nanoantenna-based magnetoplasmonic crystals for highly enhanced and tunable magneto-optical activity // *Nano Lett.* — 2016. — v. 16. — pp. 2533–2542.
- [14] *Ropers C., Park D., Stibenz G., Steinmeyer G., Kim J., Kim D., Lienau C.* Femtosecond light transmission and subradiant damping in plasmonic crystals // *Phys. Rev. Lett.* — 2005. — v. 94. — p. 113901.

## Список опубликованных работ

Публикации по теме диссертации в рецензируемых научных журналах, индексируемых Web of Science и Scopus:

- [A1] *Frolov A. Yu., Verellen N., Li J., Zheng X., Paddubrouskaya H., Denkova D., Shcherbakov M. R., Vandenbosch G. A. E., Panov V. I., Van Dorpe P., Fedyanin A. A., Moshchalkov V. V.* Near-field mapping of optical Fabry–Perot modes in all-dielectric nanoantennas // *Nano Lett.* — 2017. — v. 17. — p. 7629–7637, Impact Factor 12.709.
- [A2] *Frolov A. Yu., Van de Vondel J., Panov V. I., Van Dorpe P., Fedyanin A. A., Moshchalkov V. V., Verellen N.* Probing higher order optical modes in all-dielectric nanodisk, -square, and -triangle by aperture type scanning near-field optical microscopy // *Nanophotonics.* — 2022. — v. 11. — p. 543–557, Impact Factor 8.606.
- [A3] *Frolov, A. Yu., Shcherbakov M. R., Fedyanin A. A.* Dark mode enhancing magneto-optical Kerr effect in multilayer magnetoplasmonic crystals // *Phys. Rev. B.* — 2020. — v. 101. — pp. 045409, Impact Factor 3.808.

Другие публикации по теме диссертации:

- [Б1] *Frolov A. Yu., Verellen N., Moshchalkov V. V., Fedyanin A. A.* Subwavelength probing of surface plasmons in magnetoplasmonic crystals // *J. Phys. Conf. Ser.* — 2021. — v. 2015. — p. 012041.

Патенты:

- [Б2] *В.К. Беляев, В.В. Родионова, А.Ю. Фролов, А.А. Грунин, А.А. Федянин* Датчик постоянного магнитного поля на основе магнитоплазмонного кристалла RU 2 725 650 C1 2020.