

МОСКОВСКИЙ ГОСУДАРСТВЕННЫЙ УНИВЕРСИТЕТ
имени М. В. ЛОМОНОСОВА
ФИЗИЧЕСКИЙ ФАКУЛЬТЕТ

на правах рукописи

Фролов Александр Юрьевич

СКАНИРУЮЩАЯ БЛИЖНЕПОЛЬНАЯ ОПТИЧЕСКАЯ МИКРОСКОПИЯ
КРЕМНИЕВЫХ НАНОАНТЕНН И МАГНИТООПТИЧЕСКАЯ
СПЕКТРОСКОПИЯ ПЛАЗМОННЫХ НАНОАНТЕНН

1.3.19 – лазерная физика

Диссертация на соискание ученой степени
кандидата физико-математических наук

Научный руководитель:
доктор физико-математических наук
профессор А. А. Федянин

Москва – 2023

Оглавление

Введение	6
Глава I	
Обзор литературы: оптические моды в диэлектрических и плазмонных наномантеннах; методики определения ближнепольного распределения оптических мод и методики магнитооптической модуляции при помощи наномантенн	18
1. Диэлектрические и плазмонные оптические наномантенны.	18
2. Оптические моды в диэлектрических наноструктурах.	19
2.1. Моды Ми в сферических диэлектрических частицах.	19
2.1.1. Метод микроскопии дальнего поля для обнаружения оптических мод в диэлектрических наномантеннах.	22
2.2. Моды Ми, волноводные и вытекающие моды в цилиндрических диэлектрических нанонитях.	24
2.2.1. Моды Фабри-Перо в диэлектрических нанонитях прямоугольного сечения.	26
2.2.2. Моды Ми и Фабри-Перо в диэлектрических наностержнях круглого и прямоугольного сечения.	27
2.3. Моды Ми и Фабри-Перо в диэлектрических нанопиллиндрах.	33
2.4. Электромагнитные моды в диэлектрических наномантеннах в форме призм с квадратным и треугольным основаниями	35
3. Пространственная симметрия оптических мод в наномантеннах. Четные и нечетные моды.	36
4. Поверхностные коллективные решеточные моды.	39
4.1. Поверхностные решеточные моды высоких порядков. Четные и нечетные поверхностные решеточные моды	44
5. Модуляция оптического излучения с помощью магнитолазмонных наноструктур	46
5.1. Магнитооптические эффекты.	46
5.2. Методы усиления магнитооптических эффектов	48
6. Методы определения ближнепольного распределения оптических мод в плазмонных и диэлектрических наномантеннах.	52
6.1. История создания сканирующей ближнепольной оптической микроскопии.	53
6.2. Принцип работы а-СБОМ.	56
6.2.1. Основные режимы а-СБОМ	56
6.2.2. Виды апертурных зондов.	57
6.2.3. Методики сканирования в а-СБОМ.	59

6.2.4. Понятие ближнего поля. Распределение ближнего поля около апертурного зонда	60
6.2.5. Структура ближнего поля около апертурного зонда кантилеверного типа	61
6.3. Принцип работы б-СБОМ	63
6.4. СБОМ плазмонных наноплазмонных антенн	64
6.5. Сканирующая ближнепольная оптическая спектроскопия	67
6.6. СБОМ полностью диэлектрических наноплазмонных антенн	71
6.7. Катодолюминесцентная спектроскопия и спектроскопия характеристических потерь энергии электронами	74

Глава II

Сканирующая ближнепольная оптическая микроскопия и спектроскопия мод Фабри-Перо в кремниевых наностержнях 80

1. Кремниевые наностержни. Методика изготовления и определение геометрических параметров образцов	80
2. Измерение и численное моделирование спектров экстинкции кремниевых наностержней при ТМ и ТЕ поляризации	82
2.1. Экспериментальная схема измерений спектров экстинкции и численное моделирование	82
2.2. Классификация и тип возбуждаемых мод в α -Si наностержнях при падении ТМ и ТЕ поляризованного источника света с плоским фронтом	83
2.3. Экспериментальные спектры экстинкции массивов α -Si наностержней	86
2.4. Численное моделирование спектров экстинкции α -Si наностержней	87
2.5. Численное моделирование ближнепольного распределения TM_{11m}^s мод Фабри-Перо при возбуждении источником света с плоским фронтом	88
2.6. Численное моделирование ближнепольных распределений TE_{11m}^s мод Фабри-Перо при возбуждении источником света с плоским фронтом	91
3. Методика апертурной СБОМ	94
3.1. Экспериментальная схема апертурного сканирующего ближнепольного оптического микроскопа	94
3.2. Численное моделирование СБОМ изображений и двумерных карт интегральной локализации поля	96
3.3. Процедура анализа СБОМ изображений	99
3.4. Сравнение экспериментальных и расчетных СБОМ изображений. Оценка разрешающей способности апертурной СБОМ	100
3.5. Пространственное разрешение TE_{116}^o моды Фабри-Перо в α -Si наностержне с помощью СБОМ	101

3.6. Пространственное разрешение TM_{115}^o моды Фабри-Перо в α -Si наностержне помощью СБОМ	104
4. Сканирующая ближнепольная оптическая микроскопия и спектроскопия мод Фабри-Перо в α -Si наностержнях с длинами $l=500, 700, 900$ нм.	107
4.1. Определение спектральных положений наиболее эффективного возбужде- ния мод Фабри-Перо апертурным зондом	107
4.2. СБОМ изображения наностержней при ТЕ поляризации. Пространствен- ное разрешение TE_{11m}^s мод Фабри-Перо.	109
4.3. СБОМ изображения наностержней при ТМ поляризации. Пространствен- ное разрешение TM_{11m}^s мод Фабри-Перо	114
5. Интерференция между излучением зонда и оптической моды. Ближнепольные спектры пропускания.	122
6. Модель резонанса Фано для описания контраста СБОМ изображений	123
7. Сдвиг фазы TE_{11m}^s и TM_{11m}^s мод Фабри-Перо при отражении от концов наностерж- ня. Эффективная длина наностержня	126
Выводы по главе 2.	128

Глава III

Сканирующая ближнепольная оптическая микроскопия и спек- троскопия оптических мод Ми и Фабри-Перо высокого порядка в α -Si наноантеннах в виде призм с круглым, квадратным и тре- угольным основанием 130

1. Сканирующая ближнепольная оптическая микроскопия и спектроскопия мод вы- сокого порядка в α -Si наноцилиндре	130
1.1. СЭМ и АСМ изображения α -Si наноцилиндра	130
1.2. Экспериментальные и рассчитанные СБОМ изображения α -Si наноцилин- дра. Карты интегральной локализации электрического поля	131
1.3. Спектры интегральной локализации электрического поля и ближнепольно- го пропускания α -Si наноцилиндра. Резонанс Фано ближнепольных спек- тров пропускания.	132
1.4. Оптические моды, возбуждаемые в α -Si наноцилиндре.	134
1.5. Соответствие узлов компоненты $ H_z $ и пучностей компоненты $ E_y $ возбуж- даемых оптических мод с положениями наиболее эффективного возбужде- ния мод Ми	135
1.6. Соответствие особенностей СБОМ изображений α -Si наноцилиндра с воз- буждаемыми модами Ми	138
1.7. Оптические моды, возбуждаемые в α -Si наноцилиндре источником света с плоским фронтом при нормальном падении. Сравнение со случаем возбуж- дения апертурным зондом.	142

2. Сканирующая ближнепольная оптическая микроскопия и спектроскопия Ми и Фабри-Перо мод высокого порядка в α -Si нанопризме с формой прямоугольной призмы	144
2.1. СЭМ и АСМ изображения α -Si цилиндрической нанопризмы.	144
2.2. Экспериментальные и рассчитанные СБОМ изображения α -Si квадратной нанопризмы. Карты интегральной локализации электрического поля	144
2.3. Спектры интегральной локализации электрического поля и ближнепольного пропускания α -Si квадратной нанопризмы. Резонанс Фано ближнепольных спектров пропускания.	146
2.4. Оптические моды, возбуждаемые в α -Si квадратной нанопризме.	147
2.5. Соответствие особенностей СБОМ изображений α -Si квадратной нанопризмы с возбуждаемыми модами Фабри-Перо и Ми.	149
2.6. Оптические моды, возбуждаемые в α -Si квадратной нанопризме источником света с плоским фронтом, падающим под нормалью. Сравнение со случаем возбуждения апертурным зондом	154
3. Сканирующая ближнепольная оптическая микроскопия и спектроскопия оптических мод высокого порядка в α -Si треугольной нанопризме	155
3.1. СЭМ и АСМ изображения α -Si треугольной нанопризмы	155
3.2. Экспериментальные и рассчитанные СБОМ изображения α -Si треугольной нанопризмы. Карты интегральной локализации электрического поля	156
3.3. Спектры интегральной локализации электрического поля и ближнепольного пропускания α -Si треугольной нанопризмы.	156
3.4. Оптические моды, возбуждаемые в α -Si треугольной нанопризме	158
3.5. Соответствие особенностей СБОМ изображений α -Si треугольной нанопризмы с возбуждаемыми модами	160
3.6. Оптические моды, возбуждаемые в α -Si треугольной нанопризме источником света с плоским фронтом, падающим под нормалью. Сравнение со случаем возбуждения апертурным зондом	163
Выводы по главе 3.	163

Глава IV

Магнитооптическая спектроскопия поверхностных решеточных мод в магнитоплазмонных кристаллах 165

1. Методика изготовления и геометрические параметры одномерного магнитоплазмонного кристалла на основе Au/Ni/Au нанополос.	165
2. Локализованные и поверхностные решеточные плазмонные моды в магнитоплазмонном кристалле.	166
2.1. Локализованные поверхностные плазмонные моды единичной трехслойной Au/Ni/Au нанонити	166

2.2. Экспериментальные и расчетные угловые спектры пропускания Au/Ni/Au магнитоплазмонного кристалла. Поверхностные решеточные плазмонные моды	167
2.3. Дисперсия поверхностных решеточных мод в магнитоплазмонном кристалле	169
2.4. Распределение электромагнитного поля поверхностных решеточных плазмонных мод и локализованных поверхностных плазмонов в магнитоплазмонном кристалле	170
3. Спектрально-угловые зависимости магнитоиндуцированной модуляции коэффициента пропускания магнитоплазмонного кристалла	172
4. Модель Фано-резонанса для описания усиления магнитоиндуцированной модуляции коэффициента пропускания	175
Выводы по главе 4	176
 Список обозначений	 178
 Заключение	 179
 Список литературы	 182

Введение

Диссертационная работа посвящена изучению ближнепольного распределения оптических мод Ми и Фабри-Перо высокого порядка в кремниевых наноантеннах различных форм методом апертурной сканирующей ближнепольной оптической микроскопии. 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 призм с основанием из фундаментальных геометрических фигур: окружности, квадрата, треугольника. В первой и второй оригинальных главах экспериментально получены СБОМ изображения кремниевых наноантенн. Особое внимание уделено разработке численной модели и алгоритма, позволяющих моделировать взаимодействие ближнего поля апертурного зонда с кремниевыми наноантеннами указанных форм. Разработанная модель позволила определить, что зонд локально возбуждает поперечно-магнитные (ТМ) и поперечно-электрические (ТЕ) моды Ми и Фабри-Перо высокого порядка, находить пространственные положения апертурного зонда и длины волн, соответствующих наиболее эффективному возбуждению оптических мод и воспроизводить экспериментальные СБОМ изображения. Показано, что СБОМ изображения являются откликом локально возбуждаемых мод Ми и Фабри-Перо высокого порядка. Установлено соответствие отдельных компонент электромагнитного поля мод Ми и Фабри-Перо высокого порядка с сигналом экспериментально полученных СБОМ изображений. Ближнепольные спектры пропускания имеют форму резонанса Фано, возникающего из-за интерференции излучения локально возбужденных оптических мод и излучения, распространяющегося от зонда. Вследствие этого, контраст СБОМ изображений определяется спектральной зависимостью фазы оптической моды. Пучности локально возбуждаемых мод Ми и Фабри-Перо проявляются как максимумы (минимумы) интенсивности на СБОМ изображениях при конструктивной (деструктивной) интерференции излучения оптической моды и излучения, распространяющегося от зонда. Проведен анализ пространственной симметрии распределения электромагнитного поля возбуждаемых мод Ми и Фабри-Перо высокого порядка, в котором установлено, что зонд способен возбуждать четные и нечетные моды, включая моды, возбуждение которых для плоской электромагнитной волны при нормальном падении запрещено.

Последняя оригинальная глава диссертационной работы посвящена усилению магнитоиндуцированной модуляции света при возбуждении поверхностных решеточных плазмонных мод высокого порядка с четной и нечетной симметрией в магнитоплазмонных кристаллах, состоящих из периодического одномерного массива трехслойных наноантенн Au/Ni/Au. Методом магнитооптической спектроскопии обнаружено превышение магнитоиндуцированной модуляции интенсивности прошедшего света (экваториального магнитооптического эффекта Керра) при возбуждении поверхностной решеточной моды второго порядка по сравнению с модой третьего порядка.

Актуальность

Актуальность работы обусловлена современными задачами нанوفотоники по пространственному разрешению оптических мод, локализованных в субдифракционном пространственном объеме кремниевых наномантенн. Полностью диэлектрическая нанопотоника является активно развивающейся областью благодаря возможностям управлять основными свойствами оптического излучения, такими как интенсивность, поляризация и фаза. Одним из основных элементов нанопотоники является оптическая наномантенна, которая способна преобразовывать оптическое излучение из дальнего поля в субдифракционную область и обратно — из субдифракционной области в дальнее поле [1]. Оптические наномантенны представляют собой аналог антенн радио и СВЧ диапазонов, но работающих в видимом и ближнем инфракрасном спектральном диапазоне электромагнитного излучения. Исторически первые оптические наномантенны представляли собой металлические наночастицы [2], в которых преобразование оптического излучения происходило за счет возбуждения локализованных поверхностных плазмонов — связанных колебаний свободных электронов и света [3]. Однако, в настоящее время широкое распространение получили наномантенны, изготовленные из диэлектрических и полупроводниковых материалов [4], поскольку их оптические потери меньше, чем у аналогичных плазмонных наномантенн. В качестве материалов для изготовления оптических наномантенн хорошо подходят полупроводниковые материалы, такие как аморфный и кристаллический кремний, поскольку он обладает высоким (около 4) показателем преломления и низким коэффициентом поглощения в видимом и ближнеинфракрасном диапазонах [4]. Высокий показатель преломления кремния позволяет локализовать электромагнитное поле в субдифракционном объеме наномантенн. Локализация и рассеяние света в кремниевых наномантеннах происходит за счет возбуждения оптических резонансов — оптических мод. Возможность локализовать и рассеивать свет нашло свое применение в создании оптических наномантенн с направленной диаграммой рассеяния [5, 6], сенсоров [7], фотовольтаических элементов [8] и фотодетекторов [9].

Пространственное распределение электрического и магнитного полей оптических мод определяется формой и размерами диэлектрических и полупроводниковых наномантенн. Простейшей формой наномантенн является сферическая наночастица. Простейшими модами кремниевых наночастиц являются магнитные и электрические дипольные моды типа M_{10} [10, 11]. Помимо магнитных и электрических дипольных мод, оптические наномантенны обладают модами высокого порядка [12, 13], характеризующиеся высоким значением полярного и радиального порядка (≥ 2). Преимущество мод высокого порядка заключается в большей добротности и локализации поля по сравнению с электрическим и магнитным диполем. Кремниевые наномантенны сферической формы обладают модами M_{10} с высоким полярным порядком (мультипольными модами), такими как электрический и магнитный квадруполь, октоуполь, гексадекаполь, триконтадиполь и т.д., у которых пучности электрического и магнитного полей локализованы у периферии наномантенны, наподобие мод шепчущей галереи. Такие моды формируются благодаря многократному отражению электромагнитных волн на периферии сферической частицы. Электрические и магнитные мультиполи, имеющие большое ради-

альное число (≥ 2), называются мультиполями высокого порядка [12]. Радиус сферической частицы является единственным геометрическим параметром, с помощью которого можно управлять спектральным положением и пространственным распределением оптических мод. Изменение данного параметра не может обеспечить, например, спектральное перекрытие определенных мод или, напротив, обеспечить селективное возбуждение определенной моды. Для этих задач необходимы наноантенны с несферической формой. Наноантенны несферической формы обладают большим числом геометрических параметров, с помощью которых можно управлять спектральным положением и пространственным распределением оптических мод.

Современные методы изготовления наноструктур, основанные на электронно-лучевой литографии, позволяют создавать планарные диэлектрические и полупроводниковые наноантенны в форме призм с основанием из фундаментальных геометрических фигур: окружности, квадрата, прямоугольника, треугольника и т.д.. Нанонантенны таких форм также обладают модами Ми, имеющих высокий полярный и радиальный порядок. Кроме того, в наноантеннах с формами призм с прямоугольным и квадратным основанием формируются моды типа Фабри-Перо благодаря конструктивной интерференции волн, отраженных от противоположных плоских граней наноантенны. Изменение формы позволяет управлять пространственным распределением и спектральным положением оптических мод наноантенн.

Субволновая локализация поля оптических мод Ми и Фабри-Перо в кремниевых наноантеннах не позволяет наблюдать пространственное распределение полей с помощью дальнепольных методов, таких как метод темнопольной микроскопии, широко использующийся для определения спектрального положения, эффективности рассеяния и направленности излучения мод Ми и Фабри-Перо. Кроме того, поскольку в дальнепольных методах используется источник электромагнитного излучения с плоским волновым фронтом, изучение мод высокого порядка в наноантеннах затрудняется невысокой эффективностью их возбуждения по сравнению с модами низкого порядка. Невысокая эффективность возбуждения возникает из-за несоответствия пространственного распределения полей у источника света и возбуждаемой оптической моды высокого порядка. Оптические моды, полностью несоответствующие пространственной симметрии плоской электромагнитной волны, падающей под нормалью к наноантенне, не могут быть возбуждены. Такие моды также получили название “темных” мод. Например, для наноантенн в форме стержня возбуждение плоской электромагнитной волной запрещено для мод Фабри-Перо с четным числом пучностей магнитной (для ТМ мод Фабри-Перо) и электрической компоненты, перпендикулярной к горизонтальной оси наностержня (для ТЕ мод Фабри-Перо) [14]. Для планарных наноантенн в форме призм к запрещенным по пространственной симметрии модам относятся квадрупольные, гексапольные, октапольные и т.д. моды (мультипольные моды), у которых токи смещения расположены в плоскости наноантенны. В связи с этим возникает задача о разработке методов детектирования пространственного распределения мод высокого порядка в кремниевых наноантеннах в форме стержней и призм с основанием в виде фундаментальных геометрических фигур: круга, квадрата и треугольника.

Сканирующая ближнепольная оптическая микроскопия позволяет исследовать ближнепольные распределения полей металлических и диэлектрических наноструктур с пространственным разрешением меньше дифракционного предела [15]. Широко распространенными методиками СБОМ является апертурная СБОМ, в которой используется апертурный зонд с субволновым отверстием. При этом пространственное разрешение ближнего поля проводится либо путем сбора излучения в ближней зоне (режим на сбор), либо в режиме локального возбуждения наноантенн ближнем полем зонда (режим на пропускание). Другой разновидностью СБОМ является безапертурная СБОМ, в которой в качестве зонда используется диэлектрическая или металлическая игла с нанометровым радиусом кривизны, которая либо рассеивает ближнее поле около образца, либо наоборот локализует его около наноантенн. Большое число работ было посвящено пространственному разрешению локализованных плазмонов в плазмонных наноантеннах в форме цилиндра (диска) [16], треугольной призмы [17, 18], стержня [19–22]. Лишь 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 нанодиска (наноцилиндра) [23] и распределение нормальной компоненты электрического поля анапольных мод в кремниевых наноцилиндрах [24]. С помощью методики апертурной СБОМ в режиме на сбор излучения была показана локализация магнитного поля в зазоре димера из кремниевых наноцилиндров [25], распределение анапольной моды в кремниевом наноцилиндре [26] и дипольный отклик кремниевой сферы [27]. Однако пространственная структура оптических мод в диэлектрических и кремниевых наноантеннах сильно 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.

В данной работе изучаются ближнепольные распределения оптических мод в единичных кремниевых наноантеннах в форме стержня и призм, имеющих круглое, квадратное и треугольное основание. Для получения ближнепольного распределения оптических мод в кремниевых наноантеннах применяется методика апертурной СБОМ в режиме на пропускание с использованием суперконтинуума в качестве источника. Это позволяет не только получать ближнепольные распределения оптических мод Ми и Фабри-Перо высокого порядка в широком спектральном диапазоне, но и возбуждать моды высокого порядка, запрещенные по пространственной симметрии для плоской электромагнитной волны при нормальном падении на наноантенны. Данный метод ранее был применен к плазмонным наноантеннам [21, 28]. Однако, его адаптация к кремниевым наноантеннам требует дополнительной модификации расчетной модели для правильной интерпретации полученных ближнепольных изображений, что также не было ранее выполнено. Важность определения ближнепольного распределения кремниевых наноантенн состоит еще в том, что на их основе создаются метаповерхности, представляющие собой сверхтонкие оптические элементы, выполняющие роль линз [29, 30], поляризаторов [30, 31], сверхбыстрых оптических переключателей [32, 33],

эффективных нелинейных оптических элементов [34] и метаматериалов [35]. Такие возможности метаповерхностей обусловлены оптическим откликом каждой наноантенны, который можно контролировать, изменяя ее размеры и форму.

Кроме единичных наноантенн, поддерживающих моды высокого порядка, значительный интерес в современной нанофотонике представляют периодически упорядоченные диэлектрические и плазмонные наноантенны. Добротность оптических мод единичных плазмонных и диэлектрических наноантенн значительно повышается при их периодическом расположении благодаря дифракционному связыванию локализованных оптических мод в единичных наноантеннах, приводящих к коллективному резонансу. Такие оптические моды получили название поверхностных решеточных мод [36]. Наноструктуры, поддерживающие поверхностные решеточные плазмонные моды, называемые плазмонными кристаллами, получили широкое распространение в сенсорах, при усилении нелинейно-оптических эффектов, люминесценции. Большее увеличение добротности поверхностных решеточных резонансов достигается благодаря дифракционному связыванию локализованных мод высокого порядка [37] или за счет связывания темных мод [38], запрещенных по симметрии для плоской электромагнитной волны, падающей под нормалью. Моды высокого порядка и запрещенные по симметрии моды имеют меньшие радиационные потери и, следовательно, большую добротность по сравнению с модами низших порядков и с разрешенными по симметрии модами соответственно.

Возбуждение поверхностных решеточных плазмонных мод широко применяется для усиления магнитооптических эффектов, представляющих собой изменение интенсивности, поляризации и фазы при взаимодействии света с намагниченными средами. Внедрение магнитных материалов в плазмонные наноантенны или изготовление наноантенн полностью из магнитных материалов изменяет условия возбуждения поверхностных решеточных мод за счет наведенной магнитоиндуцированной анизотропии диэлектрической проницаемости, что приводит к модификации оптического отклика. В зависимости от направления внешнего магнитного поля изменяется коэффициент отражения и пропускания, поляризация света, что может быть использовано в создании оптических переключателей и модуляторов оптического излучения. 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) [39, 40] 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 изучение возбуждения поверхностных решеточных мод высокого порядка с четной и нечетной пространственной зеркальной симметрией ранее не проводилось для усиления магнитоиндуцированной модуляции интенсивности прошедшего или отраженного света (экваториальный магнитооптический эффект Керра), несмотря на преимущества таких мод в добротности и усилении электромагнитного поля по сравнению с модами низших порядков.

Степень разработанности темы диссертации

Исследования ближнепольного распределения оптических полей нанوفотонных структур и, в частности, оптических наноантенн, является активно развивающейся областью нанопотоники. Были разработаны несколько методов и подходов для изучения ближнепольного распределения, среди которых метод сканирующей ближнепольной оптической микроскопии, метод катодолюминесцентной спектроскопии и спектроскопии характеристических потерь энергии электронами и другие. Данные методы активно применялись для пространственного разрешения локализованных плазмонов в металлических наноантеннах различных форм. Однако существует всего несколько работ, где методы ближнепольного детектирования оптических мод применяли для кремниевых наноантенн, форма которых ограничивалась цилиндрами. Кроме того, возможности апертурной СБОМ в режиме на пропускание не были изучены. Анализ особенностей контраста СБОМ изображений, полученных с помощью апертурной СБОМ в режиме на пропускание, был проведен только для случая плазмонных наноантенн. Это показывает, что тема пространственного разрешения оптических мод является разработанной. Однако изучение ближнепольного распределения оптических мод кремниевых наноантенн различных форм требует дополнительного развития метода.

Усиление магнитооптических эффектов благодаря возбуждению поверхностных решеточных мод в магнитоплазмонных кристаллах активно изучается в настоящее время. Это обусловлено возможностью существенно снизить радиационные потери таких коллективных мод по сравнению с локализованными плазмонами, возбуждаемыми в неупорядоченных массивах наноантенн. В большинстве работ используются поверхностные решеточные моды, образующиеся за счет дифракционного связывания дипольных локализованных плазмонов. Однако изучение магнитооптических эффектов, в частности экваториального магнитооптического эффекта Керра, при возбуждении поверхностных решеточных мод более высокого порядка по сравнению с дипольной модой ранее не проводилось. Известно, что поверхностные решеточные моды более высокого порядка имеют большую добротность по сравнению с модами низкого порядка, что может привести к усилению магнитооптических эффектов. Также не изученным остается вопрос о связи пространственной симметрии поверхностных решеточных мод более высокого порядка и магнитооптических эффектов. Это показывает, что тема усиления магнитооптических эффектов за счет поверхностных решеточных мод является разработанной. Однако существуют возможности для ее развития.

Цели и задачи

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 расчетных ближнепольных изображений с компонен-

тами 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 наноплазмонных Au/Ni/Au , за счет возбуждения поверхностных решеточных мод второго и третьего порядков с четной и нечетной симметрией.

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 наноплазмонных 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 наноплазмонной с ближнем полем апертурного зонда, позволяющее воспроизводить экспериментальные СБОМ изображения кремниевых наноплазмонных 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 наноплазмонных.
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 наноплазмонных.
5. Экспериментальное обнаружение поверхностных решеточных мод второго и третьего порядка в магнитоплазмонных кристаллах на основе периодического массива плазмонных Au/Ni/Au наноплазмонных. 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.

Объект и предмет исследования

Объектами исследования диссертационной работы являются кремниевые наноплазмонные в форме стержня и призм с круглым, квадратным и треугольным основанием, а также одномерные периодические массивы плазмонных наноплазмонных Au/Ni/Au (магнитоплазмонные кристаллы). Предметом исследования первой и второй оригинальной главы диссертационной работы являлось детектирование пространственного распределения ТМ и ТЕ мод Ми

и Фабри-Перо высокого порядка в кремниевых наноантеннах, а последней главы диссертации — экваториальный магнитооптический эффект Керра, изучаемый при возбуждении поверхностных решеточных мод второго и третьего порядка в одномерном массиве наноантенн Au/Ni/Au.

Методология диссертационного исследования

Изучение ближнепольного распределения оптических мод Ми и Фабри-Перо в кремниевых наноантеннах 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 Hyperion 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 (экваториального магнитооптического эффекта Керра) 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 наномантеннах, 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

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:

1. **A.Yu. Frolov**, N. Verellen, J. Li, X. Zheng, H. Paddubrouskaya, D. Denkova, M.R. Shcherbakov, G.A.E. Vandenbosch, V.I. Panov, P. Van Dorpe, A.A. Fedyanin, V.V. Moshchalkov, "Near-field mapping of optical Fabry-Perot modes in all-dielectric nanoantennas", Nano Letters **17**(12), pp 7629-7637 (2017).
2. **A.Yu. Frolov**, J. Van de Vondel, V.I. Panov, P. Van Dorpe, A.A. Fedyanin, V.V. Moshchalkov, N. Verellen, "Probing higher order optical modes in all-dielectric nanodisk, -square, and -triangle by aperture type scanning near-field optical microscopy", Nanophotonics **11**(33), pp 543-557 (2022).
3. **A.Yu. Frolov**, M.R. Shcherbakov, A.A. Fedyanin, "Dark mode enhancing magneto-optical Kerr effect in multilayer magnetoplasmonic crystals", Physical Review B **101**, 045409 (2020).

Другие публикации по теме диссертации:

A.Yu. Frolov, N. Verellen, V.V. Moshchalkov, A.A. Fedyanin, "Subwavelength probing of surface plasmons in magnetoplasmonic crystals", Journal of Physics: Conference Series **2015**, 1, 012041 (2021)

Патенты:

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)

Результаты, отраженные в настоящей диссертации, представлены в следующих докладах на международных научных конференциях:

1. A.Yu. Frolov, N. Verellen, D. Denkov, M.R. Shcherbakov, J. Li, P. Van Dorpe, H. Paddubrouskaya, V.I. Panov, A. A. Fedyanin, V.V. Moshchalkov, “Near-field Mapping of Fabry-Perot Resonances in Dielectric Nanoantennas”, 9th International Conference on Materials for Advanced Technologies ICMAT (Сингапур, 2017) (стендовый)
2. A.Yu. Frolov, N. Verellen, J. Li , X. Zheng, H. Paddubrouskaya, D. Denkova, M.R. Shcherbakov, G.A.E. Vandenbosch ,V.I. Panov, P. Van Dorpe, A.A. Fedyanin, V.V. Moshchalkov, “Near-field mapping of optical modes in all-dielectric nanoantennas”, SPIE Photonics Europe (Страсбург, Франция, 2018) (Устный)
3. A.Yu. Frolov, N. Verellen, J. Li , X. Zheng, H. Paddubrouskaya, D. Denkova, M.R. Shcherbakov, G.A. E Vandenbosch, V.I. Panov, P. Van Dorpe, A.A. Fedyanin, V.V. Moshchalkov, “Subwavelength mapping of optical modes in all-dielectric nanoantennas”, META 2021, the 11th International Conference on Metamaterials, Photonic Crystals and Plasmonics (Онлайн, 2021) (Устный)
4. A.Yu. Frolov, N. Verellen, D. Denkova, J. Li, X. Zheng, H. Paddubrouskaya, M.R. Shcherbakov, G.A.E. Vandenbosch, V.I. Panov, P. Van Dorpe, A.A. Fedyanin, V.V. Moshchalkov, “Subwavelength visualization of optical modes in all-dielectric nanoantennas”, IV International Conference on Metamaterials and Nanophotonics METANANO (Санкт-Петербург, Россия, 2019) (Устный)
5. A.Yu. Frolov, M.R. Shcherbakov, A.A. Fedyanin, “Dark mode enhancing magneto-optical Kerr effect in multilayer magnetoplasmonic crystals”, V International Conference on Metamaterials and Nanophotonics METANANO (онлайн, 2020) (Стендовый)
6. A.Yu. Frolov, N. Verellen, V.V. Moshchalkov, A.A. Fedyanin, “Subwavelength probing of surface plasmons in magnetoplasmonic crystals”, VI International Conference on Metamaterials and Nanophotonics METANANO (Онлайн, 2021)
7. A.Yu. Frolov, M.R. Shcherbakov, A.A. Fedyanin, “Enhanced transverse magneto-optical Kerr effect in multilayered one-dimensional magnetoplasmonic crystals with narrow slits ”, International Conference on Coherent and Nonlinear Optics. International Conference on Lasers, Applications and Technologies ICONO/LAT (Минск, Беларусь, 2016)
8. A.Yu. Frolov, M.R. Shcherbakov, A.A. Fedyanin, “Magnetoplasmonic analog of Borrmann effect”, Days on Diffraction (Санкт-Петербург, Россия, 2015)

Обзор литературы: оптические моды в диэлектрических и плазмонных наномантеннах; методики определения ближнепольного распределения оптических мод и методики магнитооптической модуляции при помощи наномантенн

1. Диэлектрические и плазмонные оптические наномантенны

Развитие нанотехнологий позволило создавать наноструктуры из металлов, диэлектриков и полупроводниковых материалов, которые нашли широкое применение в нанофотонике. Металлические и диэлектрические наноструктуры обладают уникальными оптическими свойствами благодаря существованию оптических мод, локализованных в субдифракционном пространственном объеме. В металлических наноструктурах оптическими модами являются поверхностные плазмон-поляритоны — связанные колебания электромагнитного поля и свободных электронов металла, происходящие на границе раздела металла и диэлектрика [41]. В отличие от металлических наноструктур, диэлектрические наноструктуры являются оптически прозрачными, что приводит к локализации света преимущественно внутри их объема. Такие структуры в литературе получили название оптических резонансных диэлектрических наноструктур [42] или полностью диэлектрических наноструктур. Диэлектрические структуры, изготовленные из материала с высоким показателем преломления, таким как кремний (около 4), обладают большей локализацией света и низкими потерями в оптическом и ближнем инфракрасном спектральном диапазоне. Особенностью металлических и диэлектрических наноструктур является их применение в роли оптической антенны [4], которая может преобразовывать падающий свет в локализованные моды и обратно — в распространяющийся свет с заданной направленностью. Возбуждение оптических мод в диэлектрических наноструктурах приводит к появлению резонансов поглощения и рассеяния света, что нашло применение в создании фотовольтаических ячеек [43], усилению нелинейно-оптических эффектов [34], созданию ультратонких оптических элементов (металлоповерхностей) [29, 31]. Одними из первых работ являются демонстрация резонансного рассеяния света в полупроводниковых нанонитях круглого сечения [44, 45] в зависимости от их диаметра.

Из-за субволновых пространственных масштабов локализации оптических мод в диэлектрических и плазмонных наномантеннах и сильной зависимости пространственной структуры оптических мод от форм наномантенны возникает задача пространственного детектирования оптических мод. В данной работе демонстрируется возможность пространственного детектирования оптических мод в наномантеннах с помощью сканирующей ближнепольной оптической микроскопии апертурного типа. В первую очередь необходимо сделать обзор по видам оптических мод в диэлектрических и плазмонных наномантеннах и методам пространственного разрешения оптических мод.

2. Оптические моды в диэлектрических наноструктурах

2.1. Моды Ми в сферических диэлектрических частицах

Изучение оптических мод в кремниевых наноантеннах началось с задачи о рассеянии плоских электромагнитных волн на сферических диэлектрических частицах и бесконечно длинных цилиндрах. В задаче рассматриваются сферические наночастицы и нанонити с разным соотношением длины волны электромагнитного излучения (λ) к радиусу частицы (R), определяемым размерным параметром $x = 2\pi NR/\lambda$, где N — показатель преломления частицы. Решая задачу о рассеянии сферической частицей линейно поляризованной электромагнитной волны, немецкий ученый Густав Ми вывел формулы для электрического и магнитного полей оптических мод внутри диэлектрического шара, которые имеют вид [46]:

$$\mathbf{E}(r, \theta, \phi) = \sum_{n=1}^{\infty} E_n (c_n \mathbf{M}_{o1n} - i d_n \mathbf{N}_{e1n}) \quad (1)$$

$$\mathbf{H}(r, \theta, \phi) = \frac{-k_1}{\omega \mu_1} \sum_{n=1}^{\infty} E_n (d_n \mathbf{M}_{e1n} + i c_n \mathbf{N}_{o1n}) \quad (2)$$

где $E_n = i^n E_0 (2n+1)/[n(n+1)]$, μ_1 — магнитная проницаемость шара, k_1 — волновое число света внутри шара. $\mathbf{M}_{o1n}^{(1)}$, $\mathbf{M}_{e1n}^{(1)}$, $\mathbf{N}_{e1n}^{(1)}$, $\mathbf{N}_{o1n}^{(1)}$ являются векторными сферическими гармониками. Они представляют собой функции, которые зависят от полярного θ и азимутального ϕ угла, а также от радиус вектора r . Выражения для векторных сферических гармоник имеют вид:

$$\mathbf{M}_{e1n}(kr) = \begin{pmatrix} \cos \phi \\ -\sin \phi \end{pmatrix} \pi_n(\cos \theta) j_n(kr) \hat{\mathbf{e}}_\theta - \begin{pmatrix} \sin \phi \\ \cos \phi \end{pmatrix} \tau(\cos \theta) j_n(kr) \hat{\mathbf{e}}_\phi \quad (3)$$

$$\begin{aligned} \mathbf{N}_{e1n}(kr) = n(n+1) \begin{pmatrix} \sin \phi \\ \cos \phi \end{pmatrix} \sin \theta \pi_n(\cos \theta) \frac{j_n(kr)}{kr} \hat{\mathbf{e}}_r + \begin{pmatrix} \cos \phi \\ \sin \phi \end{pmatrix} \frac{1}{kr} \frac{d(kr j_n(kr))}{d(kr)} \hat{\mathbf{e}}_\theta + \\ + \begin{pmatrix} \cos \phi \\ -\sin \phi \end{pmatrix} \pi_n(\cos \theta) \frac{1}{kr} \frac{d(kr j_n(kr))}{d(kr)} \hat{\mathbf{e}}_\phi \end{aligned} \quad (4)$$

где $j_n(kr)$ — обозначает сферическую функцию Бесселя 1-го рода, $\pi_n = P_n^1 / \sin \theta$, $\tau_n = dP_n^1 / d\theta$, где P_n^1 — присоединенный полином Лежандра 1-го рода и 1-го порядка. Классификация мод диэлектрического шара осуществляется по индексам n . Индекс n обозначает порядок моды по полярному углу θ . Индексы e и o обозначают четность оптической моды по азимутальному углу ϕ : четное (*even*) $\sim \cos \phi$ и нечетное (*odd*) $\sim \sin \phi$. Дипольными модами являются моды с $n = 1$, квадрупольными с $n = 2$, октупольными $n = 3$, гексадекапольными с $n = 4$. Однако в ряде работ используется другая терминология, где порядок обозначается не по количеству зарядов, как в обычном мультипольном разложении, а по количеству пучностей полей. В этой терминологии мода с $n = 3$ является гексаполем, а моды с $n = 4$ октуполем. Для каждого n сферические гармоники $\mathbf{N}_{e1n}(kr)$ и $\mathbf{M}_{e1n}(kr)$ описывают мультиполи электрического и магнитного типа соответственно. Моды $\mathbf{M}_{e1n}(kr)$ являются модами магнитного типа из-за отсутствия радиальной компоненты электрического поля, называемые также поперечными

электрическими модами (ТЕ моды). Моды, описываемые векторными сферическими гармониками $N_{e1n}(kr)$, являются модами электрического типа, у которых отсутствует радиальная компонента магнитного поля на больших расстояния r , также называемые поперечными магнитными модами (ТМ моды).

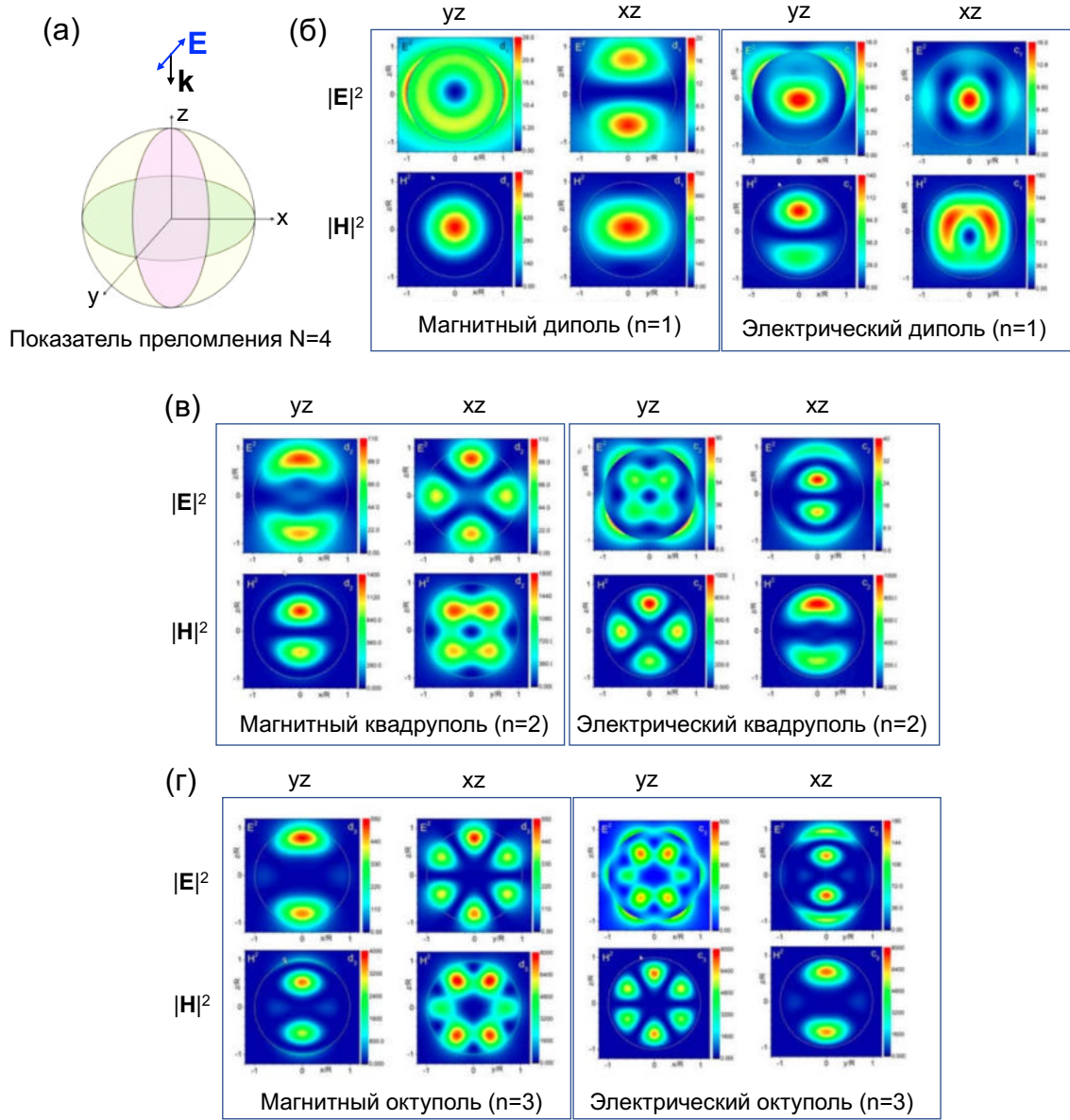


Рис. 1. (а) Схематический вид возбуждения оптических мод в диэлектрическом шаре с помощью линейно поляризованного источника света. (б) Рассчитанные распределения $|E|^2$, $|H|^2$ возбуждаемого в сферической частице с $N = 4$ магнитного и электрического диполя (б), магнитного и электрического квадруполь (в), магнитного и электрического октуполя (г). Рисунки взяты из работы [47].

Помимо полярного числа вводится радиальное число l , которое показывает количество пучностей полей вдоль радиального направления. Моды с $l = 1$ называют фундаментальными модами. Моды с $l > 1$ называются модами высокого порядка. Примерами фундаментальных мод являются магнитный и электрический диполь ($n = 1$, мультиполи 1-го порядка), квадруполь ($n = 2$, мультиполи 2-го порядка), октуполь ($n = 3$, мультиполи 3-го порядка), гексадекаполь ($n = 4$, мультиполь 4-го порядка), трикондадекаполь (мультиполь 5-го поряд-

ка). При увеличении радиального числа l возрастает число осцилляций электромагнитного поля вдоль радиального направления. Несмотря на то, что данное число не появляется в явном виде для выражений векторных сферических гармоник и коэффициентов c_n и d_n , оно определяет количество максимумов (пучностей) поля вдоль радиального направления. Могут появляться моды более высокого порядка, такие как электрический и магнитный диполь 2-го ($n = 1, l = 2$), 3-го ($n = 1, l = 3$), 4-го ($n = 1, l = 4$) порядков.

На Рисунке 1 показаны распределения электрического $|\mathbf{E}|^2$ и магнитного $|\mathbf{H}|^2$ полей магнитного и электрического диполя $n = 1$ (б), квадруполь $n = 2$ (в), октуполь $n = 3$ (г), возбуждаемых плоской линейно-поляризованной волной [47] в сферической диэлектрической частице с показателем преломления $N = 4$. Видно, что структура полей представляет собой систему токов смещения электрического и магнитного типа. При увеличении полярного числа n поле становится локализованным ближе к границе диэлектрической частицы и количество пучностей в плоскости yz шара возрастает (Рисунок 1). На Рисунке 2 продемонстрировано распределение электрического поля мультиполей высокого порядка с $l > 1$ [13].

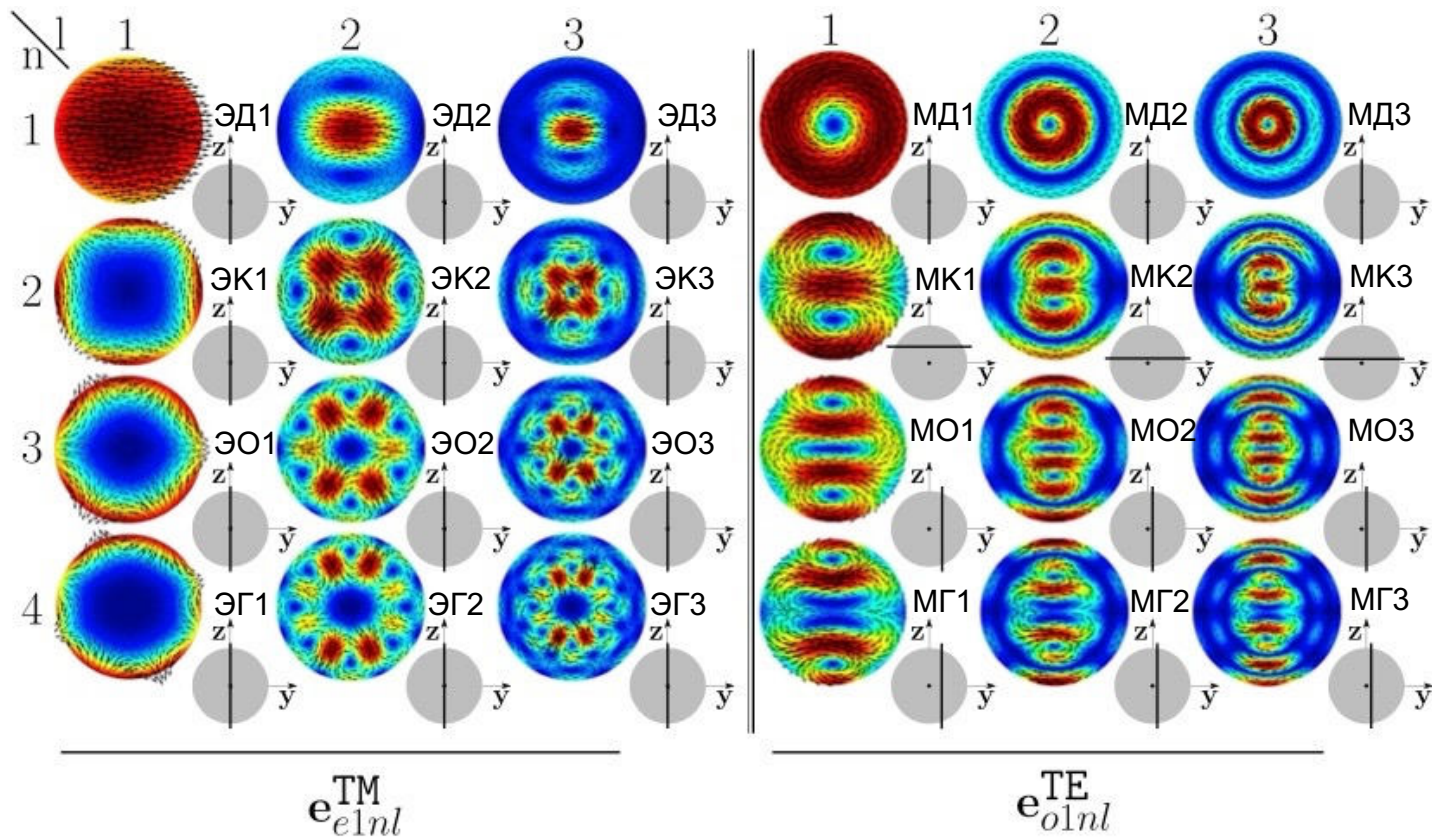


Рис. 2. Распределение электрического поля сферической наночастицы, спроецированной на плоскость, схематически показанной на рисунке. Слева показаны моды электрического типа, а справа — магнитного типа. Индекс n показывает количество длин волн, укладываемых вдоль полярного угла, индекс l — количество максимумов поля вдоль радиального направления. Азимутальное число $m = 1$ для всех мод. Рисунки взяты из работы [13].

Оптические моды, которые возбуждаются плоской линейно-поляризованной падающей волной, являются лишь частным случаем оптических мод сферической диэлектрической частицы. Из-за симметрии падающей плоской волны могут возбуждаться только четные элек-

трические моды (e) и нечетные магнитные моды (o). Однако кроме сферических векторных гармоник $\mathbf{M}_{o1n}$ и $\mathbf{N}_{e1n}$ полным решением уравнения Гельмгольца для диэлектрического шара являются следующие векторные сферические гармоники: $\mathbf{M}_{emn}$, $\mathbf{M}_{omn}$, $\mathbf{N}_{emn}$, $\mathbf{N}_{omn}$, которые имеют следующий вид [12]:

$$\begin{aligned} \mathbf{N}_{emn}(kr) = & n(n+1) \left(\frac{\cos m\phi}{\sin m\phi} \right) P_n^m(\cos \theta) \frac{z_n(kr)}{kr} \hat{\mathbf{e}}_r + \\ & + \left(\frac{\cos m\phi}{\sin m\phi} \right) \frac{dP_n^m(\cos \theta)}{d\theta} \frac{1}{kr} \frac{d}{dr} [r z_n(kr)] \hat{\mathbf{e}}_\theta + \\ & + m \left(\frac{-\sin m\phi}{\cos m\phi} \right) \frac{P_n^m(\cos \theta)}{\sin \theta} \frac{1}{kr} \frac{d}{dr} [r z_n(kr)] \hat{\mathbf{e}}_\phi \end{aligned} \quad (5)$$

$$\mathbf{M}_{emn}(kr) = m \left(\frac{-\sin m\phi}{\cos m\phi} \right) \frac{P_n^m(\cos \theta)}{\sin \theta} z_n(kr) \hat{\mathbf{e}}_\theta - \left(\frac{\cos m\phi}{\sin m\phi} \right) \frac{dP_n^m(\cos \theta)}{d\theta} z_n(kr) \hat{\mathbf{e}}_\phi \quad (6)$$

$P_n^m(\cos \theta)$ является присоединенными функциями Лежандра 1-го рода, где n -степень, а m -порядок, где $n = m, m+1, \dots$. Функция z_n обозначает либо функции Бесселя 1-го и 2-го рода $j_n(kr)$ и $y_n(kr)$, либо функцию Ханкеля $h_n(kr)$. Отличием от мод, возбуждаемых плоской волной, является наличие азимутальной зависимости поля. Индекс m обозначает количество длин волн, укладываемых по азимутальному углу. Плоская электромагнитная волна возбуждает моды только с $m = 1$. Таким образом, полная классификация мод диэлектрического шара осуществляется по индексам m , n и l . Причем для каждого полярного числа n , азимутальное число может принимать значения $-m < m < m$, что означает $2m+1$ кратное вырождение по азимутальному числу. Например, если октуполь $\mathbf{M}_{131}$, $\mathbf{N}_{131}$ ($l = 1$, $n = 3$), обладает азимутальным числом $m = 1$, то в этом случае все шесть пучностей моды расположены вдоль полярного угла и одна пучность вдоль азимутального угла. Для мод $\mathbf{M}_{331}$, $\mathbf{N}_{331}$ с $m = 3$ все шесть пучностей моды расположены вдоль азимутального угла, и одна — вдоль полярного.

2.1.1 Метод микроскопии дальнего поля для обнаружения оптических мод в диэлектрических наноантеннах

Основным методом исследования электромагнитных мод в диэлектрических сферических частицах является детектирование отклика в дальнем поле. Теория Г. Ми позволяет получить сечения рассеяния $\sigma_{\text{рас}}$, поглощения $\sigma_{\text{погл}}$ и экстинкции ($\sigma_{\text{экс}} = \sigma_{\text{рас}} + \sigma_{\text{погл}}$) света при возбуждении электромагнитных мод плоской волной. Выражения для $\sigma_{\text{экс}}$ и $\sigma_{\text{рас}}$ имеют вид [46]:

$$\sigma_{\text{экс}} = \frac{\lambda^2}{2\pi} \sum_{n=0}^{\infty} (2n+1) \text{Re}\{a_n + b_n\}, \quad (7)$$

$$\sigma_{\text{рас}} = \frac{\lambda^2}{2\pi} \sum_{n=0}^{\infty} (2n+1) (|a_n|^2 + |b_n|^2), \quad (8)$$

где λ — длина волны падающей электромагнитной волны в среде, окружающей сферу. Коэффициенты a_n и b_n имеют вид [46]:

$$a_n = \frac{m\psi_n(mx)\psi'_n(x) - \psi_n(x)\psi'_n(mx)}{m\psi_n(mx)\xi'_n(x) - \psi_n(x)\xi'_n(mx)} \quad (9)$$

$$b_n = \frac{\psi_n(mx)\psi'_n(x) - m\psi_n(x)\psi'_n(mx)}{\psi_n(mx)\xi'_n(x) - m\psi_n(x)\xi'_n(mx)}, \quad (10)$$

где $\psi(mx)$, $\xi(mx)$ — функции Рикати-Бесселя, $x = 2\pi r/\lambda$, r — радиус сферы, λ — длина волны падающего света. Коэффициенты a_n показывают вклад электрических мультиполей, а b_n — магнитных. Коэффициенты с $n = 1$ определяют дипольный вклад, с $n = 2$ — квадрупольный вклад, с $n = 3$ — октупольный, с $n = 4$ гексадекапольный, с $n = 5$ триконтадиполь т.д.. Моды высокого порядка также описываются коэффициентами a_n и b_n . На спектральных зависимостях a_n и b_n резонансы, связанные с модами высокого порядка, возникают на меньших длинах волн по сравнению с мультиполями первого порядка.

Развитие нанотехнологий позволило создавать сферические наночастицы из полупроводниковых материалов методикой лазерной абляции. Одним из таких полупроводниковых материалов является кремний. Рисунок 3 показывает, что показатель преломления кремния

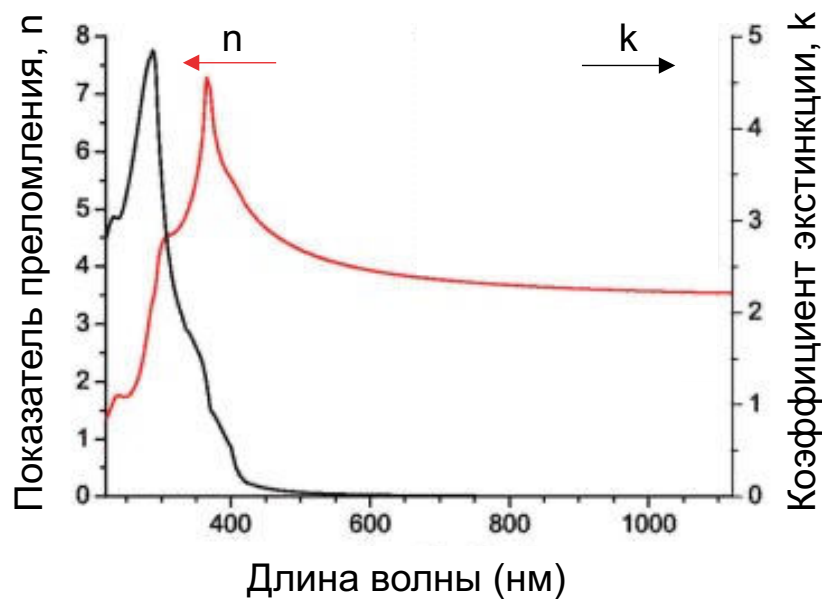


Рис. 3. Спектральная зависимость коэффициента преломления α -Si. n — коэффициент преломления (красная кривая), k — коэффициент экстинкции (черная кривая). Рисунок взят из работы [44].

составляет около четырех в диапазоне от $\lambda = 550$ нм до $\lambda = 1100$ нм, что обеспечивает существование оптических мод в видимой и ближнеинфракрасной области спектра при радиусе частицы порядка 50 — 100 нм. Экспериментальная демонстрация отклика МД моды в видимом диапазоне сферических c-Si наночастиц была осуществлена с помощью методики темнопольной микроскопии в работах [10, 11]. В этой методике регистрируется интенсивность рассеянного света. На Рисунке 4(а) показано СЭМ изображение сферической кремниевой на-

ночастицы, изготовленной методом лазерной абляции, и изображение частицы в темном поле (Рисунке 4(б)). В темнопольном изображении преобладают зеленый и желтый цвет. Численный расчет с помощью теории Ми показывает, что спектр имеет два максимума, один из которых соответствует возбуждению МД моды (желтый цвет) и ЭД моды (зеленый цвет). Показано, что длина волны возбуждения МД моды увеличивается с ростом радиуса кремниевой наносферы.

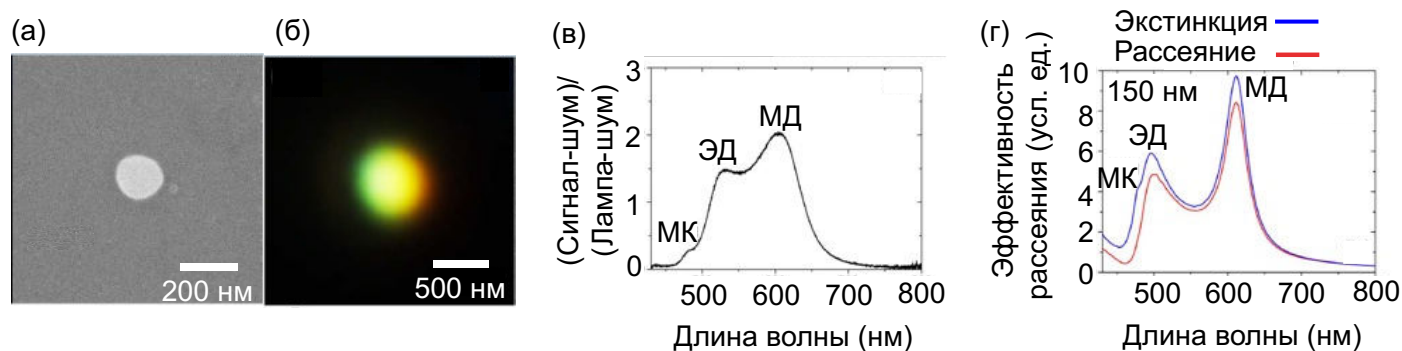


Рис. 4. (а) СЭМ изображение Si наносферы. (б) Изображение в темнопольном микроскопе Si наносферы. (в) Спектр рассеяния Si наносферы, полученный в темнопольном микроскопе. (г) Численный расчет спектров экстинкции (синяя кривая) и рассеяния (красная кривая) Si наносферы без подложки при помощи теории Ми. Рисунки взяты из работы [10].

Несколько ранее с помощью методики темнопольной микроскопии было показано, что возбуждение мультипольных мод в кремниевых нанонитях, диаметр которых меньше, чем длина волны [44, 45] приводит к пикам в спектрах сечения рассеяния. С помощью данной методики было установлено, что рассеяние и поглощение света в кремниевых нанонитях сильно зависят от их диаметра, поляризации падающего света и длины волны.

Таким образом, видно, что метод темнопольной микроскопии хорошо подходит для изучения спектрального положения оптических мод в зависимости от размеров наноплазмонных структур при соответствующем численном и аналитическом расчете. Однако из-за субволновой локализации оптических мод получить ближнепольное распределение таким методом невозможно.

2.2. Моды Ми, волноводные и вытекающие моды в цилиндрических диэлектрических нанонитях

Точное решение для пространственного распределения электромагнитных мод при возбуждении плоской электромагнитной волной имеют наноплазмонные структуры, представляющие собой бесконечно длинный диэлектрический стержень с круглым сечением. В этом случае они определяются модами Ми электрического и магнитного типов [46], пространственная структура которых определяется векторными сферическими гармониками. Для бесконечно длинной нанонити круглого сечения существуют как ТМ-, так и ТЕ-поляризованные моды. Для мод с высоким полярным порядком характерна локализация у периферии нанонити, а для радиального типа — во всем объеме нанонити. На Рисунке 5(а) показаны моды, возбуждаемые

при ТМ и ТЕ поляризации света, падающего на бесконечную диэлектрическую нанонить круглого сечения с диэлектрической проницаемостью 20. При ТМ поляризации происходит возбуждение мультипольных мод Ми ЭД_{||} (диполь, направленный параллельно оси нити), МД_⊥ (направлен перпендикулярно оси нити), МК, МО. При ТЕ поляризации — МД_{||}, ЭД_⊥, ЭК и ЭО.

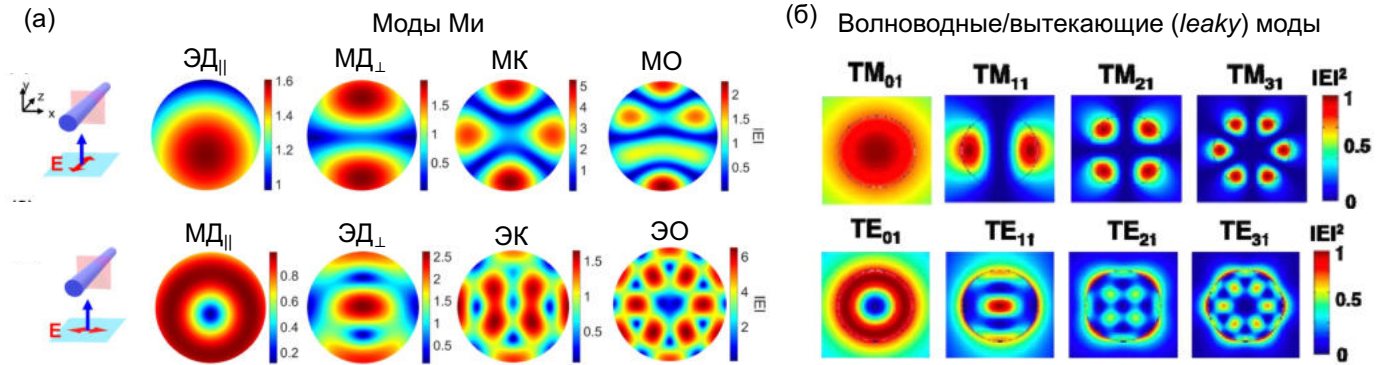


Рис. 5. (а) Расчетное распределение электрического поля мод Ми при ТМ и ТЕ поляризации падающего света на бесконечную цилиндрическую нанонить с диэлектрической проницаемостью 20. (б) Распределение электрического поля ТМ и ТЕ вытекающих мод в германиевой бесконечной нанонити круглого сечения. Рисунок (а) взят из работы [51] и (б) из работы [48].

С другой стороны, моды в диэлектрических нанонитях можно рассматривать как волноводные или вытекающие (*leaky*) моды, характеризующиеся определенным распределением поля и волновым вектором [48]. В работах экспериментально и численно [49, 50] было показано, что поглощение света при не нормальном падении излучения на полупроводниковые нанонити из InP круглого сечения, в том числе при направлении света вдоль оси нанонити, возникает из-за возбуждения волноводных и вытекающих мод. При нормальном падении света на нанонить (перпендикулярно оси нанонити) поглощение излучения преимущественно возникает из-за возбуждения мод Ми. В этих работах установлено, что моды Ми и волноводные (вытекающие) моды имеют схожую структуру пространственного распределения поля. На Рисунке 5(б) показано распределение электрического поля ТМ_{ar} и ТЕ_{ar} вытекающих мод в германиевой нанонити круглого сечения [48]. Для обозначения мод обладающих цилиндрической симметрией, используются индекс *a*, показывающий количество длин волн, укладываемых по периметру нанонити (азимутальный порядок), индекс *r* — количество пучностей вдоль радиального направления компоненты электрического (магнитного поля) для ТМ (ТЕ) мод, лежащей вдоль оси нанонити (радиальный порядок). У ТМ мод компонента магнитного поля, лежащая вдоль оси нанонити, пренебрежимо мала по сравнению с компонентами лежащими в плоскости, перпендикулярной оси нанонити. У ТЕ мод компонента электрического поля, лежащая вдоль оси нанонити, пренебрежимо мала, по сравнению с компонентами, лежащими в плоскости, перпендикулярной оси нанонити. Из-за наличия незначительной компоненты магнитного (электрического) поля для ТМ (ТЕ) мод в литературе по диэлектрическим волноводам их принято называть гибридно-магнитными (HE) и гибридно-электрическими модами (EH). Только моды ТМ₀₁ и ТЕ₀₁ являются поперечно-магнитными

и поперечно-электрическими. Однако чаще всего моды HE_{ar} и EH_{ar} в литературе заменяют на TM_{ar} и TE_{ar} . Моды TM_{11} и TE_{11} соответствуют магнитному и электрическому диполью, TM_{21} и TE_{21} — магнитному и электрическому квадруполью, TM_{31} и TE_{31} — магнитному и электрическому октуполью. Моды TM_{01} и TE_{01} соответствуют электрическому и магнитному диполью, лежащему вдоль оси нанонити.

2.2.1 Моды Фабри-Перо в диэлектрических нанонитях прямоугольного сечения

Форма диэлектрических наноструктур сильно влияет как на структуру оптических мод, так и на оптический отклик в дальнем поле. Изменение сечения бесконечной нанонити с круглого на прямоугольное приводит к появлению стоячих мод Фабри-Перо (ФП). Моды Фабри-Перо в диэлектрических нанонитях образуются при отражении излучения, распространяющегося внутри нанонити, от противоположных плоских граней прямоугольной нанонити, как схематично показано на Рисунке 6. Прямоугольная форма нанонити в отличие от цилиндрической приводит к зависимости спектрального положения оптических резонансов от угла падения света.

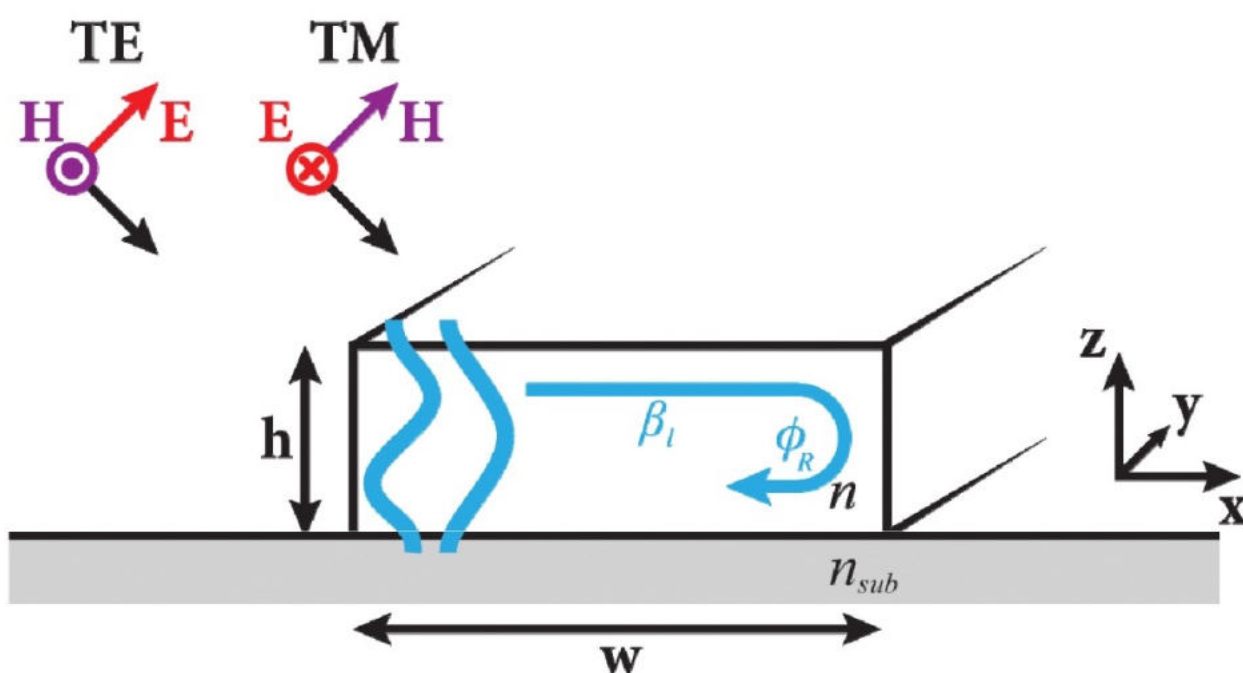


Рис. 6. Схематический вид формирования мод Фабри-Перо в диэлектрических нанонитях прямоугольного сечения. β_l — константа распространения волноводной моды, ϕ_r — изменение фазы при отражении волноводной моды от грани нанонити. Рисунок взят из работы [52].

В работах [52, 53] показано, что для кремниевых нанонитей с прямоугольным сечением применимо обобщенное условие появления мод Фабри-Перо. Моды Фабри-Перо образуются благодаря конструктивной интерференции света, распространяющегося в противоположных направлениях от граней нанонити. Обобщенное условие Фабри-Перо резонансов учитывает помимо фазы, которая набегаает в результате распространения света от противоположных граней прямоугольной нити, дополнительный сдвиг фазы при отражении от граней ϕ_r , как

показано на Рисунке 6. Формирование мод Фабри-Перо в нанонитях можно описать как конструктивную интерференцию волноводных/вытекающих мод, существующих в бесконечном плоском волноводе. Если волновой вектор волноводной моды бесконечного плоского волновода β_l , то обобщенное условие формирования мод Фабри-Перо имеет вид:

$$2\beta_l w = 2\pi n + 2\phi_r, \quad (11)$$

где ϕ_r сдвиг фазы волноводной моды возникающий при отражении от одной грани, $n = 1, 2, 3, \dots$ — порядок моды Фабри-Перо.

Обозначение TM_{mn} (TE_{mn}) мод Фабри-Перо в прямоугольных нанонитях происходит по количеству максимумов компоненты электрического (магнитного) поля сонаправленной с осью нанонити. Индексами m и n показывают количество пучностей (максимумов) компоненты электрического (магнитного) поля вдоль двух сторон нанонити. Распределение E_z компоненты TM_{mn} мод Фабри-Перо в кремниевых нанонитях показаны на Рисунке 7(а). В работе [53] показано, что порядок возбуждаемых ТМ мод Фабри-Перо определяется углом падения света относительно нормали к нанонити. Показано, что существуют моды Фабри-Перо с распределением поля, которые возбуждаются только при не нормальном угле падения света на нанонить. На Рисунке 7(б) показаны спектры поглощения кремниевой нанонити для нормального (верхний график) падения света и для угла падения $\theta = 45^\circ$ (нижний график). Поляризация света направлена вдоль оси нанонити. Спектры поглощения Si нанонити с квадратной формой имеют пики, связанные с возбуждением мод Фабри-Перо TM_{13} , TM_{32} , TM_{14} , TM_{33} , TM_{51} . Данные моды имеют симметричное распределение поля ($E_z(x) = E_z(-x)$) относительно плоскости, проходящей через середину прямоугольной нанонити (плоскость вдоль оси y). Эти моды имеют нечетное число максимумов вдоль ширины нанонити (ось x), что соответствует нечетному первому индексу. Моде с антисимметричным распределением электрического поля TM_{22} , при котором $E_z(x) = -E_z(-x)$ возбуждается только при падении света под углом. Возбуждение TM_{mn} мод Фабри-Перо приводит к пикам на расчетной спектральной зависимости эффективности поглощения света (Рисунок 7(б)).

Отметим, что моды Фабри-Перо в диэлектрических нанонитях прямоугольного сечения можно также представить в виде разложения по мультипольным модам нанонити с круглым сечением, как было показано в работе [54] на примере оптических мод в Si нанонити прямоугольного сечения.

2.2.2 Моды Ми и Фабри-Перо в диэлектрических наностержнях круглого и прямоугольного сечения

Наностержни, сделанные из полупроводниковых материалов, являются промежуточным звеном между сферическим или цилиндрическими частицами и длинными нанонитями. Моды наностержня являются суперпозицией мод Ми и Фабри-Перо [14,55]. Моды Ми возникают из-за локализации поля в поперечном сечении стержня, которые схожи по своей структуре с модами бесконечно длинных нанонитей. Моды Фабри-Перо образуются в результате волно-

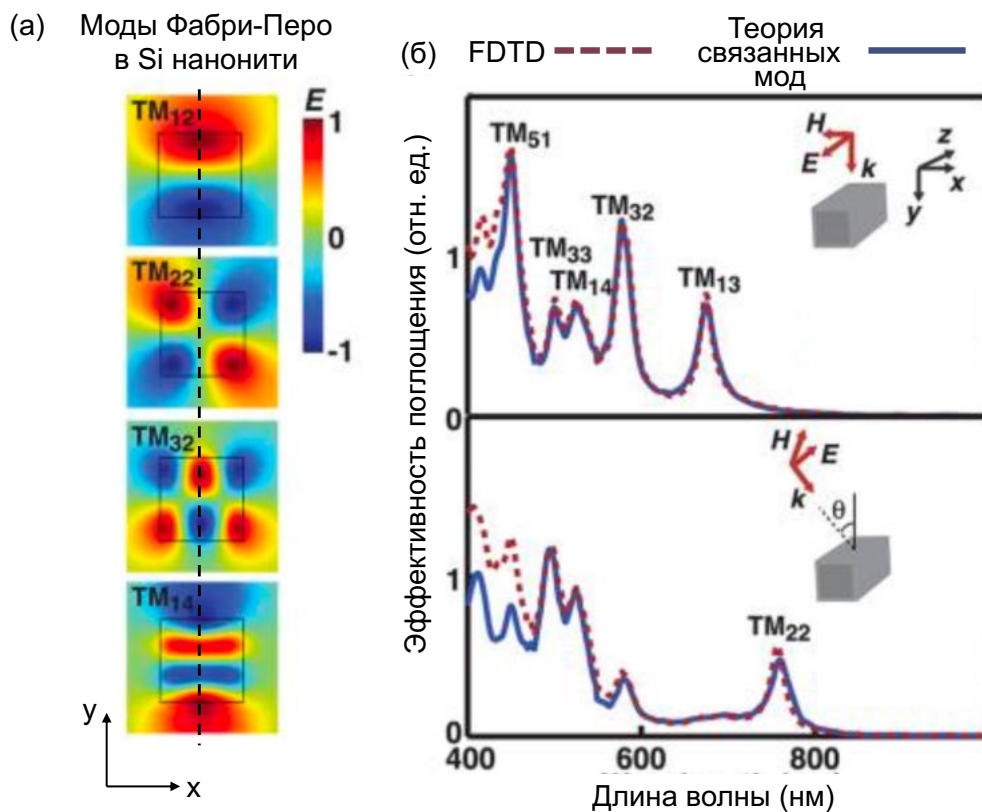


Рис. 7. (а) Численный расчет распределения $Re(E_z)$ компоненты оптических мод TM_{mn} в Si нанонити с прямоугольной формой при облучении плоской волной с ТМ поляризацией. (б) Эффективность поглощения света Si нанонитью при нормальном падении света (верхний график) и при падении света под углом $\theta = 45^\circ$ к нормали. Рисунки взяты из работы [53].

водного распространения электромагнитного излучения по наностержню. Отражение света от противоположных граней наностержня и конструктивная интерференция двух навстречу бегущих волн приводит к образованию стоячих волн. Число пучностей и узлов в таких волнах определяется длиной стержня.

В работе [55] показана зависимость величины эффективности сечения рассеяния света ($Q_{\text{рас}} = \sigma_{\text{экс}}/S$, S — площадь наностержня) от длины α -Si наностержня в диапазоне длин от 100 нм до 800 нм (Рисунок 7 (а,б)). Было показано, что при нормальном падении света на наностержни ближнепольное распределение оптических мод в поперечном сечении совпадает с распределением полей вытекающих мод в бесконечно длинных Si нанонитях с таким же сечением. Установлено, что эффективность рассеяния зависит от длины наностержней только при возбуждении TM_{01} моды. Ее спектральная зависимость от длины наностержня определялась возбуждением первой моды Фабри-Перо, т.е. с одним максимумом электрического поля вдоль длины стержня. Возбуждение моды TM_{11} не приводит к спектральной зависимости спектров рассеяния такой частицы в зависимости от длины стержня. Спектр рассеяния данной моды определяется, главным образом, поперечным сечением стержня, а моды Фабри-Перо в продольном направлении стержня проявляются как незначительные осцилляции $Q_{\text{рас}}$ на фоне широкого пика, связанного с возбуждением TM_{11} моды.

Возбуждение гибридных Ми и Фабри-Перо мод в полупроводниковых наностержнях было исследовано на предмет модификации сечения рассеяния. В работе [56] с помощью численного расчета методом конечных разностей во временной области (Finite-Difference Time-Domain, FDTD) показано, что возбуждение гибридных Ми и Фабри-Перо мод в GaP наностержнях с круглым сечением приводит к асимметричным резонансам Фано в спектрах эффективности

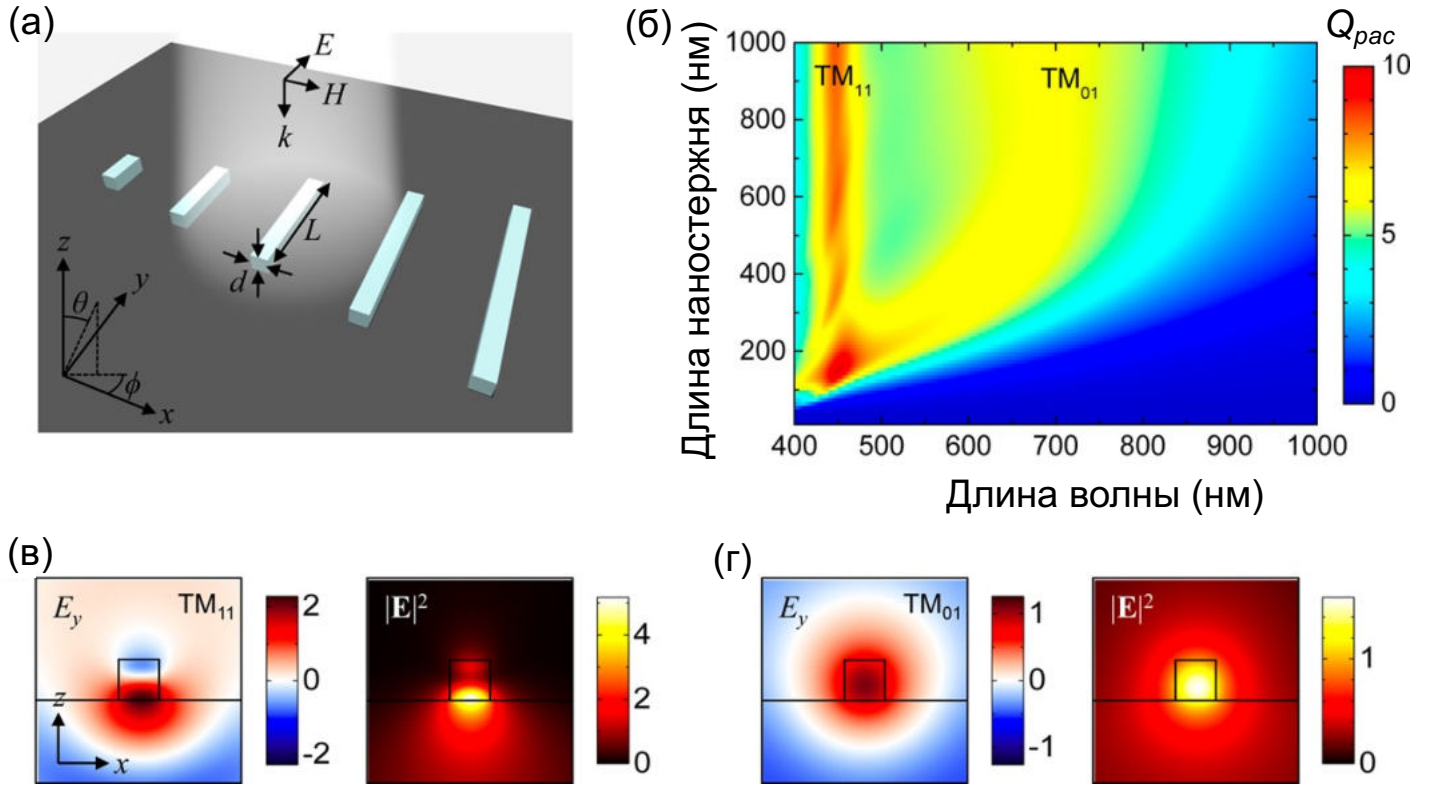


Рис. 7. (а) Схематическое изображение α -Si наностержней. (б) Эффективность сечения рассеяния $Q_{\text{рас}}$ наностержней в зависимости от их длины. Поперечное сечение наностержня $60 \times 60 \text{ нм}^2$. (в) и (г) распределение компоненты E_y и $|E|^2$ для TM_{11} и TM_{01} волноводных мод бесконечно длинного наностержня соответственно. Рисунки взяты из работы [55].

сечения рассеяния, как показано на Рисунке 8(а) и (б) для ТМ и ТЕ поляризации падающего света соответственно. Моды Фабри-Перо возникают в результате распространения и отражения от краев наностержня волноводных мод HE_{11} в случае ТМ поляризации падающего света и TE_{01} моды при ТЕ поляризации падающего света. Условие возникновения мод Фабри-Перо записывается в виде:

$$k_z(\omega)L^* = \pi m, \quad (12)$$

где $k_z(\omega)$ — волновой вектор волноводной моды, $m = 1, 2, 3, \dots$ — порядок моды Фабри-Перо, который показывает количество полуволин в наностержне, L^* — эффективная длина стержня, которая отличается от его геометрической длины L из-за проникновения поля за торцы стержня. Данное выражение аналогично условию 11. Для мод Фабри-Перо, образованных из HE_{11} , эффективная длина составила $L^* = L$, а из TE_{01} моды — $L^* = 1.05L$. Спектры эффективности сечения рассеяния $Q_{\text{рас}}$ показывают наличие широких максимумов связанных с возбуждением мод Ми. Для ТМ поляризации наблюдается возбуждение поперечного МД резонанса (поперечного к оси наностержня) при $\lambda = 800 \text{ нм}$ (Рисунок 8(а)), МК при $\lambda = 480 \text{ нм}$. Для ТЕ поляризации света наблюдаются широкие пики $Q_{\text{рас}}$, связанные с возбуждением поперечной ЭД моды на длине волны $\lambda = 490 \text{ нм}$ и продольной МД моды на $\lambda = 740 \text{ нм}$. На фоне спектрально широких пиков появляются более узкие пики, связанные с возбуждением мод Фабри-Перо. Моды Фабри-Перо в данном случае возникают в результате отражения

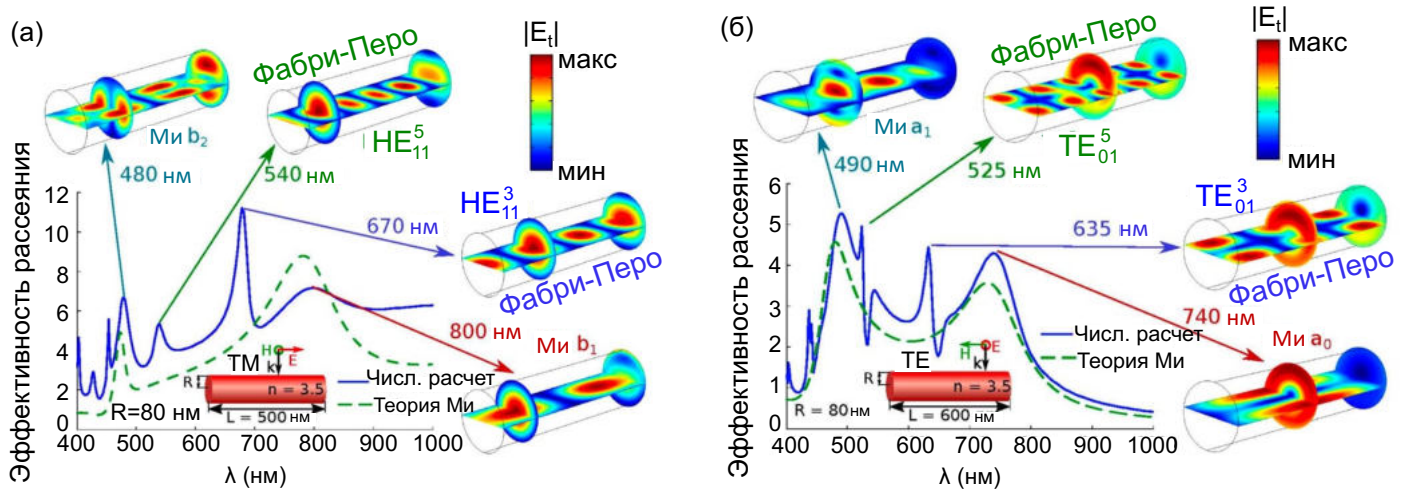


Рис. 8. Сплошная синяя кривая показывает спектры эффективности сечения рассеяния $Q_{\text{рас}}$ в GaP наностержне с длиной $L = 500$ нм, 600 нм и радиусом $R = 80$ нм при падении ТМ (а) и ТЕ (б) поляризованного света. Штриховая кривая показывает расчет спектров рассеяния для бесконечной нанонити круглого сечения с $R = 80$ нм. На вставках показан расчет поперечной компоненты электрического поля $|E_t| = \sqrt{|E_r|^2 + |E_\varphi|^2}$ на длинах волн, соответствующих возбуждению мод Ми и Фабри-Перо. Рисунки взяты из работы [56].

от концов наностержня волноводной моды HE_{11} при ТМ поляризации и TE_{01} моды — при ТЕ поляризации падающего света. Происходит возбуждение мод только с нечетным порядком: HE_{11}^3 , HE_{11}^5 при ТМ поляризации падающего света и TE_{01}^3 , TE_{01}^5 при ТЕ поляризации падающего света. Моды с четным порядком не возбуждаются источником света с плоским волновым фронтом падающим под нормалью из-за противоположной пространственной симметрии распределения электромагнитных полей. Интерференция спектрально широких мод Ми и узких мод Фабри-Перо приводит к асимметричному профилю спектра эффективности рассеяния, описываемого моделью Фано. Роль фонового излучения в данном случае играет излучение мод Ми, а роль узкого резонанса — моды Фабри-Перо.

В работе [57] было применено мультипольное разложение для описания особенностей спектров рассеяния Si наностержней прямоугольного сечения, полученных при ТМ поляризации падающего света (Рисунок 9(а)). Показано, что ТМ моды Фабри-Перо соответствуют магнитодипольным модам высокого порядка. Спектр эффективности рассеяния наностержня (Рисунок 9(б)) имеет максимум на длине волны $\lambda = 721$ нм, связанный с возбуждением моды Фабри-Перо TM_3 с тремя поперечными пучностями магнитного поля (пучности H_x). Рассчитанное распределение магнитного и электрического полей TM_3 моды изображено на Рисунке 9(в). Мультипольное разложение, приведенное на Рисунке 9(б), показывает, что эта мода соответствует одновременному возбуждению магнитного диполя 2-го порядка (МД2) и электрического диполя (ЭД). Их одновременное возбуждение приводит к направленному рассеянию вперед благодаря конструктивной интерференции. Аналогично моды Фабри-Перо более высокого порядка TM_5 и TM_7 , распределение полей которых показано на Рисунке 9(г), образуются благодаря магнитным диполям 3-го (МД3) и 4-го (МД4) порядков.

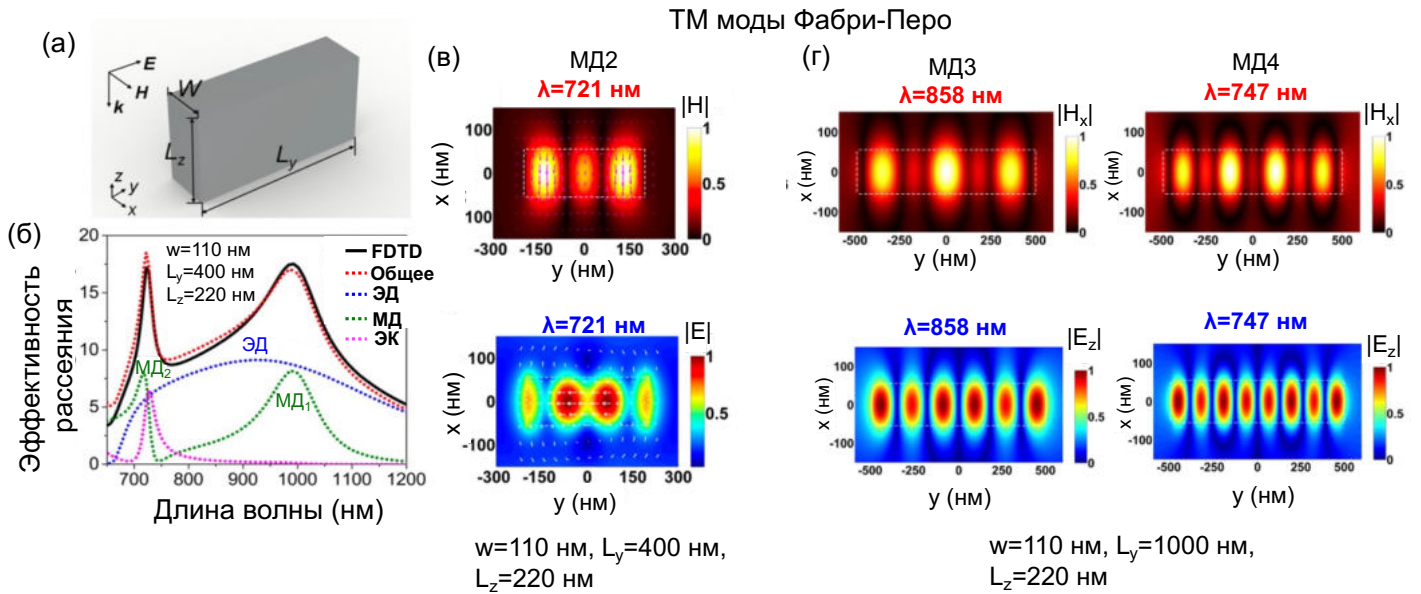


Рис. 9. (а) Схематическое изображение возбуждения мод Ми и Фабри-Перо в Si наностержне ТМ поляризованной плоской электромагнитной волной. (б) Результат мультипольного разложения спектров рассеяния Si наностержня с $w = 110$ нм, $L_y = 400$ нм, $L_z = 220$ нм. (в) Распределение магнитного и электрического полей на полувысоте наностержня на длине волны соответствующей МД2 моде. (г) Распределение $|H_x|$ компоненты магнитного поля и $|E_z|$ компоненты электрического поля для Si наностержня с $w = 110$ нм, $L_y = 1000$ нм, $L_z = 220$ нм для мод МД3 и МД4. Рисунки взяты из работы [57].

В работе [14] была рассмотрена эволюция спектрального положения и ближнепольного распределения мод Фабри-Перо высокого порядка в GaP наностержнях с круглым поперечным сечением (радиус $r = 150$ нм) в зависимости от его длины. Для возбуждения мод использовалась плоская электромагнитная волна, падающая под нормалью к оси наностержня с ТМ (Рисунок 10(а)) и ТЕ (Рисунок 11(а)) поляризациями. Электрические моды Фабри-Перо обозначены как a_l^n , а магнитные — как b_l^n , где индекс l указывает мультипольный порядок моды Ми, а индекс n показывает порядок моды Фабри-Перо. Обозначения a_l^s и b_l^s относятся к электрическим и магнитным мультипольным модам сферической наночастицы соответственно. Рисунок 10(б) показывает распределение $\mathbf{E}$ и $\mathbf{H}$ МД моды в сферической частице с $r = 150$ нм. При растяжении наносферы до формы наностержня МД мода b_1^s (Рисунок 10(в)) эволюционирует в моду Фабри-Перо 1-го порядка b_1^1 . Дальнейшее увеличение длины стержня приводит к возбуждению мод Фабри-Перо a_2^3 (Рисунок 10(г)) и a_2^5 (Рисунок 10(д)) с тремя и пятью токами смещения электрического поля, расположенными в плоскости xz . Магнитное поле a_2^3 и a_2^5 мод представляет собой суперпозицию магнитных диполей, расположенных перпендикулярно электрическим токам смещения. Распределение поля в xu плоскости, поперечной к оси стержня, для b_1^s моды Ми (МД) и мод Фабри-Перо b_1^1 , a_2^3 и a_2^5 совпадает с распределением поля ТМ₁₁ волноводной моды в случае бесконечно длинного волновода. Распределение поля ТМ₁₁ моды в плоскости xu имеет структуру двух антипараллельных векторов электрического поля, которые формируют магнитный диполь вдоль оси y . Отмечается, что в наностержне не происходит возбуждения мод с четным числом электрических токов смещения, что объяс-

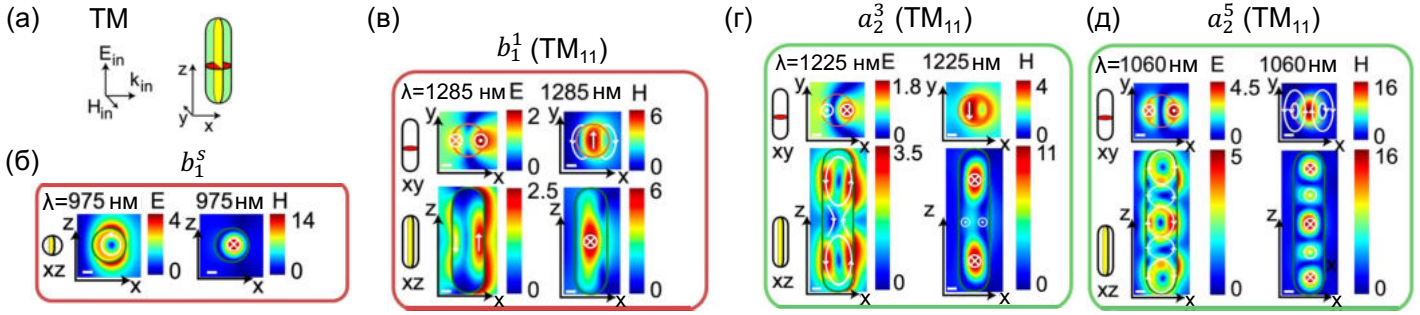


Рис. 10. (а) Схематическое изображение возбуждения мод Ми и Фабри-Перо в GaP наностержнях ТМ поляризованной плоской волной при нормальном падении. Распределение электрического $|\mathbf{E}|$ и магнитного $|\mathbf{H}|$ полей моды Ми b_1^s в сферической частице (б) и мод Фабри-Перо b_1^1 (в), a_2^5 (г) и a_2^3 (д) в наностержнях различной длины в плоскостях xz и xy . Белые кривые со стрелками на (б-г) показывают направление полей $\mathbf{E}$ и $\mathbf{H}$. Рисунки взяты из работы [14].

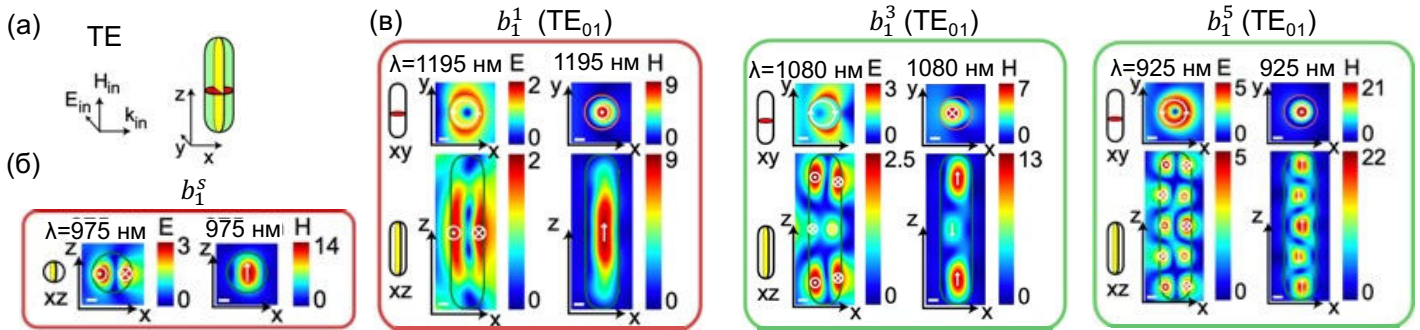


Рис. 11. (а) Схематическое изображение возбуждения мод Ми и Фабри-Перо в GaP наностержнях ТЕ поляризованной волной с плоским волновым фронтом при нормальном падении. Распределение электрического $|\mathbf{E}|$ и магнитного $|\mathbf{H}|$ полей моды Ми b_1^s (б) сферической частицы и мод Фабри-Перо b_1^1 (в), b_1^3 (г) и b_1^5 (д) в наностержнях в плоскостях xz и xy . Белые кривые со стрелками на (б-д) показывают направление полей $\mathbf{E}$ и $\mathbf{H}$. Рисунки взяты из работы [14].

няется разной симметрией поля электромагнитной волны падающего под нормалью и моды с четным числом токов смещения. Показано, что четные моды могут возбуждаться при нарушении симметрии поля плоской электромагнитной волны и геометрии стержня, вызываемая, например, наклонным падением.

При ТЕ поляризации падающего света на сферическую частицу происходит возбуждение МД моды (b_1^s) с направлением дипольного момента вдоль оси z , как показано на Рисунке 11(б). При изменении формы сферической частицы до стержня мода b_1^s эволюционирует в моду Фабри-Перо 1-го порядка b_1^1 (Рисунок 11(в)). На более коротких длинах волн происходит возбуждение мод Фабри-Перо b_1^3 (Рисунок 11(г)) и b_1^5 (Рисунок 11(д)), представляющих собой три и пять токов смещения электрического поля, лежащих в плоскости xz , которые формируют магнитные дипольные моменты, ориентированные вдоль оси стержня. Распределение электрического и магнитного полей в плоскости xy для $b_1^s, b_1^1, b_1^3, b_1^5$ (Рисунок 11(б-д)) совпадает с распределением поля TE_{01} волноводной моды бесконечно длинного стержня, которое представляет собой ток смещения электрического поля в плоскости xy .

Таким образом, показано, что в диэлектрических наностержнях, изготовленных из полупроводниковых материалов, возможно возбуждение мод Фабри-Перо, которые формируются в результате волноводного распространения света по наностержням и конструктивной интерференции волн, отраженных от противоположных граней стержня. Пространственная структура мод Фабри-Перо определяется типом волноводной/вытекающей моды TM_{ar} (EH_{ar}) или TE_{ar} (HE_{ar}). Интерференция мод Фабри-Перо с мультипольными модами Ми в диэлектрических наностержнях приводит к резонансам Фано в спектрах рассеяния и направленному рассеянию света.

2.3. Моды Ми и Фабри-Перо в диэлектрических наноцилиндрах

Важной формой диэлектрических наноантенн является призма с круглым основанием (нанодиск или наноцилиндр) с радиусом r и высотой h . Цилиндрическая форма наноантенн обладает большим числом геометрических параметров (высота и диаметр), по сравнению со сферической (радиус), что позволяет осуществлять спектральную перестройку мод в широком диапазоне длин волн. Случай $d \ll h$ рассмотрен выше. Далее будут рассмотрены диэлектрические нанодиски с $d \gg h$. При таких параметрах моды диэлектрического цилиндра, также как и для сферической диэлектрической частицы, являются мультипольные моды Ми с высоким радиальным и полярным порядком. Мультипольные моды с высоким радиальным порядком локализованы по всему объему диска. Мультипольные моды с высоким полярным порядком локализованы преимущественно по периферии наноцилиндра. В работе [58] был проведен расчет распределения электрического и магнитного полей мод Ми с высоким радиальным порядком в Si наноцилиндре с высотой h и радиусом r (Рисунке 12(а)). Данные моды возбуждаются при помощи источника света с плоским волновым фронтом, падающим под нормалью к плоскости наноцилиндра. При изменении диаметра цилиндра происходит увеличение радиального порядка. В данной работе используется терминология обозначения мод цилиндрического резонатора, совпадающая с обозначением волноводных мод диэлектрических волноводов круглого сечения. $EH_{ar\delta}$ обозначает гибридные моды, у которых величина компоненты поля E_z вдоль оси цилиндра мала по сравнению с компонентой H_z . Данные моды напоминают моды TE_{ar} , у которых $E_z = 0$. Индекс a обозначает азимутальный порядок и равен количеству эффективных длин волн по периферии цилиндра, образуемых пучностями H_z . Индекс r обозначает количество пучностей H_z в радиальном направлении (радиальный порядок). Таким образом, на Рисунке 12(а) показано возбуждение мод $EH_{11\delta}$, $EH_{12\delta}$, $EH_{13\delta}$ и $EH_{14\delta}$. Также данные моды в терминах мультипольного разложения Ми являются электрическими диполями 1-го (ЭД, N_{o111}), 2-го (ЭД2, N_{o112}), 3-го (ЭД3, N_{o113}) и 4-го (ЭД4, N_{o114}) порядков. В работе [58] показано, что интерференция ЭД моды с электрическими дипольными модами высоких порядков (ЭД2-ЭД4) приводит к появлению резонансов Фано в спектрах рассеяния Si нанодиска.

Возбуждение мультипольных мод Ми с высоким полярным порядком в диэлектрических наноцилиндрах возможно при направлении падения излучения перпендикулярно оси антенны. При нормальном направлении падения излучения на цилиндрическую антенну возбуж-

дение мультипольных мод, которые будут локализованы по периферии цилиндра, запрещено из-за несовпадения пространственной симметрии мод и источника. На Рисунке 12(б) показан численный расчет распределения компоненты E_z в диэлектрическом цилиндре с показателем преломления 2.95 и диаметром 11.4 мм, имеющим резонансные моды в гигагерцовом диапазоне длин волн [59]. При поляризации, направленной вдоль оси цилиндра, возбуждаются магнитный диполь (МД, $\mathbf{M}_{0111}$), магнитный квадруполь (МК, $\mathbf{M}_{0121}$), магнитный гексаполь (МГ, $\mathbf{M}_{0131}$). В данной работе обозначение мод Ми проводилось по количеству пучностей нормальной компоненты электрического поля $|E_z|$.

При изменении высоты или диаметра наноцилиндра возможно спектральное перекрытие мод Ми в диэлектрическом наноцилиндре. В работе [60] показана зависимость ЭД и МД мод, а также магнитной квадрупольной моды от высоты и диаметра Si наноцилиндра. Благодаря спектральному перекрытию ЭД и МД в Si наноцилиндре возможно направленное рассеяния света в направлении падающей волны [6]. Возбуждение на одной длине волны электрического дипольного и тороидального моментов приводит к формированию анапольных состояний, которые характеризуются высокой добротностью за счет малых радиационных потерь [26]. За счет одновременного возбуждения электрических диполей высокого порядка и тороидального дипольного момента происходит образование анапольных состояний высокого

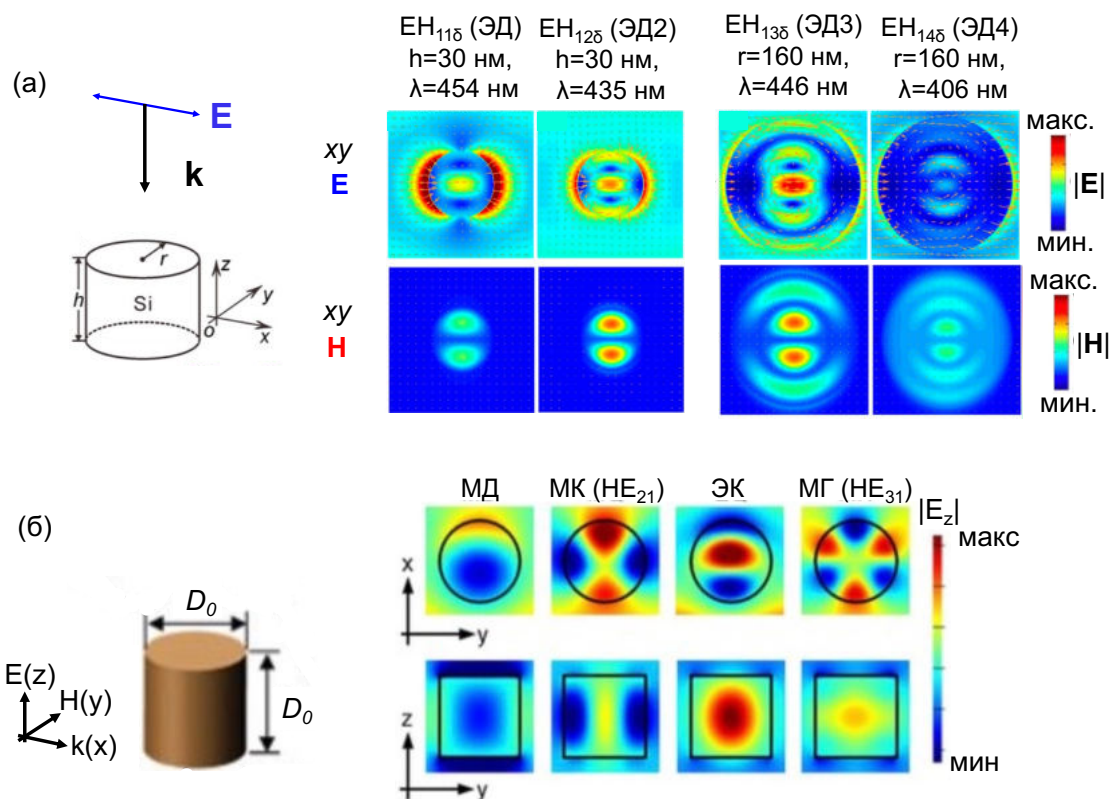


Рис. 12. (а) Численный расчет распределения электрического ($\mathbf{E}$) и магнитного ($\mathbf{H}$) полей электрических дипольных мод Ми с порядком от 1-го до 4-го в Si наноцилиндрах. Возбуждение мод осуществлялось источником света с плоским волновым фронтом, падающим под нормалью к поверхности a-Si наноцилиндра. Рисунки взяты из работы [58]. (б) Распределение компоненты E_z мультипольных мод Ми в диэлектрическом цилиндре. Возбуждение мод осуществлялось источником света, направленным перпендикулярно оси цилиндра. Рисунки взяты из работы [59].

порядка [24], которые имеют бóльшую добротность по сравнению с анапольным состоянием первого порядка. Анапольные состояния нашли широкое применение в сенсорах и усилении нелинейно-оптических эффектов, а именно в генерации третьей оптической гармоники [61,62], а также создании нанолазеров.

При дальнейшем увеличении соотношения высоты к радиусу (h/r) возникают моды Фабри-Перо, которые формируются за счет переотражения от плоских граней наноцилиндра. Изменение соотношения высоты цилиндра к его радиусу позволяет спектрально перекрывать моды Ми, существующие в поперечном сечении наноцилиндра и моды Фабри-Перо. Показано, что одновременное возбуждение мод Ми и Фабри-Перо со схожей диаграммой направленности в дальнем поле, но разными фазами приводит к формированию связанных состояний в континууме [63–65]. Они характеризуется малыми радиационными потерями, теоретически стремящимися к нулю.

2.4. Электромагнитные моды в диэлектрических наноантеннах в форме призм с квадратным и треугольным основаниями

В отличие от наностержня, у которого длина много больше поперечного сечения нанонити, моды Фабри-Перо в наноантенне в форме квадратной призмы образуются во втором направлении. Оптические моды в диэлектрических наноантеннах в форме призм с квадратным основанием имеет схожую структуру с модами Фабри-Перо, которые возникали в прямоугольных диэлектрических и кремниевых нанонитях.

Помимо мод Фабри-Перо, которые образуются в результате переотражения от противоположных граней наноантенны возможно формирование мультипольных мод Ми, которые формируются в результате отражения света от всех четырех сторон прямоугольной призмы.

В основном моды высокого порядка в квадратных и треугольных диэлектрических резонаторах изучались в связи с задачами создания микролазеров, изготовленных из полупроводниковых материалов, например, GaAs или перовскитов. В таких работах рассматривали моды с высоким порядком (>10). В работах [66] показана возможность генерации лазерного излучения в нанокубиках, изготовленных из перовскитных (CsPbBr_3) материалов. Они генерируют лазерное излучение за счет магнитооктупольной, электрической квадрупольной и магнитодипольной мод Ми.

В нескольких работах были получены аналитические решения для оптических мод в микрорезонаторах в форме треугольных призм, основанные на условии интерференции волн, отражающихся от трех граней резонатора [67,68].

Аналитический вид решения для оптических мод доступен при рассмотрении диэлектрической полости с металлическими стенками. Аналитические решения были найдены в работах [69,70] для треугольной полости.

Однако существуют работы посвященные теоретическому анализу процессу формирования оптических мод в треугольной диэлектрической полости. В работе [71] предложена аналитическая модель для расчета собственных мод треугольной диэлектрической полости, где также выражения для мод получались, исходя из условий конструктивной интерференции

света, отражающегося от диэлектрических стенок. В данной работе учитывается изменение фазы света при отражении согласно формулам Френеля. Получены пространственные распределения мод в такой полости, которые имели порядок <10 .

В недавней работе [72] теоретически изучалась диэлектрическая антенна в форме треугольной призмы с диэлектрической проницаемостью 81. В этой работе показана возможность формирования связанного состояния в континууме с добротностью порядка 10^5 , за счет интерференции возникающего магнитного октуполя и магнитного диполя.

3. Пространственная симметрия оптических мод в нанополосках. Четные и нечетные моды

В предыдущих разделах было показано, что моды Фабри-Перо в нанонитях или наностержнях, которые имеют четное число пучностей, не могут быть возбуждены источником света с плоским фронтом при нормальном падении. Также мультипольные моды M_n , которые по своей структуре имеют вид мод шепчущих галерей, т.е. квадрупольные, октупольные, гексадекапольные электрические и магнитные моды, не могут быть возбуждены при нормальном падении света на нанополоски с формой цилиндра. Данные моды могут быть возбуждены только при наличии составляющей волнового вектора падающего света, лежащей в плоскости нанодиска. Селективное возбуждение связано с симметрией электромагнитных полей падающего электромагнитного излучения, т.е. плоской электромагнитной волны, и пространственной симметрией оптических мод нанополоски. Запрет на возбуждение вышеуказанных мод возникает из-за разной пространственной симметрии оптических мод и источника излучения. Для возбуждения вышеуказанных мод необходимо нарушить симметрию. Нарушение симметрии осуществляется путем наклонного падения плоской электромагнитной волны или использования локализованного источника излучения (электрического или магнитного диполя), который способен локально возбуждать оптические моды.

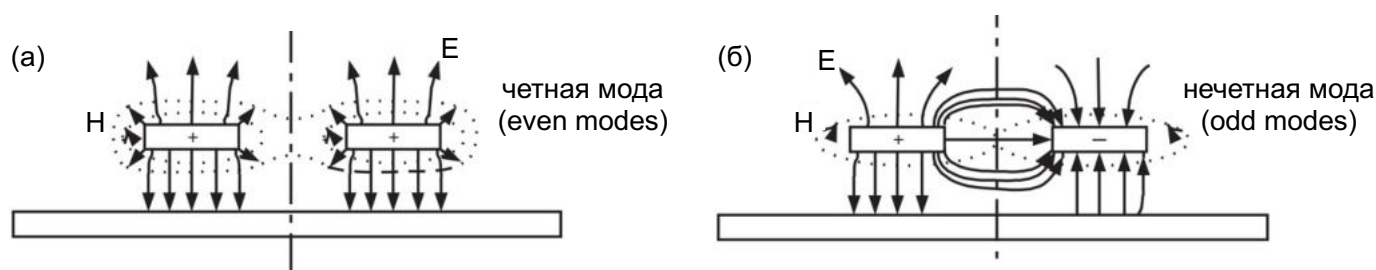


Рис. 13. Четная (а) и нечетная (б) мода микрополосковой линии. Рисунок взят из работы [74].

Симметрия электромагнитного поля определяется относительно симметрии нанополоски. Простейшим видом симметрии является зеркальная симметрия, т.е. симметрия относительно плоскости. По наличию зеркальной симметрии моды могут быть либо четными (*even*), либо нечетными (*odd*) [73, 74]. Эти термины были использованы для обозначения мод в двух

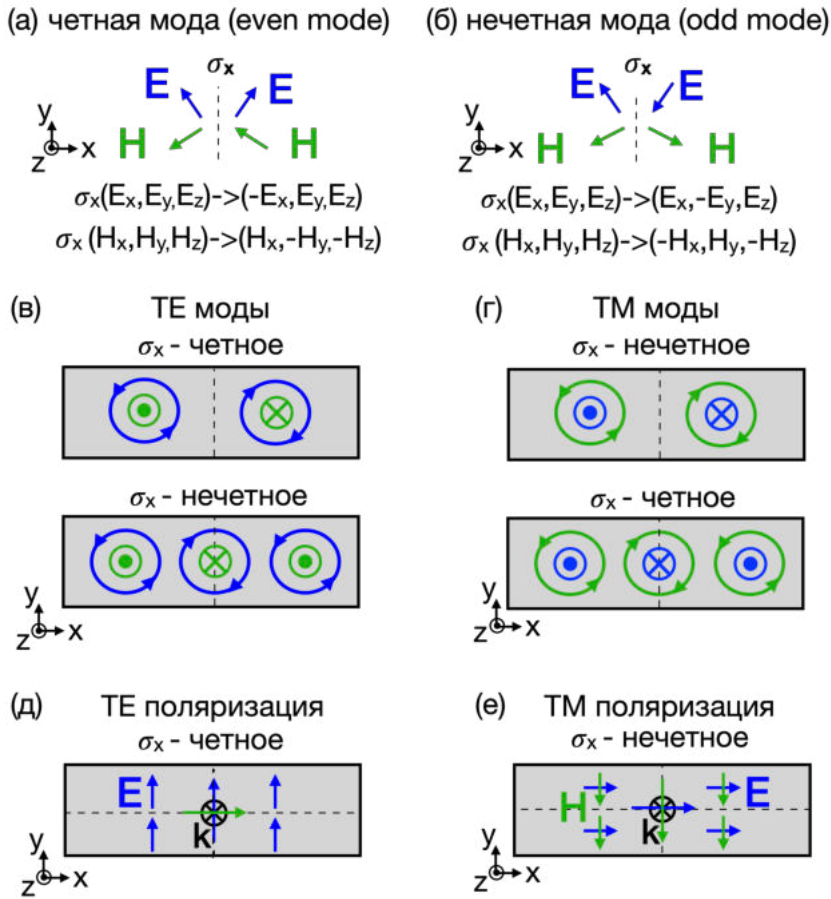


Рис. 14. (а),(б) Иллюстрация распределения электрического и магнитного полей при зеркальном преобразовании относительно yz плоскости (σ_x преобразование) для четных и нечетных мод соответственно. (в),(г) Схематический вид четных и нечетных TE и TM мод Фабри-Перо соответственно. Тип симметрии TE (д) и TM (е) поляризованного источника света с плоским фронтом, падающим под нормалью к наностержню относительно плоскости σ_x .

симметрично расположенных микрополосковых линиях, показанных на Рисунке 13. Четные моды имеют симметричный вид направления электрического поля относительно плоскости зеркальной симметрии (Рисунок 13(а)). Нечетные моды имеют направление вектора электрического поля противоположно его зеркально симметричному направлению (Рисунок 13(б)). При этом поскольку магнитное поле является аксиальным вектором (псевдовектором) [75], то оно имеет противоположное направление по отношению к электрическому полю.

Четное и нечетное распределение электрического и магнитного полей относительно плоскости симметрии, перпендикулярной оси x (плоскость σ_x), показано на Рисунке 14(а) и (б) соответственно. У четной моды продольные плоскости σ_x компоненты электрического поля (E_y, E_z) преобразуются как четные функции, а перпендикулярные (E_x) — как нечетные: $\sigma_x(E_x, E_y, E_z) = (-E_x, E_y, E_z)$. Преобразование компонент магнитного поля отличается знаком минус от электрического поля: $\sigma_x(H_x, H_y, H_z) = (H_x, -H_y, -H_z)$. Для нечетной моды преобразования имеют следующий вид: $\sigma_x(E_x, E_y, E_z) = (E_x, -E_y, -E_z)$ и $\sigma_x(H_x, H_y, H_z) = (-H_x, H_y, H_z)$. Аналогичные определения четных и нечетных мод вводятся при наличии вращательной симметрии у наностержня.

При изменении длины стержня меняется порядок моды Фабри-Перо и, вследствие этого, симметрия мод относительно плоскости перпендикулярной к оси стержня. Поэтому классификация TE и TM мод Фабри-Перо в наностержне проводится по симметрии полей относительно его плоскости симметрии, перпендикулярной к оси стержня. При таком преобразовании симметрия полей и структуры предполагает наличие четных и нечетных мод. Рисунок 14(в) показывает распределение полей четной и нечетной TE-поляризованной оптической моды

относительно зеркального преобразования σ_x . В случае четной моды компонента E_y преобразуется как четная функция, а E_x — как нечетная функция. Четные ТЕ моды Фабри-Перо имеют нечетное число пучностей компоненты E_y , а моды с нечетной симметрией — четное число. Рисунок 14(г) показывает распределение ТМ мод Фабри-Перо с нечетной и четной симметрией. Нечетные (четные) ТМ моды имеют четное (нечетное) количество пучностей H_y .

Наличие определенной пространственной симметрии падающего под нормалью к наноантенне источника света с плоским фронтом с ТЕ или ТМ поляризацией ограничивает порядок возбуждаемых мод Фабри-Перо. Поэтому при ТЕ поляризации возбуждаются четные ТЕ моды. Для этого необходимо, чтобы количество пучностей поперечной компоненты E_y было нечетным. Источник электромагнитного излучения с ТМ поляризацией, распространяющегося вдоль оси z и изображенного на Рисунке 14(е), имеет распределение поля, характерное для нечетных мод. Поэтому ТМ-поляризованный источник может возбуждать нечетные моды относительно плоскости зеркальной симметрии σ_x . Для этого необходимо, чтобы количество пучностей компоненты H_y было нечетным.

Моды Фабри-Перо, которые запрещены по симметрии для плоской электромагнитной волны, падающей под нормалью, называются также “темными” модами, а которые разрешены — “светлыми” [14]. Возбуждать четные ТМ и нечетные ТЕ моды Фабри-Перо в диэлектрических наностержнях возможно путем нарушения симметрии источника излучения относительно симметрии структуры. Одним из широко используемых методов является наклонное падение источника света с плоским волновым фронтом [14]. Другой способ заключается в возбуждении через ближнее поле с использованием локализованного источника электромагнитного излучения. Таким источником может быть электрический или магнитный диполь [76]. Экспериментально доступными методами возбуждения являются апертурные и безапертурные СБОМ зонды, возбуждение электронным пучком, а также использование ближнего поля наноантенн.

Полная классификация симметрии электромагнитных мод наноантенн возможна при использовании теории групп, а именно с помощью неприводимых представлений точечных групп симметрии [77, 78]. Неприводимые представления точечных групп применяются для описания симметрии оптических мод в плазмонных и диэлектрических наноантеннах [72, 79], фотонно-кристаллических резонаторах [80]. Неприводимые представления точечных групп симметрии показывают пространственную симметрию мод, которые могут существовать в наноантенне. Неприводимые представления представляют собой базис функций, которые преобразуются по определенному закону при преобразовании из данной группы точечной симметрии. Этот закон определяется *характером* неприводимого представления, обозначаемым числом χ . Он может принимать определенные значения $\chi = \pm 1$. Значение $\chi = 1$ показывает, что распределение поля, которое характеризуется таким неприводимым представлением, преобразуется как четная функция, а если $\chi = -1$ — как нечетная функция. Т.е. если $f(\mathbf{r})$ это одно из неприводимых представлений, которое описывает пространственную симметрию одной из мод наноантенны, и R это один из элементов точечной группы, то $Rf(\mathbf{r}) = \chi f(\mathbf{r})$.

Например, наностержень на подложке принадлежит точечной группе симметрии $C_{2\nu}$, состоящей из элементов $\{E, C_2, \sigma_x, \sigma_y\}$. У данной точечной группы имеется четыре неприводимых представления A_1, A_2, B_1, B_2 , которые описываются характерами, приведенными в Таблице 1. Для nanoантенн с более высокой симметрией, например, равносторонней треугольной и квад-

$C_{2\nu}$	E	C_2	σ_y	σ_x
A_1	1	1	1	1
A_2	1	1	-1	-1
B_1	1	-1	1	-1
B_2	1	-1	-1	1

Таблица 1. Неприводимые представления и характеры точечной группы симметрии $C_{2\nu}$.

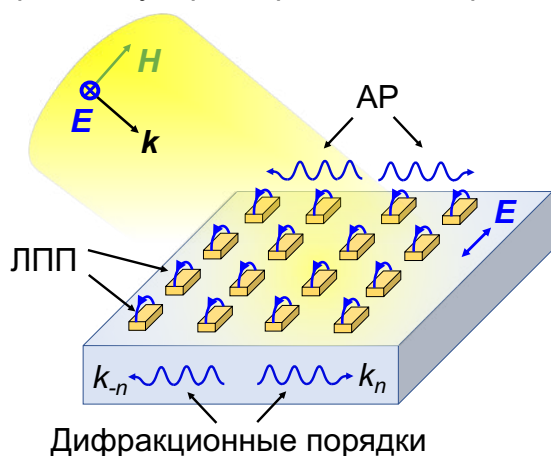
ратной призмы, также имеется набор неприводимых представлений, точечных групп $C_{3\nu}$ и $C_{4\nu}$. Они состоят из $C_{3\nu} = \{E, C_3, C_3^{-1}, \sigma'_\nu, \sigma''_\nu, \sigma'''_\nu\}$ и $C_{4\nu} = \{E, C_4, C_4^{-1}, C_4^2, \sigma_x, \sigma_y, \sigma'_d, \sigma''_d\}$.

4. Поверхностные коллективные решеточные моды

Оптические моды низших порядков как в диэлектрических, так и в плазмонных единичных наночастицах имеют большие радиационные потери, из-за которых их добротность составляет $Q = 5 - 15$. Это ограничивает их практическое применение в сенсорах, магнито-оптических и нелинейно-оптических приложениях. Для плазмонных наночастиц, имеющих большие потери на поглощения, важной задачей является снижение радиационных потерь. Существуют несколько подходов по уменьшению радиационных потерь. Среди упомянутых выше — использование мод высокого порядка, которые имеют большую добротность по сравнению с модами низкого порядка, и спектральное перекрытие мод, которые формируют анапольные состояния и связанные состояния континуума. Кроме этих подходов снизить радиационные потери как для диэлектрических, так и для плазмонных nanoантенн возможно с помощью их периодического расположения в одномерные или двумерные массивы с периодом порядка длины волны. Схематический вид двумерного массива наночастиц показан на Рисунке 14(а),(б). Периодическое расположение наночастиц на подложке приводит к дифракции света, за счет которой происходит связывание возбуждаемых локализованных плазмонов в плазмонных nanoантеннах или мод Ми и Фабри-Перо в диэлектрических nanoантеннах. В этом случае излучение возбужденной оптической моды в одной из частиц приходит в фазе с излучением падающей электромагнитной волны на соседнюю частицу. Дифракционное связывание возникает при условии аномалии Релея (АР) — дифракционный порядок распространяется вдоль плоскости расположения частиц. Наложение АР на спектральную область возбуждения оптических мод получило название поверхностного решеточного резонанса или коллективного решеточного резонанса [36].

В литературе различают два типа поверхностного решеточного резонанса в зависимости от направления распространения дифракционных порядков относительно плоскости поляризации падающего света. Исторически первым был открыт *перпендикулярный решеточный*

(а) Перпендикулярный решеточный резонанс



(б) Параллельный решеточный резонанс

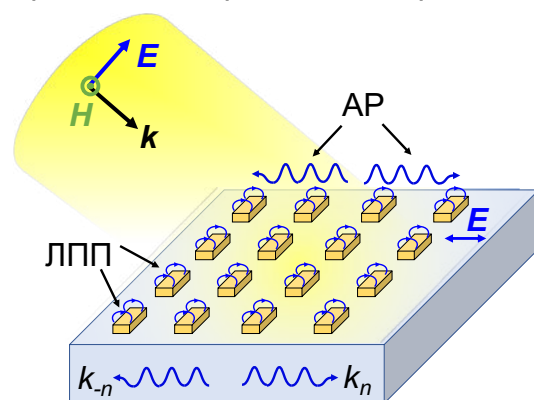


Рис. 14. Схематический вид возбуждения перпендикулярного (а) и параллельного (б) решеточного резонанса.

резонанс в работе [81], в которой рассматривался одномерный массив серебряных наносфер. Схема возбуждения перпендикулярного решеточного резонанса изображена на Рисунке 14(а). Для перпендикулярного решеточного резонанса плоскость поляризации падающего излучения перпендикулярна направлению распространения АР. На Рисунке 14(а) показано, что свет с ТЕ поляризацией возбуждает продольный ЛПП (вдоль оси y) в каждой наночастице. При условии АР ЛПП связываются, образуя поверхностную решеточную моду. Поскольку в данном случае дифракционные порядки, приводящие к оптическому связыванию ЛПП, лежат перпендикулярно плоскости падения, то такой решеточный резонанс принято классифицировать как просто коллективный решеточный резонанс или перпендикулярный решеточный резонанс. В работе [82] показано, что возбуждение коллективного решеточного резонанса в двумерном массиве золотых наностержней приводит к существенному уменьшению ширины линии по сравнению с ЛПП каждой частицы. Кроме поверхностных решеточных резонансов, возбуждаемых поляризацией падающего света, направленной перпендикулярно порядкам дифракции, возможно возбуждение *параллельного решеточного резонанса*, в котором поляризация света и направление дифракционных порядков совпадают. Схема возбуждения такого резонанса показана на Рисунке 14(б). Падающий ТМ-поляризованный свет возбуждает поперечный ЛПП в каждом наностержне. ЛПП связываются, когда дифракционный порядок k_n распространяется вдоль плоскости падения света. При перпендикулярном решеточном резонансе индуцированные диполи в каждой из наночастиц лежат перпендикулярно направлению распространения дифракционного порядка. Такая направленность всех диполей приводит к тому, что часть излучения диполей также сонаправлено с дифракционным порядком. Именно одинаковая ориентация диаграммы направленности диполей и направления распространения дифракционного порядка приводит к возбуждению коллективного решеточного резонанса. Параллельный решеточный резонанс является результатом суперпозиции АР и ЛПП в каждой наночастице. Увеличение добротности таких коллективных решеточных резонансов по сравнению с добротностью единичных наночастиц изучается по виду спектров отражения,

пропускания и экстинкции одномерных и двумерных периодических массивов наночастиц.

Пример параллельного решеточного резонанса в двумерном массиве золотых нанодисков показан в статье [83]. В работе изучались спектры отражения и пропускания двумерных массивов золотых нанодисков (Рисунок 15(а)) с меняющимся периодом вдоль оси ox и фиксированным периодом вдоль оси oy . Диски располагались на подложке из ИТО и были покрыты глицерином. Массив нанодисков облучался светом с ТМ поляризацией (E_{0p}), падающим под нормалью к поверхности нанодисков. Схема эксперимента показана на Рисунке 15(б). Параллельный решеточный резонанс представляет собой суперпозицию ЛПП в каждом единичном нанодиске и АР (± 1) в воздухе и подложке. Поверхностный решеточный резонанс изучался по особенностям на спектрах отражения и пропускания двумерного массива наностержней

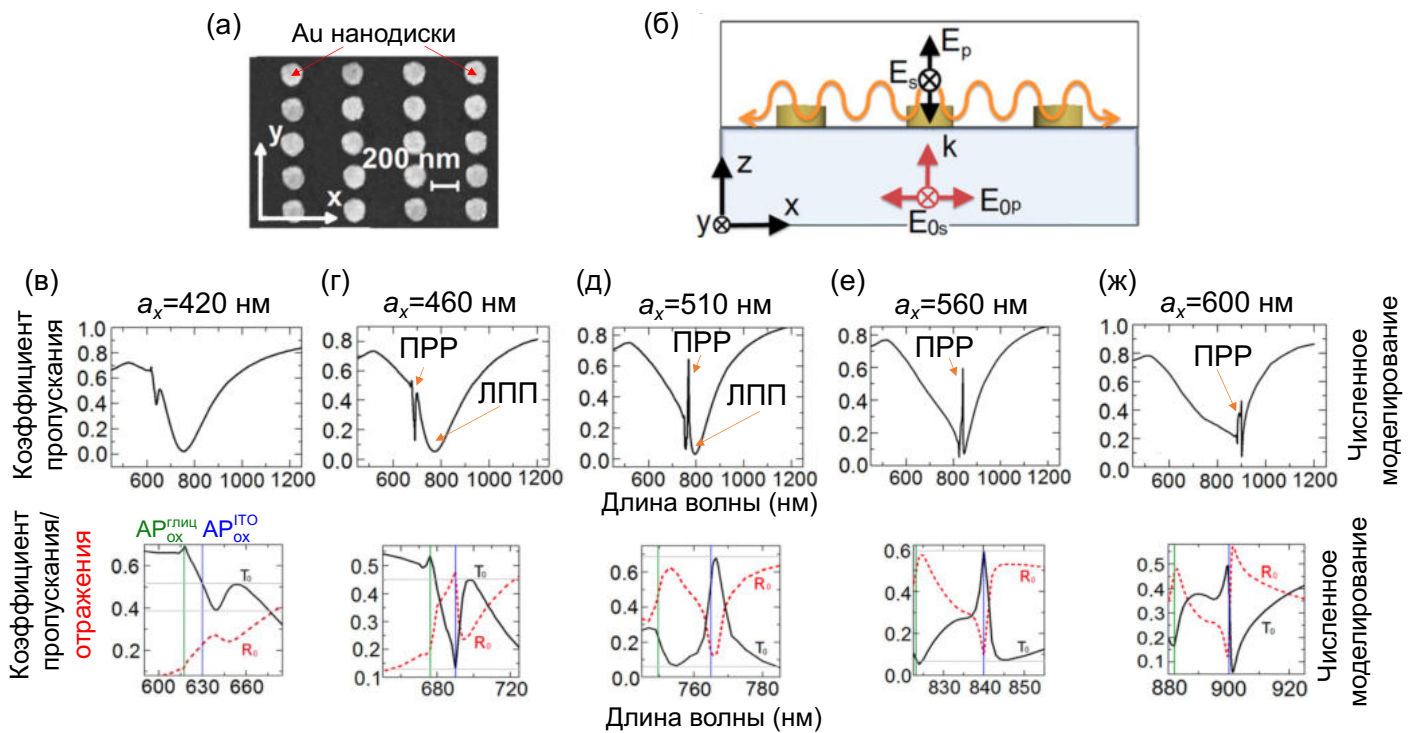


Рис. 15. (а) СЭМ изображение двумерного массива золотых нанодисков. (б) Схематический вид падения света и распространения дифракционных порядков. (в-ж) Верхний ряд: расчетные спектры коэффициента пропускания света в нулевой порядок дифракции двумерного массива нанодисков с различным периодом расположения нанодисков вдоль оси x . Нижний ряд: спектры коэффициента пропускания (черная кривая) и отражения (штриховая красная кривая) в увеличенном масштабе по длине волны в окрестности возбуждения параллельного решеточного резонанса. Синяя и зеленая вертикальная линия на нижних графиках (в-ж) обозначают спектральное расположение АР, распространяющихся в подложке из ИТО (AP_{ox}^{ITO}) и в глицерине ($AP_{ox}^{глиц}$) соответственно. Рисунки взяты из работы [83].

при нормальном падении света, показанных на Рисунках 15(в-ж). Для периода $a_x = 420$ nm (в) спектр отражения обладает двумя особенностями, которые представляют собой широкий минимум на длине волны $\lambda = 770$ nm, связанный с возбуждением ЛПП в нанодисках, и более узкая особенность на длине волны $\lambda = 690$ nm, связанная с АР. Форма второй особенности состоит из пика и следующего за ним минимума. Данная асимметричная форма представляет собой резонанс Фано, который является результатом интерференции спектрально широкого

ЛПП и узкой АР. Спектральная ширина линии параллельного решеточного резонанса составила 10 нм, что значительно уже ЛПП (179 нм). Дальнейшее увеличение периода смещает AR_{ox}^{ITO} в красную область, что позволяет спектрально перекрыть минимум отражения, вызванный возбуждением ЛПП в нанодисках. В зависимости от спектрального положения АР и ЛПП, форма спектра отражения значительно изменяется. Для $a_x = 460$ нм (г) минимум отражения становится глубже. Однако при $a_x = 510$ нм (д) и $a_x = 560$ нм (е) возбуждение коллективного резонанса приводит к появлению узких пиков в спектре отражения на фоне широкого минимума. При бóльшем значении периода $a_x = 600$ нм (ж), AR_{ox}^{ITO} отстраивается от минимума ЛПП, и возбуждение решеточного резонанса снова приводит к появлению асимметричной формы линии, состоящей из пика и минимума.

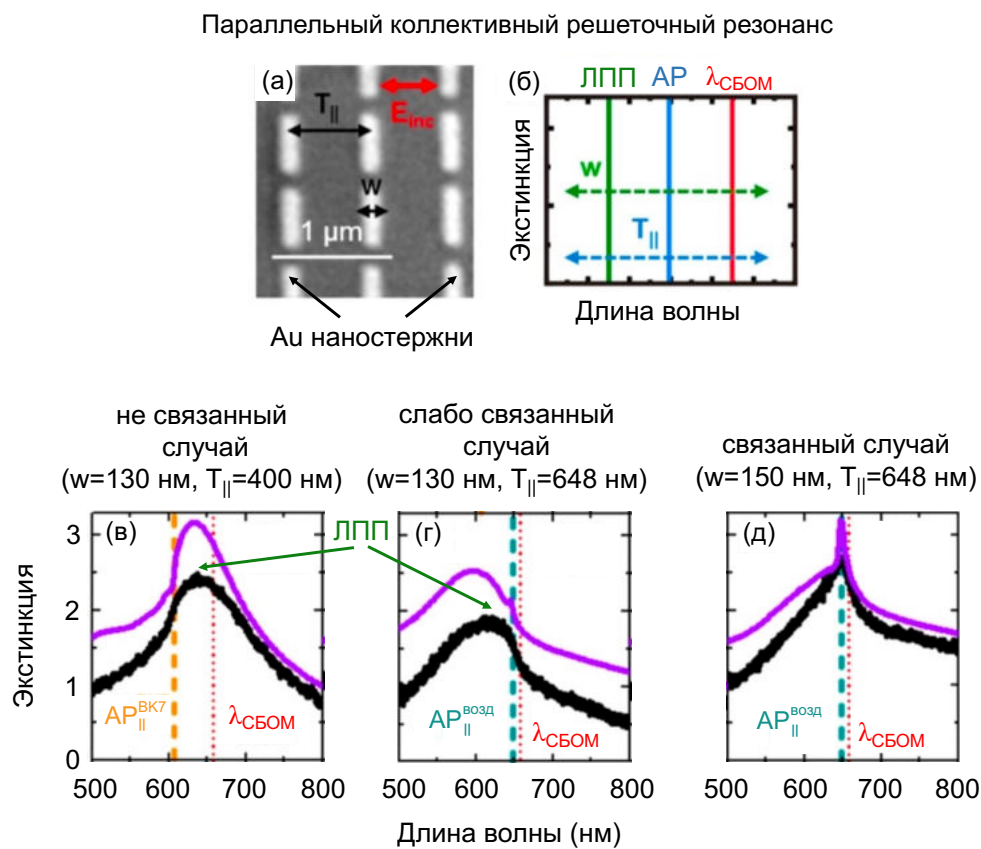


Рис. 16. (а) СЭМ изображение двумерного массива золотых наностержней. (б) Схематическое представление спектрального расположения ЛПП, АР и $\lambda_{\text{СБОМ}}$. (в-д) Экспериментальные (черная кривые) и расчетные (фиолетовая кривые) спектры сечения экстинкции массивов золотых наностержней с различными значениями ширины w и периода расположения $T_{||}$; (в) соответствует $w = 130$ нм и $T_{||} = 400$ нм (ЛПП и $AR_{||}^{\text{возд}}$ не связаны), (г) — $w = 130$ нм и $T_{||} = 648$ нм (ЛПП и $AR_{||}^{\text{возд}}$ начинают спектрально перекрываться), (д) — $w = 150$ нм и $T_{||} = 648$ нм (ЛПП и $AR_{||}^{\text{возд}}$ спектрально перекрыты), (е) — $w = 150$ нм и $T_{||} = 654$ нм (ЛПП и $AR_{||}^{\text{возд}}$) и длины волн $\lambda_{\text{СБОМ}}$ спектрально перекрыты. Рисунки взяты из работы [84].

Термин параллельного решеточного резонанса появился в работе [84], где экспериментально и численно изучался этот тип коллективного резонанса в массиве двумерных золотых наностержней на стеклянной подложке. Этот резонанс возникал в результате связи АР и ЛПП в

наностержнях. Поляризация падающего под нормалью света направлена вдоль короткой оси наностержня шириной w , что приводит к возбуждению поперечного ЛПП в каждом наностержне (схема показана на Рисунке 16(а)). Ширина наностержня определяет спектральное положение поперечного ЛПП, а $T_{||}$ – период наностержней вдоль направления поляризации падающего света E_{inc} определяет длину волны АР $\lambda_{||} = n^{\alpha} T_{||}$, где n^{α} – показатель преломления воздуха ($n^{возд}$), либо стекла с маркировкой ВК7 ($n^{ВК7}$). Варьирование ширины наностержня w и периода $T_{||}$ изменяло взаимное спектральное расположение АР и ЛПП, что схематично показано на Рисунке 16(б). Экспериментально изучение проводилось с помощью измерения спектров экстинкции $(1 - T)$ массивов с разными периодом $T_{||}$ и шириной наностержней w . На Рисунке 16(в) показано, что и экспериментальный (черная кривая), и расчетный спектр экстинкции имеют широкий максимум около $\lambda = 650$ нм, связанный с возбуждением поперечного ЛПП. Спектр экстинкции также показывает отсутствие значительных особенностей на длине волны АР в стекле (вертикальная оранжевая штриховая линия на Рисунке 16(в)). Данный массив наностержней соответствует “не связанному случаю” ЛПП и АР из-за их большого рассогласования по длинам волн при ширине $w = 130$ нм и значении периода $T_{||} = 400$ нм. При увеличении периода до $T_{||} = 648$ нм, в данном спектральном диапазоне появляется $АР_{||}^{возд}$, которая слабо связывается с ЛПП. Рисунок 16(г) показывает незначительный пик экстинкции около $АР_{||}^{возд}$ на расчетном спектре и отсутствие пика на экспериментальном спектре. Дальнейшее увеличение ширины наностержня до $w = 150$ нм при том же периоде $T_{||} = 648$ нм позволяет полностью перекрыть $АР_{||}^{возд}$ и ЛПП. Рисунок 16(д) показывает, что спектральное перекрытие $АР_{||}^{возд}$ и ЛПП приводит к появлению острого пика в спектре экстинкции, связанного с возбуждением параллельного коллективного решеточного резонанса.

Также авторы статьи утверждают, что параллельный решеточный резонанс возможен не только в двумерном массиве наностержней, но и в одномерном массиве металлических нанонитей. Действительно, в работе [85] изучался одномерный массив периодически расположенных золотых нанонитей на подложке из ИТО, показанных на Рисунке 17(а). Период расположения нанонитей d_x менялся от 350 нм до 500 нм при фиксированной ширине и высоте золотых нанонитей. Высота слоя ИТО $L_z = 15$ нм, что недостаточно для возбуждения волноводной моды. Рисунок 17(б),(в) показывает экспериментальные и расчетные спектры экстинкции для массивов с разными периодами d_x . Черные кривые соответствуют ТМ поляризации падающего света, а красные кривые — ТЕ поляризации. Для массива с периодом $d_x = 350$ нм широкий пик при 1.9 эВ соответствует возбуждению ЛПП в золотых нанонитях. При данном периоде АР лежит вне исследуемого спектрального диапазона. При $d_x = 400$ нм небольшой минимум, обозначенный стрелкой, появляется в результате АР. Большая спектральная разница возбуждения ЛПП и АР приводит к незначительному изменению спектра экстинкции. Значительное изменение спектра наблюдается при точном совпадении максимума экстинкции, вызванного возбуждением ЛПП, и спектрального положения АР, что показано для периодов $d_x = 450$ нм и $d_x = 500$ нм. Спектры имеют форму Фано резонанса, появляющегося в результате интерференции спектрально широкого ЛПП и узкого дифракционного максимума. Спектральная

ширина пика значительно сужается по сравнению с шириной ЛПП.

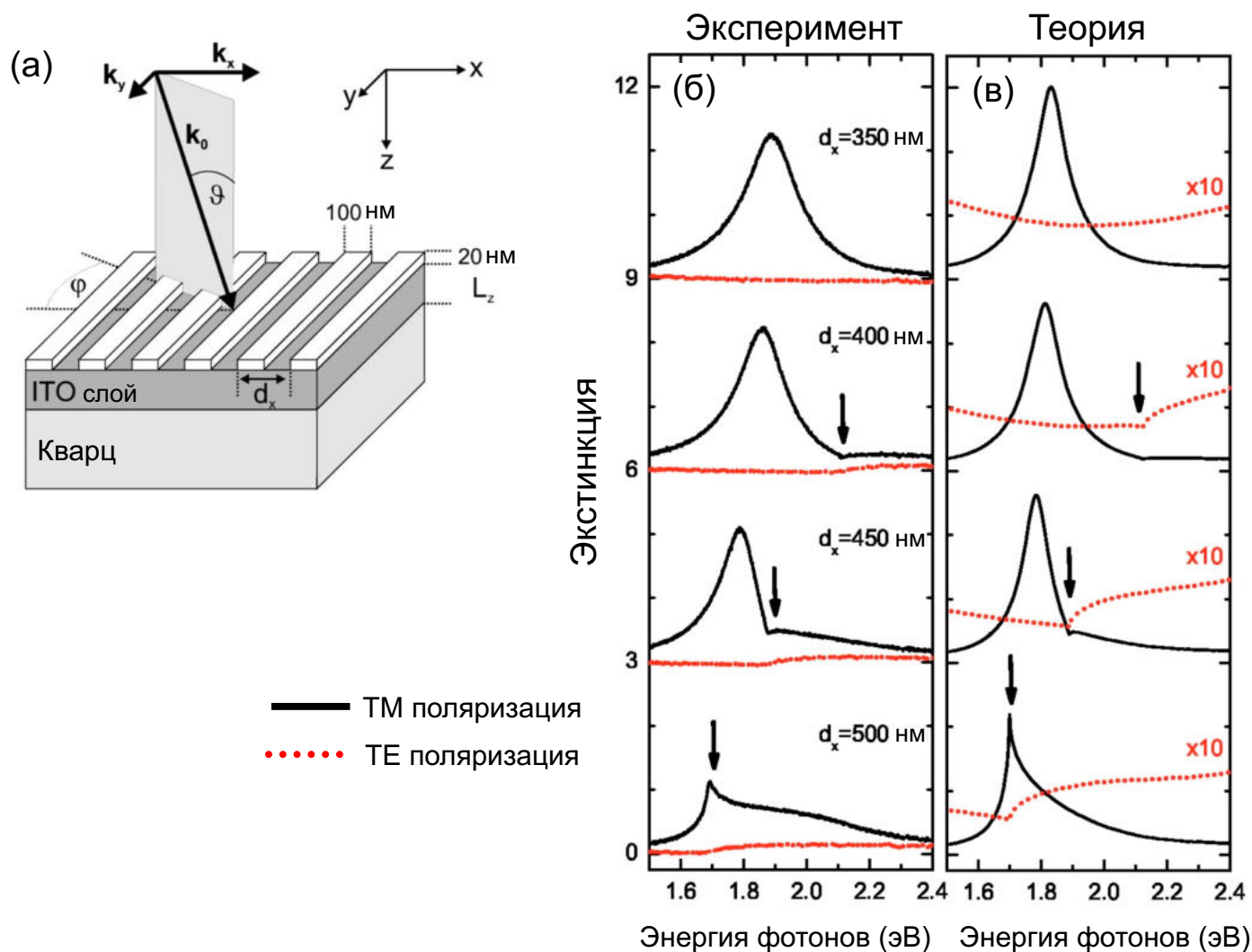


Рис. 17. (а) Схематический вид одномерного плазмонного кристалла из периодически расположенных нанонитей прямоугольного сечения. Экспериментальные (б) и расчетные (в) спектры экстинкции одномерного массива прямоугольных нанонитей с периодами в диапазоне от $d_x = 350$ нм до $d_x = 500$ нм. Черная и красная кривые обозначают ТМ ($\varphi = 0^\circ$) и ТЕ ($\varphi = 90^\circ$) поляризацию падающего света соответственно при нормальном падении ($\vartheta = 0^\circ$). Вертикальные стрелки обозначают спектральное положение АР. Рисунки взяты из работы [85].

4.1. Поверхностные решеточные моды высоких порядков. Четные и нечетные поверхностные решеточные моды

Отдельная плазмонная наноантенна имеет резонансы высоких порядков (электрический квадруполь, октуполь, гексадекаполь, триконтадиполь и т.д.). Поэтому возбуждать поверхностные решеточные моды (ПРМ) можно не только с помощью электрической дипольной моды, но и с помощью мод высокого порядка. Наночастицы в форме стержня поддерживают ЛПП типа Фабри-Перо, представляющие собой стоячие волны, расположенные вдоль оси стержня [86, 87]. Поэтому порядок моды определяется по количеству пучностей вдоль оси стержня: $\lambda/2$, λ , $3\lambda/2$, 2λ и т.д.

В работе [37] показано, что ПРМ возбуждались в периодическом массиве плазмонных наностержней за счет дифракционного связывания с ЛПП, имеющими порядок $\lambda/2$ (дипольная мода) и $3\lambda/2$ (мультиполярная мода). Добротность при возбуждении ПРМ порядка $3\lambda/2$ в 7 раз превышает добротность ПРМ порядка $\lambda/2$. За счет большей добротности $3\lambda/2$ ПРМ происходит увеличение выхода люминесценции флуоресцентных молекул (АТТО 680), размещенных на поверхности наностержней в матрице из поливинилбутирала.

В работах [38,88] показано возбуждение ПРМ за счет дифракционного связывания темных ЛПП в двумерных периодических массивах плазмонных золотых наностержней, показанных на Рисунке 18(а). В результате углового падения света (в плоскости xz) с ТЕ поляризацией на образец возбуждается две ПРМ, которые проявляются в виде пиков на расчетной частотно-угловой зависимости экстинкции массива наностержней на Рисунке 18(б). Первая мода (высокоэнергетическая) возбуждается за счет дифракционного связывания с ЛПП, имеющими симметричное (четное) распределение компоненты E_y относительно плоскости симметрии стержня xz . Распределение компоненты E_y четной ЛПП моды для отдельного стержня показано на Рисунке 18(в). Вторая ПРМ (низкоэнергетическая) образовывалась в результате дифракционного связывания с ЛПП, имеющими нечетную симметрию (антисимметричная мода). Распределение компоненты E_y нечетной ЛПП моды в единичном наностержне показано на Рисунке 18(г). Поляризация падающего света была направлена перпендикулярно оси стержней, вследствие чего имеет симметричное (четное) распределение относительно плоскости зеркальной симметрии стержня (плоскость xz). Поэтому нечетная ПРМ не может быть

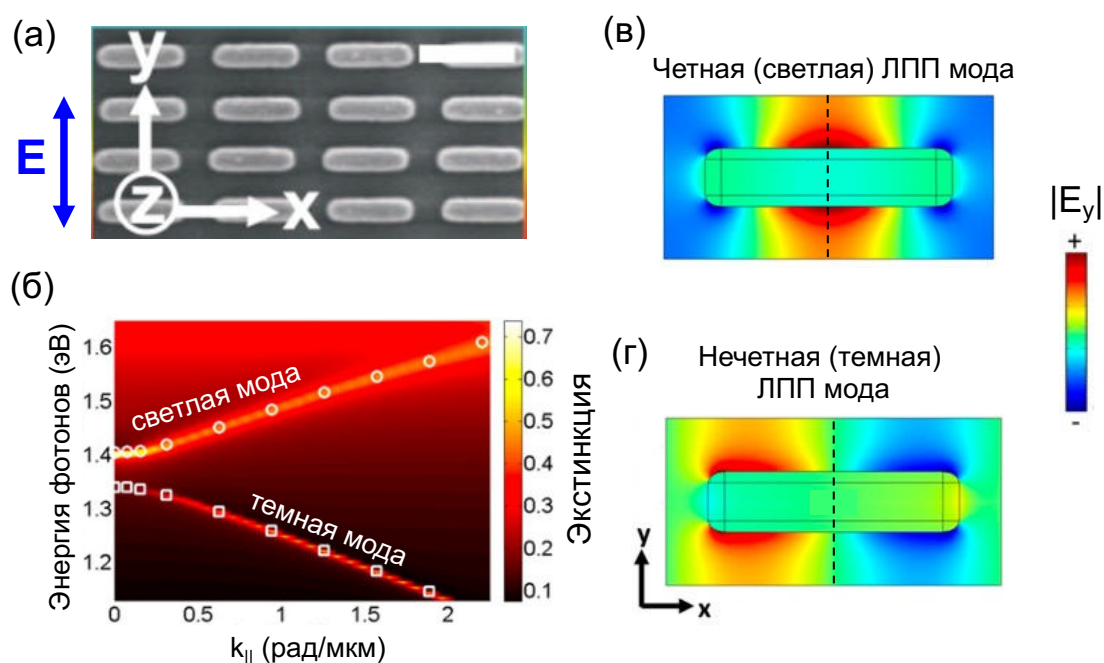


Рис. 18. (а) СЭМ изображение двумерного массива плазмонных наностержней. Синей стрелкой показана поляризация падающего излучения. Круглыми и квадратными точками показаны спектральные положения собственных ЛПП мод плазмонного наностержня. (б) Рассчитанная частотно-угловая зависимость экстинкции двумерного массива плазмонных наностержней. Распределение $|E_y|$ компоненты электрического поля на полувысоте наностержня для четного (светлого) (в) и нечетного (темного) (г) ЛПП. Рисунки взяты из работы [88].

возбуждена при падении света под нормалью, что также показывает отсутствие особенностей на спектре экстинкции при $k_{||} = 0$ для дисперсии темной моды.

В работе [89] возбуждение светлых и темных ПРМ наблюдали в двумерном массиве серебряных наноцилиндров, расположенных на стеклянной подложке, покрытых флюоресцентными молекулами. Было показано, что возбуждение ПРМ позволяет получить лазерование, мощность которого превосходит случай нерезонансного возбуждения флюоресцентных молекул. В работе [90] с помощью численных расчетов показано, что возбуждение ПРМ за счет дифракционного связывания с мультипольными ЭД, ЭК и МД модами Ми в двумерном массиве Ag наносфер приводит к усилению генерации второй оптической гармоники.

Помимо нелинейно-оптических, лазерных и сенсорных приложений, использование ПРМ нашло широкое применение для усиления магнитооптических эффектов.

5. Модуляция оптического излучения с помощью магнитоплазмонных наноструктур

5.1. Магнитооптические эффекты

Магнитооптические эффекты представляют собой изменение основных характеристик света, таких как интенсивность, поляризация и фаза, при его взаимодействии с намагниченными веществами. К основным видам магнитооптических эффектов относят магнитооптические эффекты Фарадея и Керра. При магнитооптическом эффекте Фарадея изменение свойств света наблюдают в прошедшем через образец свете, а при эффектах Керра — в отраженном свете.

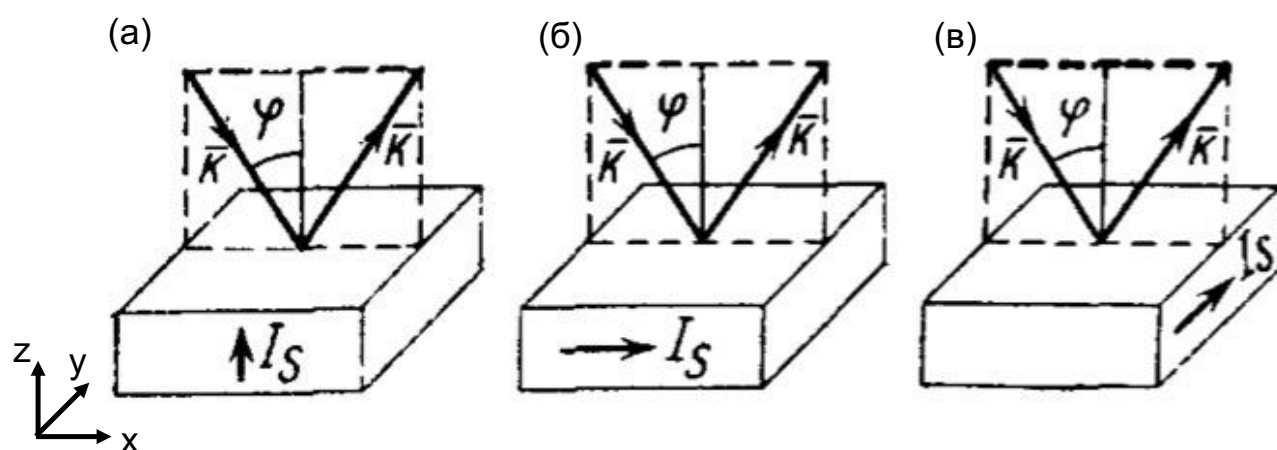


Рис. 19. Геометрия падения света для наблюдения МОЭК: (а) ПМОЭК, (б) ММОЭК, (в) ЭМОЭК. $\vec{I}_s$ — вектор намагниченности. Рисунок взят из работы [91].

Магнитооптические эффекты Керра (МОЭК) представляют собой изменение интенсивности, поляризации и фазы отраженного света при намагничивании образца. Существует три вида МОЭК — полярный (ПМОЭК), меридиональный (ММОЭК) и экваториальный (ЭМОЭК). Все три МОЭК отличаются друг от друга направлением намагниченности образца по отношению к плоскости падения света (Рисунок 19). В ПМОЭК намагниченность лежит в

плоскости падения света и перпендикулярна плоскости образца (Рисунок 19(а)). В ММО-ЭК намагниченность также лежит в плоскости падения, но параллельна плоскости образца (Рисунок 19(б)). В ЭМОЭК намагниченность перпендикулярна плоскости падения света и параллельна плоскости образца (Рисунок 19(в)). При ПМОЭК и ММОЭК происходит изменение плоскости поляризации и появление эллиптичности линейно-поляризованного света, отраженного от поверхности намагниченного образца. В случае ЭМОЭК происходит изменение интенсивности и сдвиг по фазе отраженного линейно-поляризованного света, отраженного от намагниченного образца.

При намагничивании вещества его тензор диэлектрической проницаемости в общем случае становится недиагональным [91]:

$$\hat{\varepsilon} = \begin{pmatrix} \varepsilon_1 & ig & ig \\ -ig & \varepsilon_1 & ig \\ -ig & -ig & \varepsilon_2 \end{pmatrix}, \quad (13)$$

где $\varepsilon_{1,2}$ – компоненты диагонального тензора в случае отсутствия магнитного поля, g – константа гирации вещества. Положение недиагональных компонент в тензоре диэлектрической проницаемости зависит от направления поля. Например для экваториальной намагниченности образца (Рисунок 19(в)) тензор имеет вид:

$$\hat{\varepsilon} = \begin{pmatrix} \varepsilon_1 & 0 & ig \\ 0 & \varepsilon_1 & 0 \\ -ig & 0 & i\varepsilon_2 \end{pmatrix}. \quad (14)$$

Величина ЭМОЭК определяется выражением:

$$\delta = \frac{R(\vec{M}) - R(-\vec{M})}{R(0)}, \quad (15)$$

где $R(\pm\vec{M})$ – коэффициент отражения при двух противоположных направлениях намагниченности вещества, $R(0)$ – коэффициент отражения в отсутствие намагниченности образца. Если свет падает перпендикулярно образцу то, величина эффекта равна нулю. Для оптически толстого слоя поликристаллического никеля измеренная величина ЭМОЭК в отраженном свете равна $\delta = 0.45\%$ и $\delta = 0.05\%$ на длине волны $\lambda = 800$ нм для углов падения 80° и 75° соответственно [92]. Помимо геометрии на отражение света при наблюдении ЭМОЭК было обнаружено изменение интенсивности линейно-поляризованного света, прошедшего через образец, намагниченный в экваториальной геометрии [93–95]. На Рисунке 20 показана зависимость ЭМОЭК, измеренного в геометрии на прохождение ТМ поляризованного света, для пленок Fe (кривые 1 и 2) и Ni (кривая 3). ЭМОЭК определялся по формуле $\delta = (T(\vec{H}) - T(0))/T(0)$, где $T(\vec{H})$ и $T(0)$ – коэффициент пропускания через пленки при наличии и отсутствии внешнего магнитного поля соответственно. Для пленки Ni толщиной 60 нм величина ЭМОЭК составила $\delta = 0.02\%$ на длине волны $\lambda = 630$ нм [93] и угле падения света 35° . При

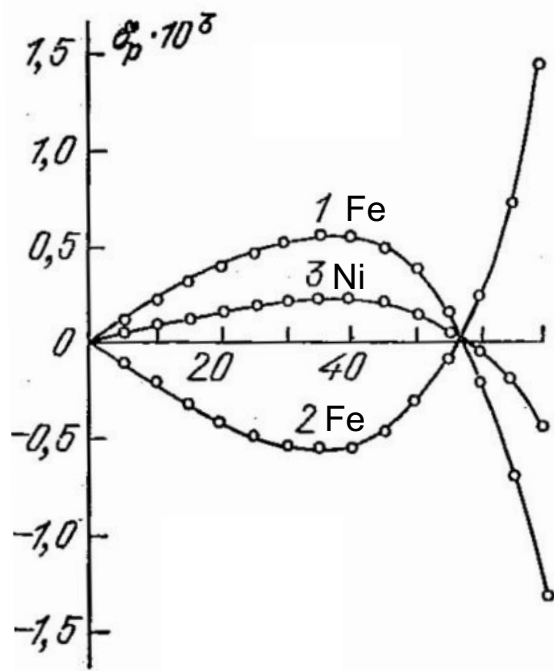


Рис. 20. Экспериментальная зависимость ЭМОЭК для пленки Fe толщиной 25 нм, измеренного в проходящем свете, падающим со стороны подложки (кривая 1) и со стороны пленки (кривая 2) и пленки Ni толщиной 60 нм (кривая 3). Длина волны свет $\lambda = 630$ нм. Рисунок взят из работы [93].

малых углах падения ($\approx 5^\circ$) на пленку Ni ЭМОЭК составил $\delta \approx 0.008\%$ на длине волны $\lambda = 630$ нм [93]. Величина ЭМОЭК показывает сильное возрастание при изменении угла падения от 70° до 80° .

Из-за небольшого значения величины ЭМОЭК для его измерения используется метод синхронного детектирования. Для намагничивания образца применяют переменное магнитное поле. Интенсивность света отраженного от образца модулируется $I = I_0 + \Delta I \cos \Omega t$, $\Delta I = I(\vec{H}) - I(-\vec{H})$, I_0 — интенсивность света отраженного от образца без магнитного поля, $\vec{H}$ — амплитуда магнитного поля, Ω — частота магнитного поля. Синхронный детектор позволяет измерить амплитуду модуляции интенсивности ΔI , которая равна не нормированной величине ЭМОЭК $\Delta R = R(\vec{M}) - R(-\vec{M})$.

5.2. Методы усиления магнитооптических эффектов

Важной задачей современной нанофотоники является усиление магнитооптических эффектов за счет использования оптических резонансных наноструктур. Одним из подходов усиления магнитооптических эффектов является использование поверхностных плазмон-поляритонов (ППП). ППП — это связанные колебания электромагнитного поля и свободных электронов на границе раздела двух сред: металла и диэлектрика [96]. Электромагнитное поле ППП экспоненциально спадает по обе стороны от границы раздела двух сред, по которой распространяется ППП. Закон дисперсии ППП на границе раздела металл-диэлектрик имеет вид:

$$k_{\text{ППП}}(\omega) = \frac{\omega}{c} \sqrt{\frac{\varepsilon_m(\omega)\varepsilon_d(\omega)}{\varepsilon_m(\omega) + \varepsilon_d(\omega)}} = k'_{\text{ППП}} + ik''_{\text{ППП}}, \quad (16)$$

где ω — частота падающего излучения, $\varepsilon_d(\omega)$ и $\varepsilon_m(\omega)$ — диэлектрические проницаемости ди-

электрика и металла соответственно, c — скорость света в вакууме, $k'_{\text{ППП}}$ и $k''_{\text{ППП}}$ — действительная и мнимая части волнового вектора ППП. Чувствительность поверхностных плазмонов к намагниченности среды, по которой он распространяется, позволяет осуществлять их модуляцию, которая приводит к усилению магнитооптических эффектов Фарадея и Керра. Первыми работами было наблюдение усиления ЭМОЭК в тонких ферромагнитных пленках из никеля [97] и железа [98]. Усиление ЭМОЭК осуществляется благодаря модуляции волнового вектора $k_{\text{ППП}}$ при приложении магнитного поля в экваториальной геометрии. Изменение волнового вектора ППП $\Delta k_{\text{ППП}} = k_{\text{ППП}}(+H) - k_{\text{ППП}}(-H)$ приводит к спектральному и угловому смещению резонанса коэффициента отражения/пропускания. Благодаря большому градиенту коэффициента отражения(R)/пропускания(T) по длине волны ($dR/d\lambda$, $dT/d\lambda$) или углу падения излучения ($dR/d\theta$, $dT/d\theta$) в области возбуждения ППП, изменение $\Delta k_{\text{ППП}}$ приводит к большим изменениям R и T по сравнению с нерезонансной областью.

Усиление магнитооптических эффектов Керра и Фарадея возможно за счет возбуждения ППП в магнитоплазмонных кристаллах (МПК). МПК представляют собой периодически структурированные металлические поверхности, способные поддерживать возбуждение ППП и одновременно содержащие магнитные материалы. Наличие последних позволяет модулировать волновой вектор ППП. Усиление ЭМОЭК было продемонстрировано в одномерном никелевом МПК [99], в одномерном МПК из пермаллоя [100]. Усиление ПМОЭК и ММОЭК было показано в двумерных гексагональных массивах нанотверстий, изготовленных в пленках никеля [101] и пермаллоя [102], а также гексагональном массиве никелевых нанодисков [103].

ППП, распространяющиеся в ферромагнитных металлах таких как Ni, Co и Fe, имеют большие потери на поглощение в оптическом диапазоне по сравнению, например, с благородными металлами. Это уменьшает добротность ППП, возбуждаемых в магнитоплазмонных структурах на основе ферромагнитных металлов, что уменьшает магнитооптические эффекты. Для уменьшения потерь ППП на поглощение магнитоплазмонные структуры комбинируют с благородными металлами: Au, Ag, Cu, Pt и другие. В работе [104] было продемонстрировано усиление ПМОЭК в трехслойных пленках на основе Au/Co/Au. Усиление ЭМОЭК было показано в двухслойном Ru/Au [105] и трехслойном Au/Co/Au МПК [106], в структурах из золотых периодических полос, расположенных на слое магнетита с различной высотой [107].

Эффективным подходом для повышения величины магнитооптических эффектов является использование магнитных диэлектриков вместо ферромагнитных металлов. Магнитные диэлектрики имеют более низкий коэффициент поглощения в оптической и ближнеинфракрасном области спектра. Однако величина константы гирации также меньше по сравнению с ферромагнитными металлами. В работах [108, 109] было обнаружено усиление ЭМОЭК в одномерном МПК, который состоял из одномерного массива прямоугольных золотых нанополос, расположенных на слое магнитного диэлектрика из Bi:YIG. В работах [110] было обнаружено усиление ЭМОЭК в двумерном МПК на основе золотых сфер помещенных в слой магнитного диэлектрика из Bi:YIG.

Помимо уменьшения потерь на поглощение ППП в последнее время развиваются подходы,

в которых минимизируют радиационные потери. Как было показано выше, одномерные и двумерные периодические массивы плазмонных наноплазмонных антенн имеют ПМР, добротность которых значительно больше по сравнению с ЛПП, возбуждающихся в неупорядоченных массивах тех же наноплазмонных антенн. Увеличение добротности обусловлено уменьшением радиационных потерь ПМР по сравнению с ЛПП. Возбуждение ПМР в МПК активно используется для усиления магнитооптических эффектов Керра и Фарадея. В данном случае МПК представляют собой упорядоченный одномерный или двумерный массив плазмонных наноплазмонных антенн, содержащих магнитные материалы.

В работе [39] впервые изучалось усиление ПМОЭК в 2D МПК при возбуждении поверхностных решеточных мод. МПК представлял собой двумерный прямоугольный массив Ni нанодисков, СЭМ изображение которого показано на Рисунке 20(а). Каждый единичный Ni нанодиск массива имеет ЛПП (электрическая дипольная мода) с центральной длиной волны около 700 нм, добротность которого равна $Q \approx 3$. Возбуждение ЛПП приводит к низкому коэффициенту отражения в диапазоне 650 – 700 нм (Рисунок 20(б)). В области длин волн и углов падения АР (+1,0) и АР (-1,0), распространяющихся вдоль оси ox , происходит возбуждение ПМР (Рисунок 20(б)). Рисунок 20(г) показывает, что при нормальном падении света на МПК с периодами $p_y = 400, 460, 480, 500$ нм вдоль oy образуются Фано-резонансы на

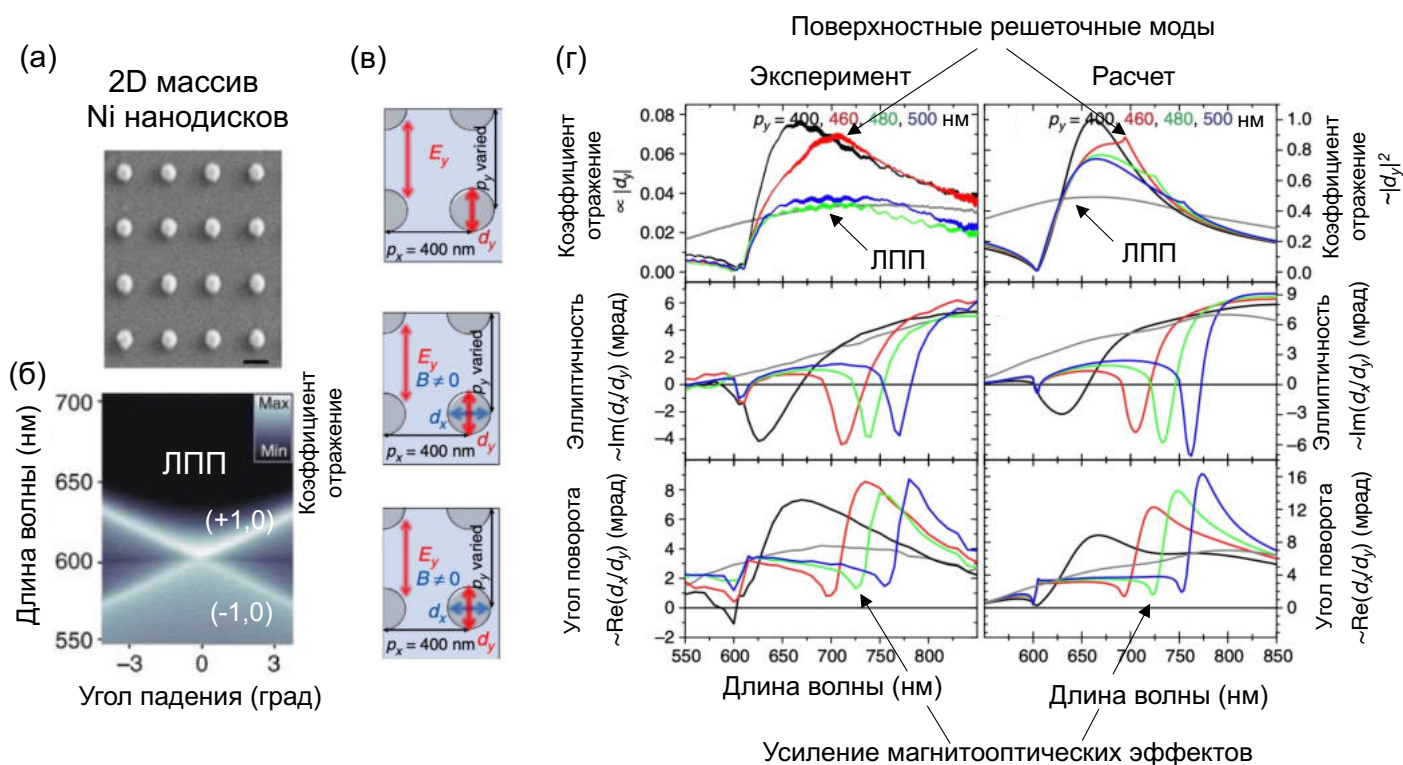


Рис. 20. (а) СЭМ изображение МПК из двумерного массива Ni нанодисков с диаметром 120 нм и периодом 400×400 нм. (б) Угловая зависимость спектра отражения МПК. в) Схематический вид изменения периода массива вдоль oy оси. (г) Экспериментальные (слева) и расчетные (справа) спектры отражения, эллиптичности и угла поворота МПК. Серая кривая показывает результаты для неупорядоченного массива Ni нанодисков. Черная, красная, зеленая и синяя кривые относятся к спектрам упорядоченных 2D массивов Ni нанодисков с периодом по oy оси $p_y = 400, 460, 480, 500$ нм и периодом по ox оси $p_x = 400$ нм. Рисунки взяты из работы [39].

спектрах отражения с формой небольших пиков за счет возбуждения параллельного ПРМ, что отображено на верхних графиках черной, красной, зеленой и синей кривыми соответственно. ПРМ имеют более узкую спектральную линию по сравнению с ЛПП, возбуждаемых в пространственно неструктурированном массиве никелевых нанодисков такого же размера (серая кривая на Рисунке 20(г)). Приложение магнитного поля в полярной геометрии, как показано на Рисунке 20(в), вызывает оптическую анизотропию у нанодисков. Она приводит к тому, что в нанодисках возбуждается дипольный момент d_x вдоль оси ox , перпендикулярный дипольному моменту d_y , вызванного внешним падающим излучением с поляризацией вдоль оси oy . Авторы также утверждают, что магнитоиндуцированный дипольный момент возникает за счет спин-орбитального взаимодействия. Магнитоиндуцированные дипольные моменты вдоль оси ox связываются за счет АР $(0, \pm 1)$ вдоль оси oy , т.е. за счет перпендикулярного поверхностного решеточного резонанса (дипольные моменты связываются через дифракционные порядки, перпендикулярные к направлению дипольного момента). Возбуждение ПРМ приводит к значительному увеличению угла поворота поляризации и эллиптичности света (черная, красная, зеленая, синяя кривые на Рисунке 20(г)) по сравнению с неструктурированным образцом (серые кривые на Рисунке 20(г)). Изменение периода нанодисков вдоль оси y приводит к спектральной перестройке области усиления ПМОЭК.

Усиление и спектральная перестройка ПМОЭК за счет изменения формы плазмонных наноантенн в МПК было показано в работе [40]. МПК представлял собой двумерный массив никелевых наноантенн (Рисунок 21(а)), имеющих форму эллиптических призм с большой (БО) и малой (МО) осью. Данные наноантенны имеют два ортогональных дипольных ЛПП, которые возбуждаются при поляризации вдоль БО и МО. За счет возбуждения АР возбуждаются ортогональные ПРМ. Приложение магнитного поля в полярной геометрии вызывает оптическую анизотропию. Она приводит к возникновению дипольной моды в каждой наноантенне, поляризация которой ортогональна направлению дипольного момента, индуцированного падающим на МПК излучением, что схематически показано красными стрелками внутри наноантенн на Рисунке 21(б). При условии АР происходит возбуждение ПРМ за счет дифракционного связывания магнитоиндуцированных диполей, что схематически показано красными стрелками между наноантеннами на Рисунке 21(б). Магнитооптическая активность, определялась как комплексный угол поворота при ПМОЭК $MOA = \sqrt{\phi^2 + \epsilon^2}$, где ϕ — угол поворота плоскости поляризации, а ϵ — эллиптичность. Изменение соотношения БО/МО между БО и МО эллипса, приводит к спектральной перестройке области усиления магнитооптической активности при падении излучения с поляризацией вдоль МО. Рисунок 21(в) показывает спектральную зависимость MOA для соотношения БО/МО в диапазоне 1.25–3.25 при поляризации падающего излучения вдоль МО (сплошные кривые) и вдоль БО (штриховые кривые). При поляризации вдоль МО происходит значительная спектральная перестройка MOA и изменение формы спектральной линии. При поляризации вдоль БО не наблюдается значительного изменения MOA .

В работе [111] было обнаружено усиление ЭМОЭК за счет возбуждения поверхностных решеточных мод в двумерном массиве золотых нанодисков, помещенных в слой из Bi:YIG.

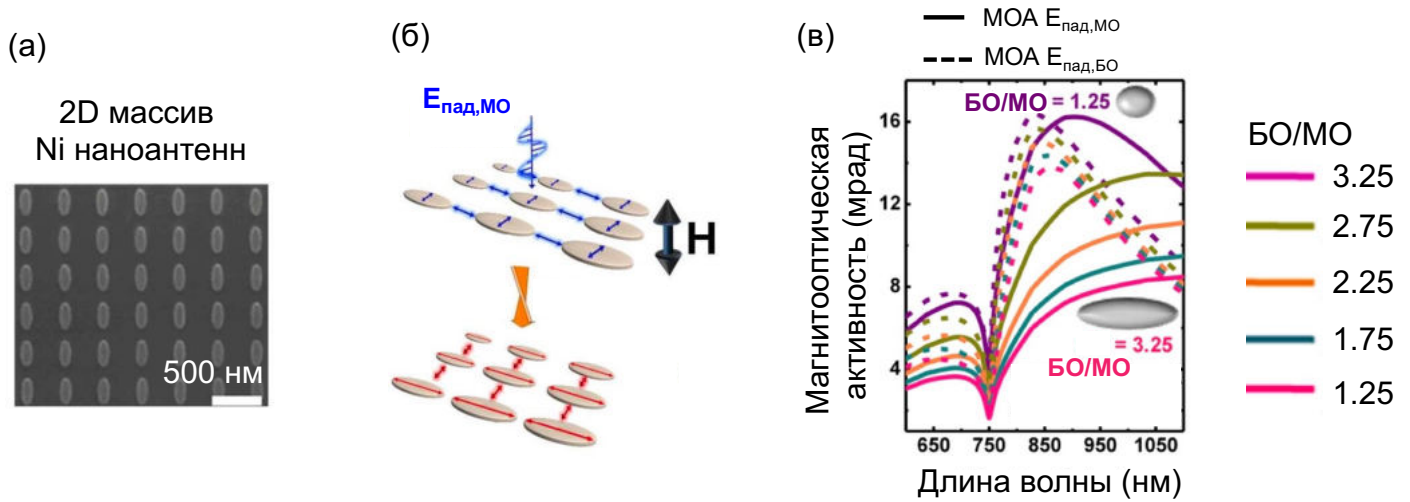


Рис. 21. (а) СЭМ изображение МПК на основе 2D массива никелевых nanoантенн с формой эллиптической призмы. (б) Схематический вид возбуждения перпендикулярных ПРМ за счет приложения магнитного поля в полярной геометрии. (в) Магнитооптическая активность МПК при поляризации падающего излучения вдоль малой оси ($E_{\text{пад,МО}}$) nanoантенн с формой эллипса (сплошная кривая) и вдоль большой оси ($E_{\text{пад,МО}}$, штриховая кривая). Рисунки взяты из работы [40].

6. Методы определения ближнепольного распределения оптических мод в плазмонных и диэлектрических nanoантеннах

Локализация поля в оптических резонансных наноструктурах происходит на субволновом пространственном масштабе. Это ограничивает применение стандартных оптических микроскопов, основанных на линзах, для задач визуализации пространственного распределения поля оптических мод. Причиной ограничения пространственного разрешения является дифракция на апертуре используемого микроскопа. Предел разрешения микроскопа, основанного на линзе с числовой апертурой $NA = n \sin \theta$, определяется как минимальное расстояние между двумя точками объекта в фокальной плоскости линзы, которые могут быть различимы. Данное расстояние Δx определяется критерием Аббе [112]:

$$\Delta x = \frac{\lambda}{2n \sin \theta} = \frac{\lambda}{2NA} \quad (17)$$

где n — показатель преломления среды, λ — длина волны света. Однако общепринятым критерием пространственного разрешения оптических приборов является критерий Релея:

$$\Delta x = \frac{0.61\lambda}{n \sin \theta} = \frac{0.61\lambda}{NA} \quad (18)$$

Таким образом, для объектива с числовой апертурой близкой к единицы $NA \approx 1$ и использовании иммерсионного масла с $n = 1.4$, минимальный размер объекта, который может быть разрешен, составляет $\Delta x_{\min} = \lambda/2.3$. Для длины волны видимого света $\lambda = 500$ нм, величина $\Delta x_{\min} \approx 220$ нм. Поскольку размер диэлектрических и плазмонных nanoантенн составляет сотни нанометров, и отдельные пучности поля оптических мод расположены на еще меньшем

расстоянии друг от друга, то распределение поля невозможно визуализировать с помощью методов дальнепольной микроскопии.

Для визуализации распределения ближнепольных полей оптических мод в диэлектрических и плазмонных наноантеннах широкое распространение получили методы сканирующей ближнепольной оптической микроскопии (СБОМ) и метод визуализации с помощью катодолюминесцентной спектроскопии. Метод СБОМ изначально разрабатывался для визуализации биологических и физических объектов. Однако в последствии нашел свое применение и для визуализации пространственного распределения электромагнитных полей оптических мод в наноантеннах, распространяющихся ППП [113,114], блоховских поверхностных волн [115,116], волноводных мод [117–119], характеризовать модовый состав микролазеров [120,121], люминесцентных микроструктур [122] и профили векторных пучков [123]. В последующем изложении будет рассмотрена история создания первых СБОМ, с их последующим принципиальным описанием. Затем будет показано как методики СБОМ могут быть использованы для пространственного разрешения электромагнитных полей оптических мод в диэлектрических и плазмонных наноантеннах.

6.1. История создания сканирующей ближнепольной оптической микроскопии

Идея создания методики СБОМ принадлежит английскому ученому Эдварду Х. Сингу. В своей работе [124] 1928 г. он предложил использовать маленькое отверстие (субволновую апертуру) в непрозрачном экране для получения изображения биологических объектов с размерами меньше дифракционного предела разрешения. Диаметр отверстия должен быть меньше, чем длина волны падающего света ($\approx 10^{-6}$ см). Визуализируемый образец должен быть расположен в непосредственной близости от отверстия ($\approx 10^{-6}$ см). Далее происходит перемещение образца относительно отверстия с шагом $\approx 10^{-6}$ см с одновременной регистрацией оптического излучения, прошедшего через отверстие и образец. Эти действия позволяют получить пространственные карты распределения интенсивности прошедшего света через образец. Изображение образца формируется благодаря изменению величины пропускания света через различные участки образца.

Идею Э. Синга по преодолению дифракционного предела впервые реализовали в 1972 г. Е.А. Аш и Г. Нихоллс в микроволновом диапазоне длин волн [125]. Схема установки показана на Рисунке 22(а). Апертура, представляющая собой отверстие в металлическом экране с диаметром $d = 1.5$ мм, облучалась источником микроволнового излучения с $\lambda = 3$ см. Авторы работ получили сканирующие изображения периодических решеток с шириной зазора и шириной линии 1 мм, 0.75 мм и 0.5 мм, показанные на Рисунке 22(б). Таким образом, с помощью созданного им апертурного сканирующего ближнепольного микроскопа удалось получить пространственное разрешение $\lambda/60$ в микроволновом диапазоне. Авторы также отметили, что данный подход можно использовать в оптическом диапазоне. Однако из-за технических возможностей того времени, связанных в основном с недостаточно развитыми методами сканирования и изготовления субволновых апертур, сканирующая ближнепольная оптическая микроскопия была реализована через 12 лет.

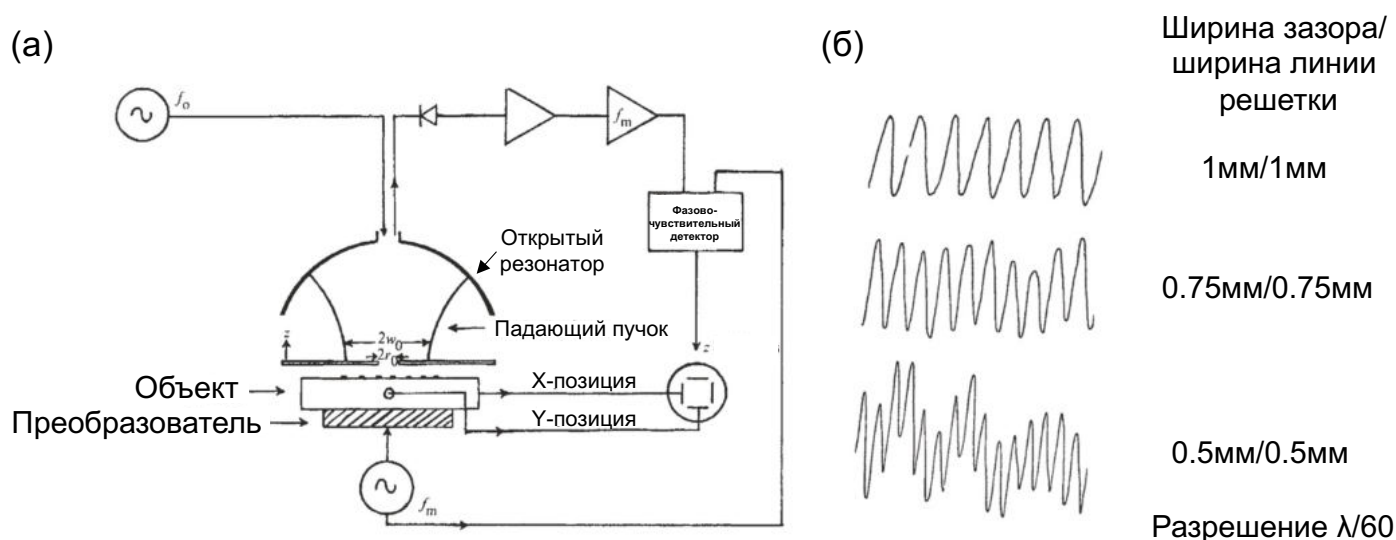


Рис. 22. (а) Схема апертурного сканирующего микроскопа микроволнового диапазона. (б) Изображения периодических решеток с различной шириной линии и зазора, полученные с помощью апертурного сканирующего микроскопа. Рисунки взяты из работы [125].

В 1984 году двумя группами ученых был создан первый сканирующий апертурный ближнепольный оптический микроскоп [126,127]. В данных работах авторам удалось создать непрозрачную апертуру с диаметром меньше, чем длина волны видимого излучения. В работе [126] были изготовлены апертуры в металлическом экране диаметром 240 нм, 120 нм, 60 нм, 30 нм, 15 нм и 8 нм, состоящие из слоев металла (Au/Pd), кремния и полиметилметакрилата (ПММА). Принципиальная схема апертуры показана на Рисунке 23(а), а СЭМ изображение апертуры с диаметром 30 нм на Рисунке 23(б). Показано, что свет галогенной лампы с центральной длиной волны 570 нм эффективно проходит через отверстия с диаметром 30 нм ($\lambda/20$), что изображено на записанных фотопленках на Рисунке 23(в). Также в данной работе авторами была предложена концепция использования данной апертуры для сканирования образца. При этом предполагалась регистрация флюоресцентного сигнала, возбужденного лазерным источником света.

В работе Диттера Поля и коллег [127] была продемонстрирована работа первого сканирующего ближнепольного оптического микроскопа. С его помощью удалось получить пространственное разрешение $\lambda/20$ при $\lambda = 480$ нм. Данную методику они называли оптической стетоскопией, поскольку имеет аналог с подходом медицинской стетоскопии. Медицинский стетоскоп позволяет определить положение сердца с точностью в несколько сантиметров, несмотря на то, что регистрируемые им волны имеют длину волны около 100 м. Схема сканирующего ближнепольного оптического микроскопа показана на Рисунке 23(г). Субволновая апертура была изготовлена из кварцевого волокна, один конец которого был отрезан вдоль кристаллографической оси кварца. Для создания заостренного конца с радиусом кривизны около 30 нм применялось химическое травление в HF. На изготовленное заостренное волокно напылялись слои Cr и толстый слой Al или Ag. Волокно присоединяли к пьезоэлектрическому элементу, которое управляет его положением по высоте (ось z). Свет с длиной волны $\lambda = 480$ нм заводился во второй конец кварцевого волокна. Сбор излучения, проходящего

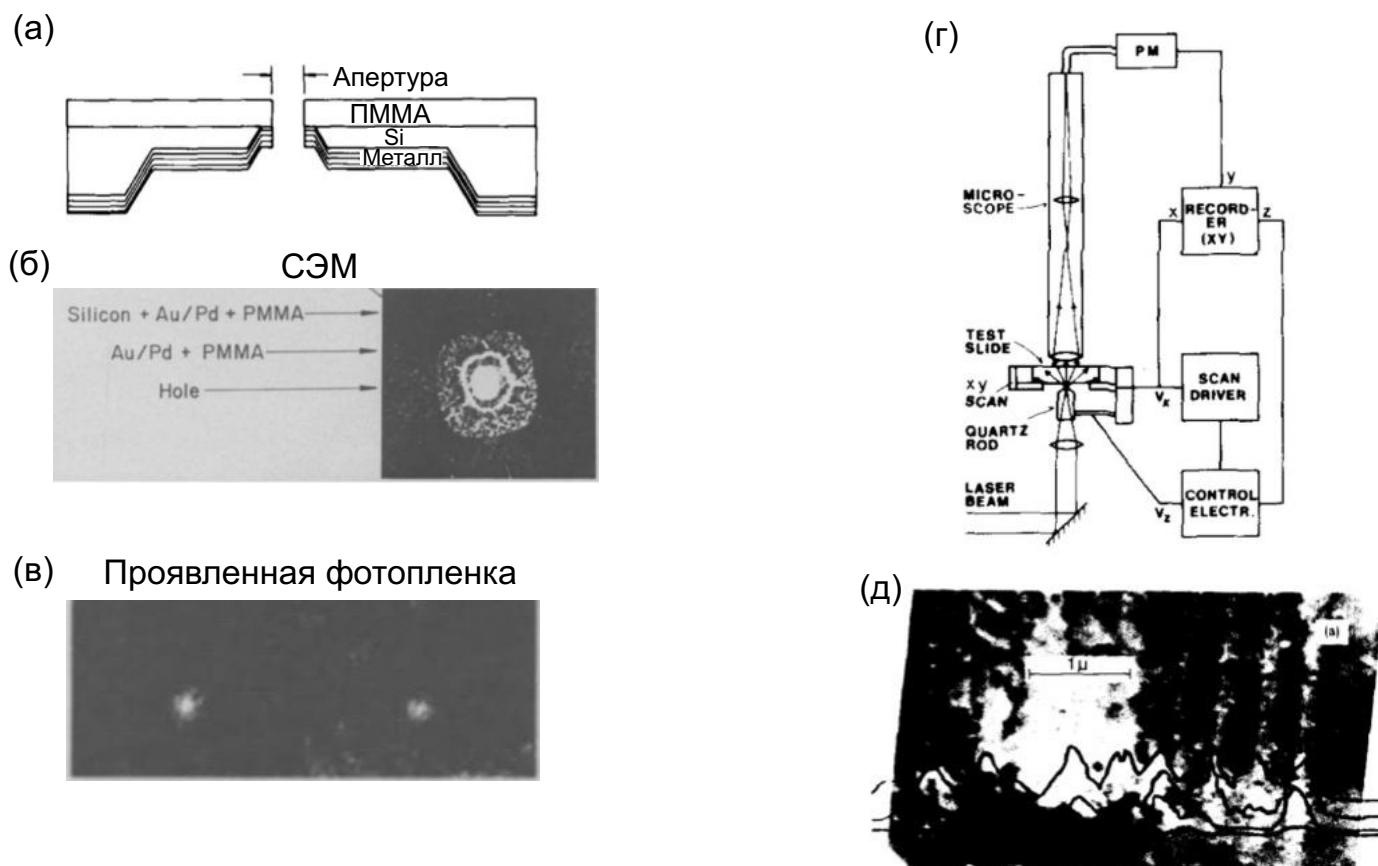


Рис. 23. Результаты работы группы А. Левиса (а-в) и Д. Поля (г), (д) по созданию первого сканирующего ближнепольного оптического микроскопа. (а) Схематический вид структуры изготовленной субволновой апертуры. (б) СЭМ изображение апертуры диаметром 30 нм. (в) Проявленная фотопленка при пропускании света через апертуру 30 нм. (г) Принципиальная схема сканирующего ближнепольного оптического микроскопа, созданного группой Д. Поля. (д) СЭМ изображение периодической решетки. Черные кривые, наложенные на СЭМ изображение, показывают результат сканирования по решетке. Рисунки (а-в) взяты из работы [126], (г) и (д) — из [127].

сквозь апертуру, осуществлялся при помощи микроскопа, а его интенсивность записывалась фотоэлектронным умножителем. Исследуемый образец размещался на сканирующем столике, перемещающимся в продольном направлении (вдоль осей x и y) с помощью пьезоэлектрического элемента. Для демонстрации разрешения использовалась пропускающая дифракционная решетка с шириной щели 200 нм и шириной линии 200 нм. Ее СЭМ изображение показано на Рисунке 23(в). Черные кривые, наложенные на СЭМ изображение решетки, показывают результат записанного сигнала при сканировании зондом перпендикулярно линиям решетки (вдоль x оси). Результаты показывают, что профиль решетки воспроизводится в результате записи оптического сигнала. Далее сканирование решетки проводилось с помощью зонда, имеющего меньший диаметр отверстия. Уменьшение диаметра отверстия позволило обнаружить особенности с размерами 25 нм ($\lambda/20$) в профиле решетки.

В последствии метод сканирующей ближнепольной оптической микроскопии с использованием субволновой апертуры в качестве источника или приемника света получил название апертурной сканирующей ближнепольной оптической микроскопии (а-СБОМ). В 1994 г. был

создан метод СБОМ с использованием безапертурного зонда [128] в исследовательском центре IBM и параллельно группой японских ученых [129], работающих в г. Осака. Метод получил название безапертурной СБОМ (б-СБОМ). Вместо субволновой апертуры используется острое атомно-силового зонда, на котором рассеивается ближнее поле, локализованное около образца. Зонды изготавливались либо из кремния [128], либо из золота [129]. В данном подходе зонд играет роль антенны, которая преобразует ближнее поле около образца в дальнее поле. В работе [128] было показано, что при использовании б-СБОМ можно получить разрешение превосходящее результат атомно-силового сканирования. При помощи б-СБОМ были обнаружены пространственные особенности на стекле с характерными размерами 3 нм, которые не видны на атомно-силовых изображениях. В работе японской группы [129] была измерена зависимость интенсивности эванесцентного поля от расстояния до стекла при полном внутреннем отражении света.

Впоследствии методика СБОМ стала активно применяться для излучения объектов с характерными размерами меньше, чем длина волны света. Так, например, с помощью данной методики показан состав биологических тканей и клеток [130]. Большую роль в развитии методики СБОМ сыграли работы нобелевского лауреата по химии 2014 г. Эрика Бетзига. Им и его коллегами было улучшено разрешение СБОМ за счет изготовления зонда методом вытягивания одномодового кварцевого волокна [131], проведена визуализация отдельной флюоресцентной молекулы [132], получены рекордные значения плотности магнитооптической записи [133]. В дальнейшем методики а-СБОМ и б-СБОМ нашли свое применение для разрешения пространственной структуры оптических мод в различных нанопотонных системах. Однако сначала необходимо более подробно описать принцип работы СБОМ. Изначально СБОМ собиралась самостоятельно в каждой группе, однако впоследствии появился большой рынок сканирующих ближнепольных оптических микроскопов. Среди них WiTec, Neaspec, Nanonics, НТ-МДТ и другие.

6.2. Принцип работы а-СБОМ

6.2.1 Основные режимы а-СБОМ

Апертурная СБОМ имеет несколько режимов работы в зависимости от того, как происходит сбор излучения при сканировании апертурным зондом [134, 135].

1) *Режим на пропускание (на облучение)* показан на Рисунке 24(а). Излучение из дальнего поля при помощи системы линз заводится в апертурный зонд. Около отверстия зонда создается сильно локализованное электромагнитное поле. При сканировании зондом по образцу происходит рассеяние излучения, интенсивность которого регистрируется в дальнем поле.

2) *Режим на сбор* показан на Рисунке 24(б). В данном режиме излучение из дальнего поля фокусируется на исследуемый образец. Апертурный зонд собирает поле около образца в каждой его точке при помощи системы сканирования, создавая двумерную карту распределения интенсивности.

Режимы на пропускание и на сбор излучения часто используются при изучении оптически прозрачных объектов. В случае непрозрачных объектов используется режим СБОМ на отражение света.

3) *Режимы на отражение.* В зависимости от методики сбора и регистрации излучения режим на отражение имеет три модификации, показанных на Рисунке 24(в-д). В первом методе (в) излучение заводится в апертурный зонд. Ближнее поле около зонда рассеивается образцом и затем регистрируется в дальнем поле. Этот метод аналогичен методике на пропускание (облучение), однако в этом случае детектирующая оптика находится не под образцом, а в горизонтальной плоскости образца. Другим режимом на отражение является облучение объекта из дальнего поля с помощью наклонного падения излучения, как показано на Рисунке 24(г). Сбор излучения осуществляется апертурным зондом. В третьей модификации (Рисунок 24(д)) завод излучения и сбор осуществляется одновременно при помощи одного апертурного зонда. Из-за обратного отражения излучения от внутренней поверхности апертурного зонда, создается большой фон, который затрудняет детектирование полезного сигнала от образца. Поэтому данная методика применима к флюоресцирующим объектам, где возбуждение и детектирование возможно проводить на различных длинах волн.

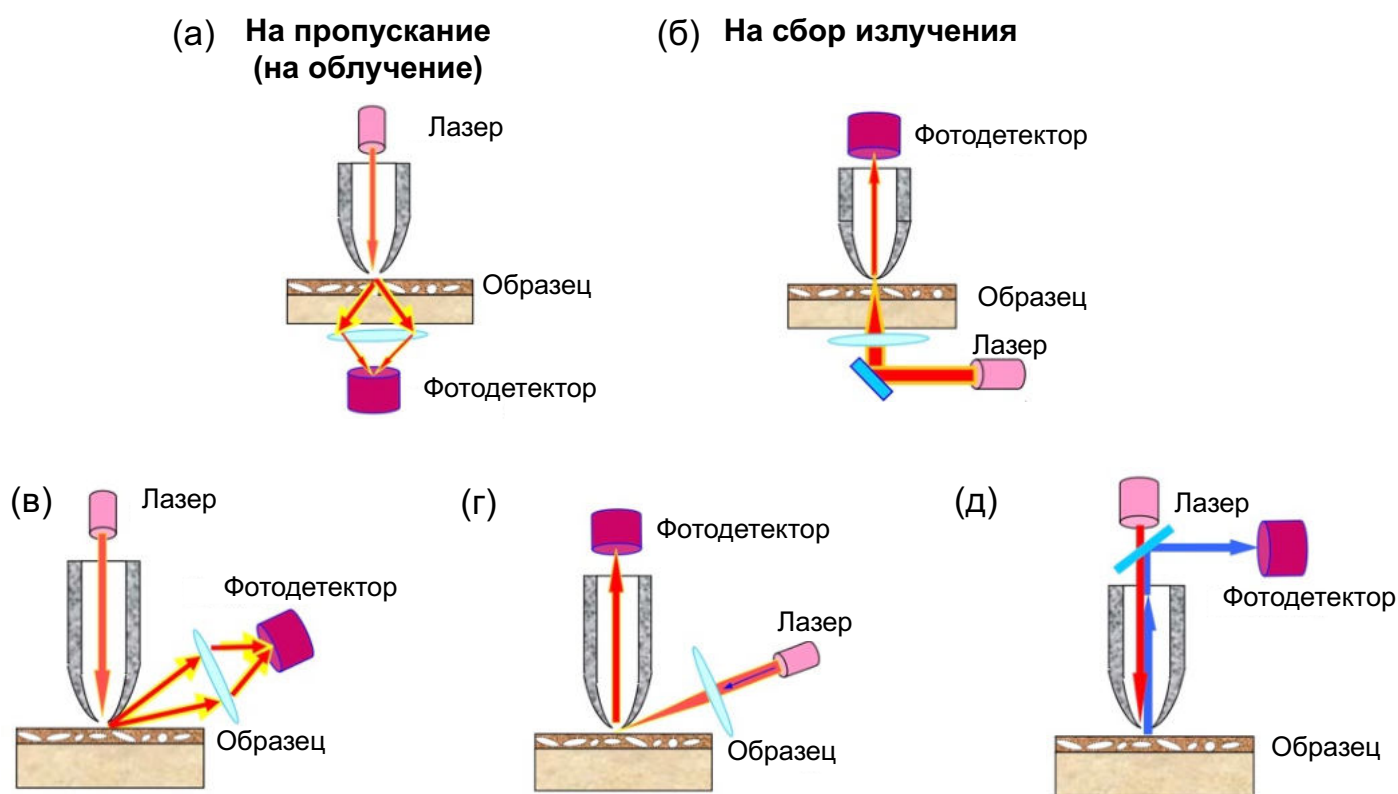


Рис. 24. Режимы работы а-СБОМ. (а) Режим на пропускание (облучение). (б) Режим на сбор. (в) Режим отражения/сбора. (г) Режим отражения/пропускания. (д) Режим пропускания/сбора. Рисунки адаптированы из книг [134].

6.2.2 Виды апертурных зондов

Ключевой составляющей а-СБОМ является апертурный зонд. К основным видам апертурных зондов относят волоконные зонды и кантилеверные зонды.

Волоконные зонды. В основе таких зондов лежит одномодовое кварцевое волокно. Один конец такого волокна сужают до момента, когда радиус кривизны волокна становится равным 10–20 нм. Технология сужения волокна основана на химическом травлении или термическом вытягивании волокна. При химическом травлении волокна образуется мениск, благодаря которому происходит сужение волокна. СЭМ изображение волоконного а-СБОМ зонда, изготовленного химическим травлением, показан на Рисунке 25(а). При термическом вытягивании волокна используется лазерный нагрев одного из участков волокна при одновременном растягивании. СЭМ изображение а-СБОМ зонда, изготовленного методом термического вытягивания, показано на Рисунке 25(б). В случае использования методики химического травления можно более плавно контролировать угол раствора образующегося конуса по сравнению с термическим вытягиванием. Получившиеся волокна покрывают тонким слоем металла, например алюминия (Рисунок 25(в)). Для сглаживания неровностей на конце апертурного

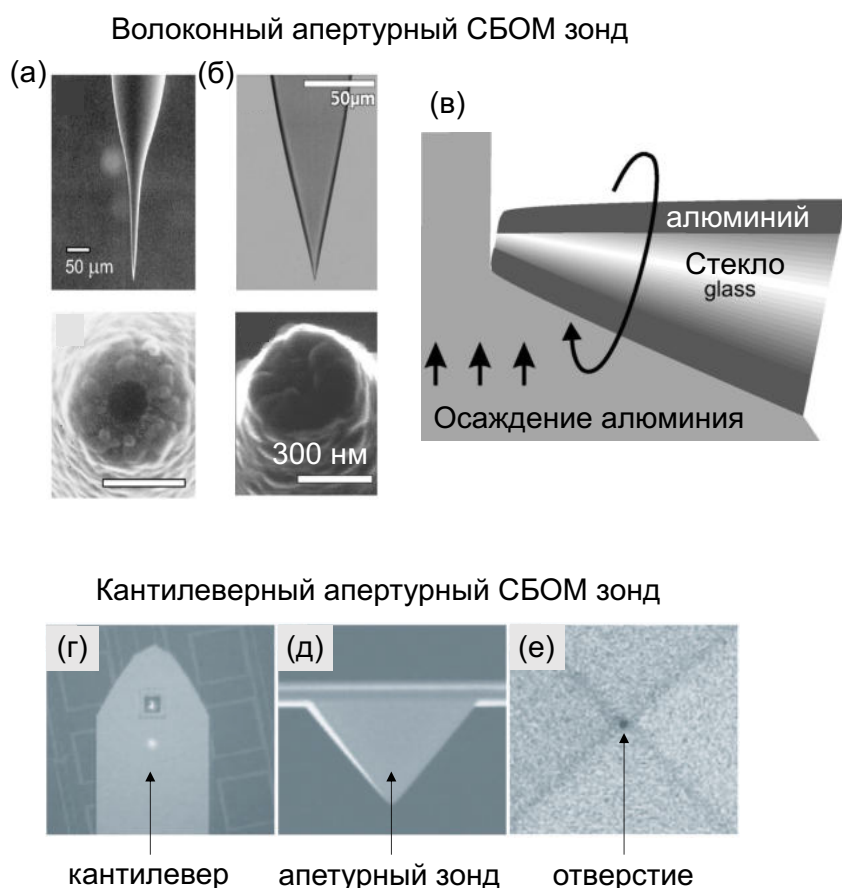


Рис. 25. СЭМ изображение волоконного а-СБОМ зонда, изготовленного методом химического травления (а) и методом термического вытягивания (б). (в) Процесс осаждения металла на волоконный а-СБОМ зонд. (г) СЭМ изображение а-СБОМ зонда кантилеверного вида фирмы WiTec. Рисунки (а-в) взяты из работы [136], (г-е) — из [137].

зонда, получающихся в результате термического напыления металла, и сглаживания формы полученного отверстия, конец апертурного зонда обрабатывают с помощью ионного пучка. На конце апертурного зонда образуется ровная поверхность с круглым отверстием, как показано на нижних картинках Рисунка 25(а) и (б).

Кантилеверные апертурные зонды представляют собой кантилевер атомно-силового микроскопа, на конце которого размещается пирамида из кремния с отверстием на конце. Данная пирамида покрыта тонким слоем (около 100 нм) металла. Зонды данного вида производит, например, фирма WiTec. Их особенностью является то, что в процессе изготовления возможно менять угол раствора пирамиды. Как было показано в работе величина пропускания зонда

определяется углом раствора.

Формы апертурных зондов модифицируют для решения конкретных задач. Для усиления ближнего поля около зонда был разработан апертурный зонд с плазмонной наноантенной на конце [138] (Рисунок 25(а)). Для усиления поля около зонда и величины пропускания света через зонд изготавливаются апертурные зонды с зазором на конце [139] (Рисунок 25(б)) и с отверстием типа галстук-бабочка [140, 142] (Рисунок 25(в)). Для детектирования нормальной компоненты магнитного поля используется зонд с узкой щелью [141] (Рисунок 25(г)), выполняющий роль кольцевого резонатора с щелью.

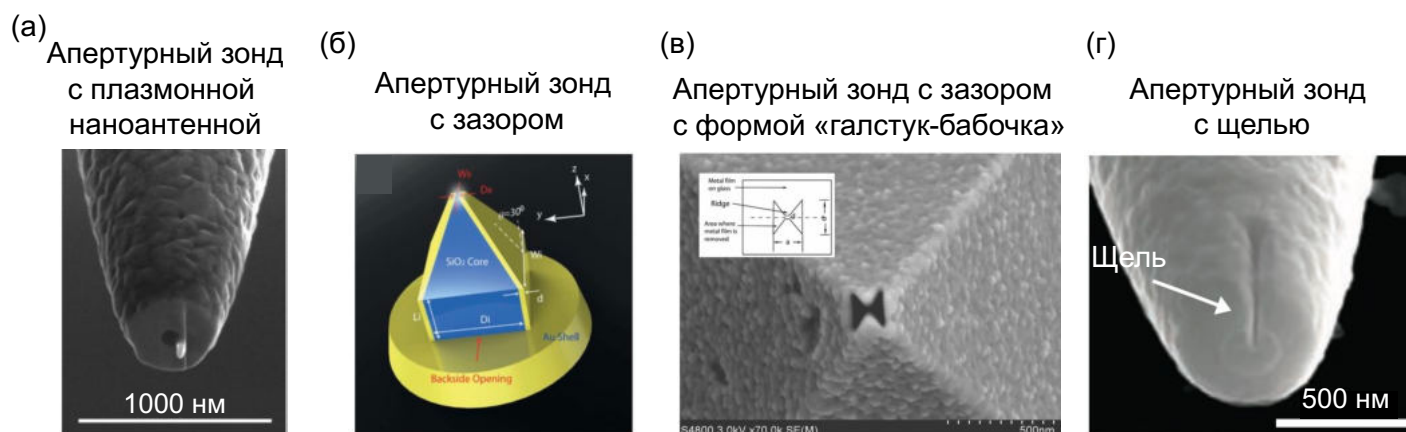


Рис. 25. Альтернативные виды а-СБОМ зондов. (а) СЭМ изображение а-СБОМ зонда с плазмонной наноантенной на конце [138]. (б) Схематический вид а-СБОМ зонда с зазором на конце апертуры [139]. (в) СЭМ изображение а-СБОМ зонда с формой отверстия «галстук-бабочка» [140]. (г) СЭМ изображение а-СБОМ зонда с щелью [141].

6.2.3 Методики сканирования в а-СБОМ

Для контроля положения зонда в латеральной плоскости (плоскость xy) используется пьезоэлектрический элемент (пьезосканер). Более важным и сложным является контроль высоты расположения апертурного зонда относительно образца. В настоящее время во многих коммерчески доступных приборах используется метод под названием *shear force* (силы сдвига).

Данная методика была продемонстрирована Э. Бетзигом и его коллегами в работе [143]. У нее есть две вариации в зависимости от вида апертурного зонда: либо одномодовое кварцевое с сужающимся концом, покрытое тонким слоем металла, либо субволновая апертура, размещенная на кантилевере. Рассмотрим случай волоконного зонда. Волокно фиксируется на кварцевом резонаторе. Кварцевый резонатор представляет камертон, который под действием внешне подаваемого напряжения от пьезовибратора, за счет пьезоэлектрического эффекта совершает собственные механические колебания в плоскости образца. При близком расположении образца и зонда происходит изменение амплитуды и фазы колебаний камертона за счет сил сдвига (*shear forces*). Благодаря пьезоэлектрическому эффекту механические колебания камертона вызывают периодические колебания напряжения. Измерение амплитуды и фазы данного сигнала позволяет регистрировать изменения частоты колебаний и фазы системы

камертон-волокно, которые возникают вследствие взаимодействия зонда с поверхностью образца. Изменение амплитуды и фазы колебаний используется для обратной связи и контроля подаваемого напряжения на систему камертон-волокно.

При использовании кантилеверного апертурного зонда или изогнутого под углом близким к 90° волоконного зонда детектирование изгиба осуществляется оптическим методом. На кантилевер или часть изогнутого волокна направляется пучок лазера. Для контроля отклонения отраженного лазерного пучка используется квадрантный фотодиод (позиционно-чувствительный детектор), измеряющий сигнал на частоте колебаний пьезовибратора. Зонд совершает колебания под действием пьезовибратора. Данная методика в СБОМ была перенесена из методики атомно-силовой микроскопии.

Методика *tapping mode* использует вертикальные колебания зонда, т.е. в плоскости перпендикулярной к образцу. В данной методике обратная связь осуществляется оптическим методом по положению лазерного пучка на квадрантном фотодиоде.

6.2.4 Понятие ближнего поля. Распределение ближнего поля около апертурного зонда

Под ближнем полем в литературе принято называть электромагнитные поля, которые локализованы около образца на расстоянии меньше, чем длина волны электромагнитного излучения [135]. В этой области структура электромагнитных полей не может быть описана в виде плоских электромагнитных волн, в отличие от электромагнитных полей в дальней зоне. Ближнее поле может, в свою очередь, быть распространяющимся и не распространяющимся. Не распространяющиеся электромагнитные волны имеют затухающий экспоненциальный характер. Такие волны получили название эванесцентных волн.

Введем понятие эванесцентного поля более подробно. Электрическое поле в произвольный момент времени в среде может быть представлено как [15]:

$$\mathbf{E}(\mathbf{r}) = \begin{pmatrix} A_1(\mathbf{r})e^{i\phi_1(\mathbf{r})} \\ A_2(\mathbf{r})e^{i\phi_2(\mathbf{r})} \\ A_3(\mathbf{r})e^{i\phi_3(\mathbf{r})} \end{pmatrix}, \quad (19)$$

где $A_i(\mathbf{r})$ и $\phi_i(\mathbf{r})$ — амплитуда и фаза электрического поля в произвольной точке пространства $\mathbf{r}$ соответственно. Для распространяющейся волны в среде без поглощения волновой вектор имеет вид: $k = \sqrt{k_x^2 + k_y^2 + k_z^2} = 2\pi n/\lambda_0$, где λ_0 — длина волны света в вакууме, n — показатель преломления среды. Используя Фурье-представление поля:

$$\mathbf{E}(\mathbf{r}) = \int_{-\infty}^{+\infty} \tilde{E}_k e^{i\mathbf{k}\mathbf{r}} d\mathbf{r} \quad (20)$$

видно что оно представимо в виде суперпозиции плоских волн. Если же $k_x^2 + k_y^2 > k_0^2$, то k_z должно быть полностью мнимым числом. Это приводит к тому, что электромагнитное поле является экспоненциально затухающим — эванесцентным полем. Оно характеризуется нулевым вектором Умова-Поинтинга, усредненным по периоду волны, в одном или нескольких

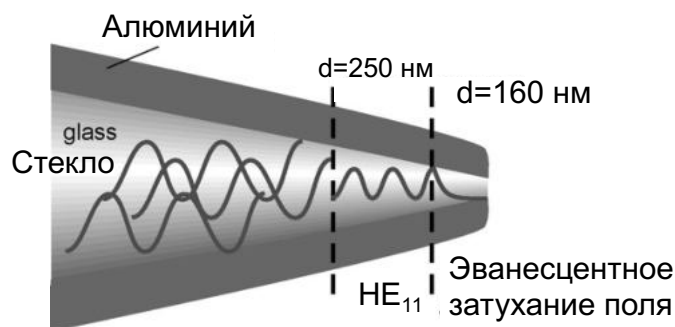


Рис. 26. Механизм формирования эванесцентного поля на выходе волоконного апертурного зонда [136].

направлениях. Источник эванесцентного поля можно рассматривать как сконцентрированный источник света, который может быть использован для визуализации нанообъектов.

Простейшим примером такого источника является отверстие в бесконечно тонкой металлической пленке с радиусом a , на которое падает излучение с длиной волны λ , причем $a \ll \lambda$. Впервые задача о прохождении света через субволновое отверстие в проводящей пленке была решена в работах Г. Х. Бете и С. Баукампа [144,145]. Они нашли решения для распределения поля около круглого отверстия. Кроме того, показано, что величина пропускания электромагнитного излучения уменьшается при уменьшении радиуса a отверстия как $(a/\lambda)^4$. В дальнейшем поле излучения субволновой апертуры представимо суперпозицией продольно направленного магнитного диполя и электрического диполя, направленного перпендикулярно плоскости отверстия.

Механизм прохождения излучения через субволновую волоконную апертурную зонд сложнее, по сравнению с прохождением света через субволновое отверстие в непрозрачном экране. Схематически он показан на Рисунке 26. Заведенное в волокно излучение распространяется в многомодовом режиме на прямом участке волокна. В месте сужения волокна происходит отсечка волноводных мод. При дальнейшем уменьшении остается только одна мода HE_{11} , которая перестает существовать около конца апертуры. Образуется эванесцентное поле около отверстия. В результате в области апертуры создается субволновая локализация электромагнитного поля. Как было показано в работе [146] величина пропускания света через апертуру, зависит от угла раствора сужающегося конического волокна. Поэтому широкое распространение получили зонды в виде сужающейся усеченной пирамиды. В частности, фирма WiTec производит зонды в виде усеченной пирамиды, которая установлена на кантилере.

Таким образом, при заведении излучения в апертурный СБОМ зонд формируется свободно распространяющееся излучение в дальнее поле и эванесцентное поле, локализованное около отверстия.

6.2.5 Структура ближнего поля около апертурного зонда кантилеверного типа

При заведении излучения в апертурный СБОМ зонд формируется определенная структура ближнего поля.

В работе [132] по электрическому дипольному отклику локально возбуждаемых ближним полем зонда флуоресцентных молекул, была экспериментально установлена структура элек-

трического поля около апертурного волоконного зонда с радиусом отверстия 50 нм. Ближнее электрическое поле состоит из одной центральной продольной пучности и двух пучностей нормальной компоненты, расположенных около краев отверстия. Структура электрического поля хорошо описывается расчетами, выполненными согласно работам Бете-Баукампа.

В работе [147] методом конечных разностей во временной области (FDTD) был проведен расчет распределения ближнего поля апертурного зонда кантилеверного типа фирмы WiTec.

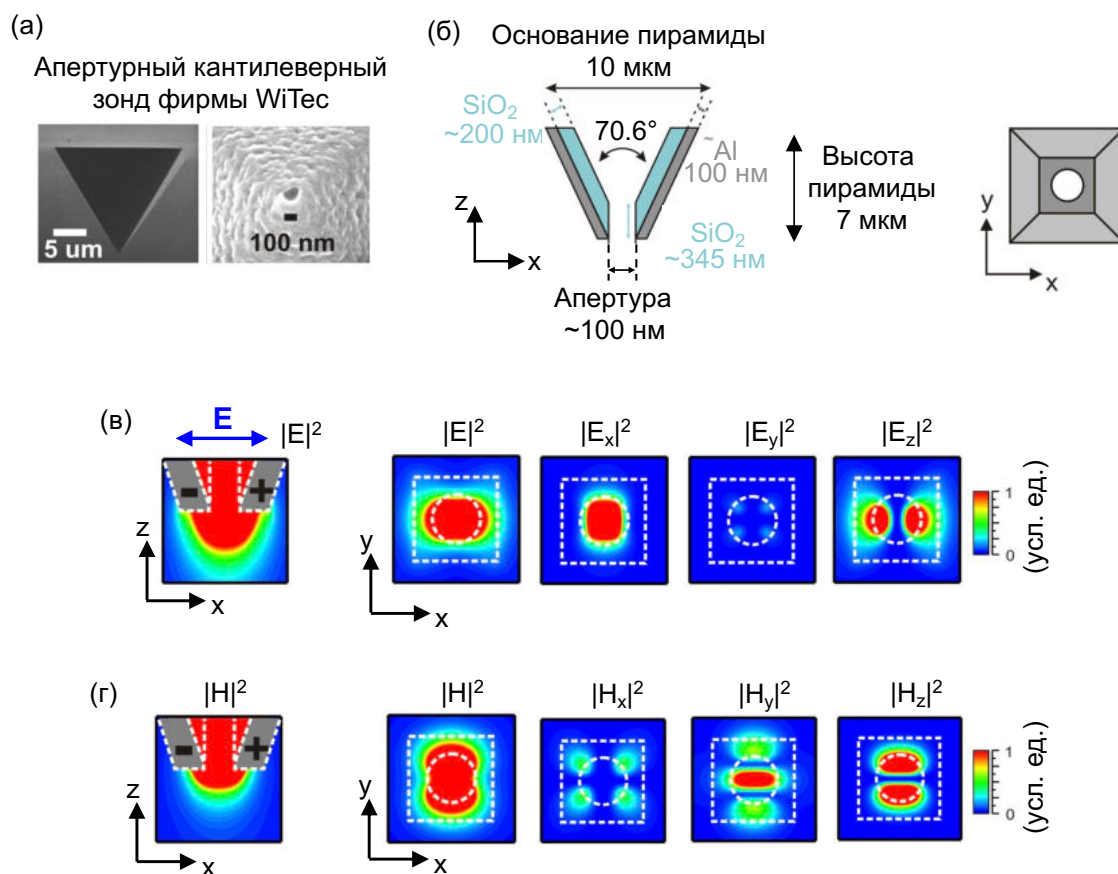


Рис. 26. (а) СЭМ изображение апертурного кантилеверного зонда фирмы WiTec, представляющего собой полую усеченную пирамиду. (б) Геометрические и морфологические параметры апертурного зонда. (в) Ближнепольное распределение электрического (в) и магнитного полей (г) в xz и xy плоскостях. Поляризация плоской волны падающей на апертурный зонд направлена вдоль оси x . Рисунки взяты из работы [147].

Зонд представляет собой полую усеченную пирамиду, которая расположена на кантилевере, как показано на СЭМ изображении на Рисунке 26(а). Внутренняя структура апертурного зонда схематически показана на Рисунке 26(б). Полая пирамида изготовлена из стекла (SiO₂) и сверху покрыта слоем алюминия толщиной 100 нм. На конце полрой усеченной пирамиды имеется отверстие диаметром порядка ≈ 100 нм. Для создания ближнего поля около апертуры использовался источник излучения с плоским волновым фронтом, расположенный внутри апертурного зонда. Расчет пространственного распределения электрического и магнитного полей на расстоянии 10 нм от отверстия апертурного зонда показано на Рисунке 26 (в) и (г) соответственно. Поля $|\mathbf{E}|$ и $|\mathbf{H}|$, показанные в в плоскости xz , затухают с увеличением расстояния от отверстия. Распределение компонент электрического поля в плоскости

параллельной плоскости отверстия (плоскости xy) показывает, что наибольший вклад в $|\mathbf{E}|$ вносит продольная компонента E_x и нормальная компонента E_z . Распределение $|E_x|$ имеет одну пучность, которая расположена по центру отверстия. Распределение $|E_z|$ имеет две пучности, расположенные на левом и правом краю отверстия. Распределение компоненты E_y вносит незначительный вклад в общее распределение $|\mathbf{E}|$.

Наибольший вклад в общее распределение магнитного поля $|\mathbf{H}|$ вносят продольная компонента H_y и нормальная H_z . Распределение $|H_y|$ имеет три пучности. Более интенсивная расположена по центру отверстия, а две менее интенсивные — около верхнего и нижнего края отверстия. Распределение компоненты $|H_z|$ имеет две пучности, локализованные около верхней и нижней границы отверстия.

6.3. Принцип работы б-СБОМ

Принципиальная схема б-СБОМ показана на Рисунке 27 из работы [148]. В данной методике зонд представляет собой сужающуюся металлическую или диэлектрическую иглу. Сужающаяся часть имеет маленький радиус закругления: около 20 нм. В таком методе образец облучается из дальнего поля. Вокруг образца создаются локализованные электромагнитные поля. Безапертурный зонд, поднесенный к образцу, рассеивает поля около образца, которые детектируются в дальнем поле. Полный детектируемый сигнал содержит как излучение, рассеянное зондом около образца, так и излучение, которое рассеялось на образце вне области зонда. Первый вклад представляет собой полезный сигнал, а второй — является фоном. Сканируя зондом по поверхности и детектируя рассеянный сигнал, возможно визуализировать объект с разрешением меньше дифракционного предела. Для того чтобы выделить полезный

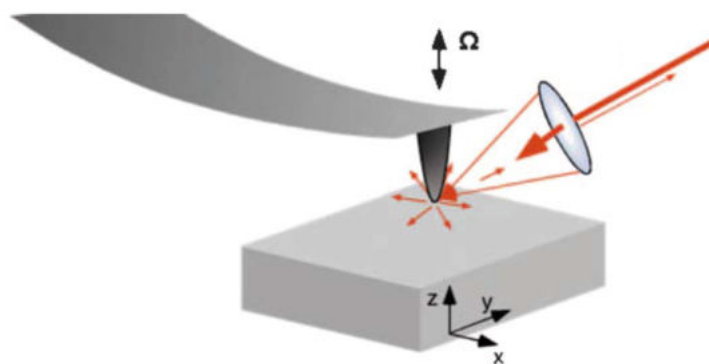


Рис. 27. Принципиальная схема детектирования ближнего поля с помощью безапертурной СБОМ [148].

сигнал из большого по величине фона применяют методики гомодинирования и гетеродинирования [149–151]. В обеих методиках безапертурный зонд совершает колебания на своей резонансной частоте Ω вдоль оси, перпендикулярной к образцу (*tapping mode*). Частота колебаний составляет от нескольких десятков до сотен кГц, а амплитуда колебаний зонда — около 10–20 нм. В случае гомодинирования часть излучения от источника смешивается с рассеянным зондом излучением. Выделение полезного сигнала осуществляется методикой синхронного детектирования на кратных частотах $m\Omega$ колебаний зонда. Одной из разновидностью метода гомодинирования является интерференционное гомодинирование [151], схема

которого показана на Рисунке 27(а) соответственно. В нем измерение сигнала происходит при двух положениях зеркала в референсном канале, отличающихся на $\lambda/8$, что позволяет измерить величины $s_n \cos \phi_n$ и $s_n \sin \phi_n$, где s_n — амплитуда и ϕ_n — фаза сигнала на частоте $n\Omega$. В случае гетеродинирования (Рисунке 27(б)) референсное излучение дополнительно модулируется с помощью акустооптического модулятора (АОМ) на частоте Δ , изменяющий частоту излучения на $\omega + n\Delta$. Частоты модуляции могут лежать в диапазоне от 10 МГц до 100 МГц. Измерение сигнала осуществляется на суммарной частоте $\Omega + n\Delta$, где $n = 1, 2, 3, \dots$. Распространенной разновидностью метода гетеродинирования является псевдогетеродинирование [151], использующейся в ближнепольных микроскопах фирмы NeaSpec. В нем происходит синусоидальная модуляция фазы референсного сигнала при помощи колеблющегося зеркала с частотой Δ . Регистрация сигнала осуществляется на суммарной частоте $\Omega + n\Delta$, где $n = 1, 2, 3, \dots$. Основным достоинством методики б-СБОМ является измерение не только распределения амплитуды полей, но и его фазы. Меньшие размеры АСМ зонда по сравнению с апертурным зондом позволяют получить более высокое пространственное разрешение.

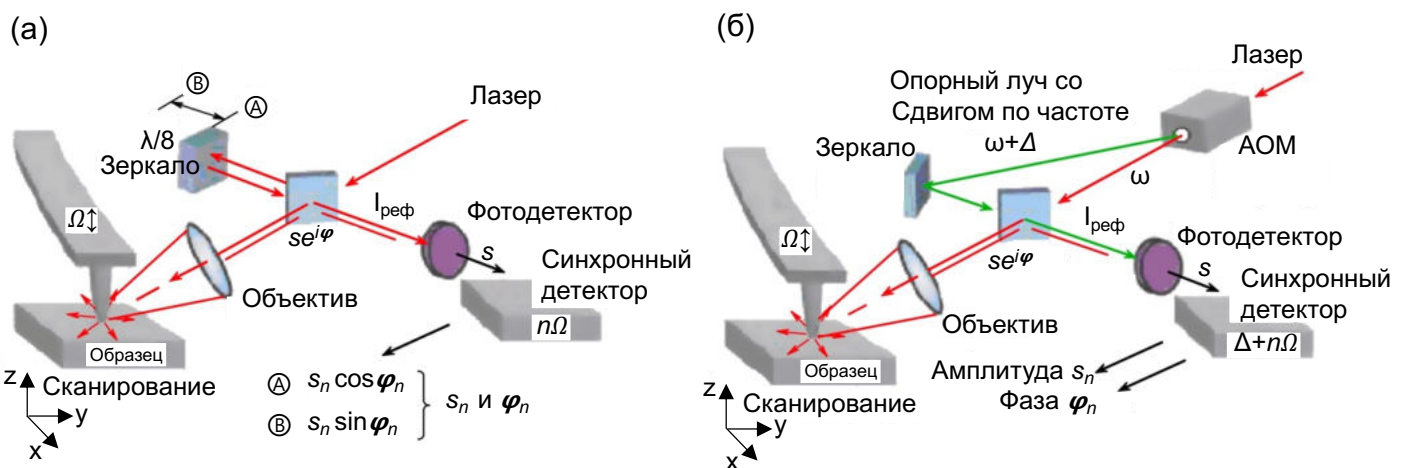


Рис. 27. Схема гомодинирования (а) и гетеродинирования (б) для детектирования амплитуды и фазы в б-СБОМ. Рисунки взяты из работ [149, 150].

6.4. СБОМ плазмонных нанополостей

СБОМ нашла применение в изучении ближнепольного пространственного распределения электромагнитных полей около плазмонных и полностью диэлектрических нанополостей, вызванных возбуждением оптических мод. Для пространственного разрешения оптических мод использовались методики а- и б-СБОМ. Исторически первые работы по СБОМ были выполнены для плазмонных (металлических) нанополостей, которые поддерживают ЛПП. Активно изучались и изучаются различные формы плазмонных нанополостей, а также методы интерпретации контраста, полученных СБОМ изображений.

В работе [152] впервые была продемонстрирована возможность использования апертурной СБОМ в режиме на пропускание для пространственного разрешения плазмонных мод

Фабри-Перо в Au наностержнях. Было показано, что СБОМ изображения наностержней представляют собой набор периодически расположенных максимумов и минимумов интенсивности прошедшего света. Показано, что области максимумов СБОМ изображений показывают локальную плотность состояний плазмонных мод, представляющей собой модуль квадрата электрического поля, создаваемого всеми плазмонными модами на данной длине волны. С помощью полученных СБОМ изображений был определен закон дисперсии плазмонных Фабри-Перо мод. В работе [153] продемонстрирована эквивалентность СБОМ изображений Au наностержней, измеренных в режиме на пропускание и на сбор излучения. Кроме того, показано, что СБОМ изображения в режиме на сбор излучения, при котором наноплазменная антенна облучается из дальнего поля, имеет как нечетное, так и четное число минимумов. Это свидетельствует о пространственном разрешении мод Фабри-Перо четного порядка, которые в общем случае запрещены для возбуждения электромагнитной волной при нормальном падении. Эквивалентность режима на сбор и на облучение объясняется индуцированным ближним полем около зонда при облучении наностержня из дальнего поля. Однако в указанных работах не были объяснены особенности контраста СБОМ изображений.

Особенности контраста а-СБОМ изображений, полученных в режиме на пропускание, на примере плазмонных наностержней при возбуждении ЛПП моды типа Фабри-Перо были объяснены в работе [21]. Рисунок 28(а) показывает схематический вид апертурной СБОМ и Рисунок 28(б) — полученные СБОМ изображения Au наностержня на различных длинах волн. СБОМ изображения представляют собой набор максимумов и минимумов интенсивности прошедшего света. С помощью метода конечных разностей во временной области была построена модель апертурного зонда, которая использовалась для анализа локального возбуждения плазмонных мод Фабри-Перо. В первую очередь, было рассчитано распределение компонент ближнего поля при облучении апертурного зонда (фирма WiTec) линейно-поляризованным излучением. Распределение всех компонент было показано выше на Рисунке 26 (в) и (г). Распределение $|\mathbf{E}|$ и продольной доминантной компоненты магнитного поля $|H_y|$ показано на Рисунке 28(в). На 3-ем ряду графиков на Рисунке 28(б) изображены расчетные результаты пропускания излучения при сканировании вдоль оси стержня. Расчет распределения поля в положениях минимумов на сечении СБОМ изображения показывает, что они совпадают с положениями пучностей продольной компоненты магнитного поля $|H_y|$ ЛПП типа Фабри-Перо третьего порядка. Показано, что возбуждение моды Фабри-Перо происходит за счет пространственного перекрытия продольной (латеральной) компоненты магнитного поля ближнего поля апертурного зонда и плазмонной моды Фабри-Перо. Появление минимумов связано с увеличением поглощения ближнего поля около апертурного зонда при возбуждении ЛПП типа Фабри-Перо.

В работе [28] с помощью апертурной СБОМ в режиме на пропускание продемонстрировано изображение латеральной компоненты магнитного поля плазмонных мод наноплазменной антенны сложной формы. В работе рассмотрены наноплазменные антенны в форме диска, кольца, и буквы G. Аналогично случаю плазмонного наностержня, возбуждение плазмонных мод высокого порядка приводило к минимумам интенсивности на СБОМ изображениях, которые в свою очередь

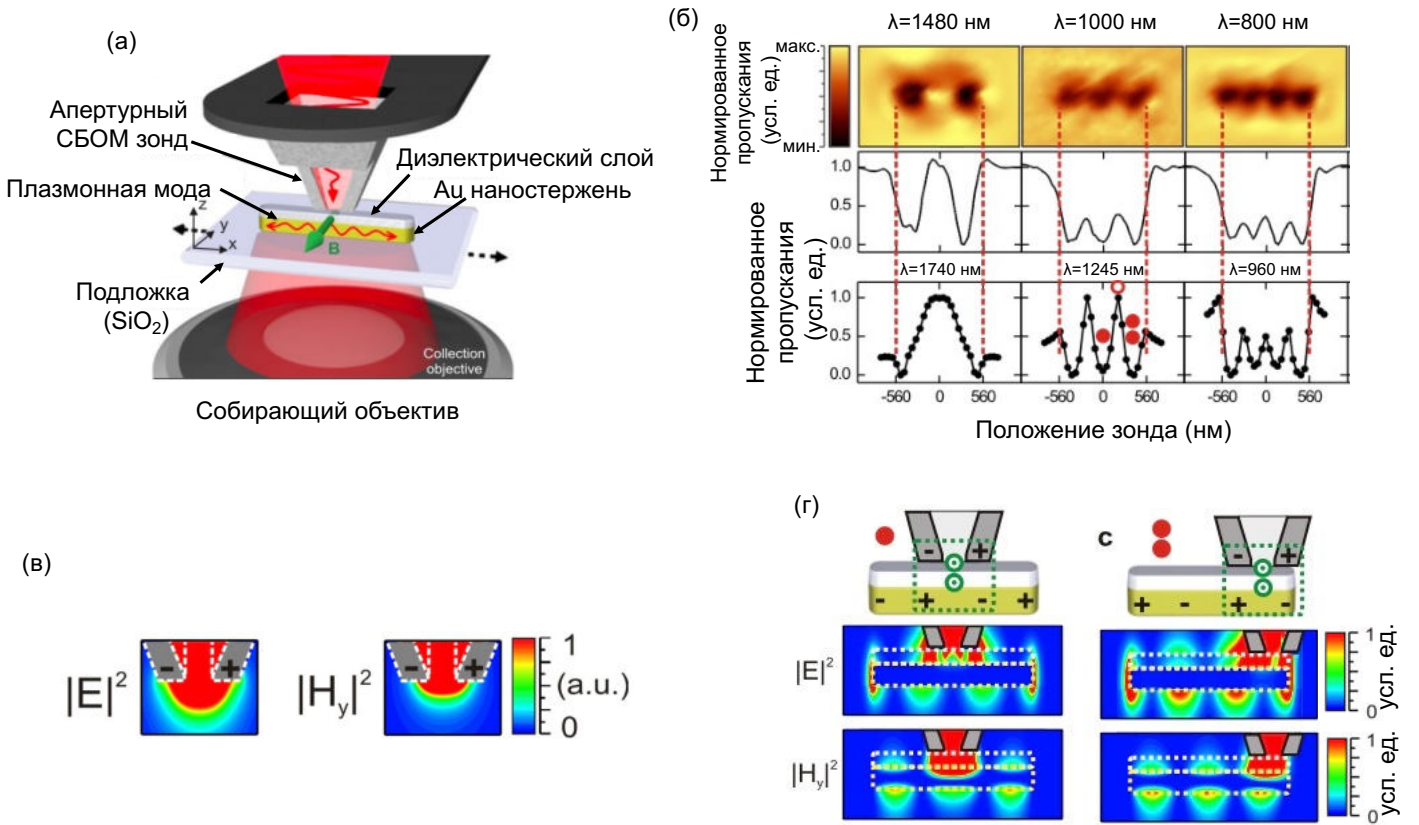


Рис. 28. (а) Схема а-СБОМ в режиме на пропускание для пространственного разрешения плазмонных мод Фабри-Перо в Au наностержне. (б) 1-й ряд — экспериментальные СБОМ изображения мод Фабри-Перо в Au наностержнях в зависимости от длины волны. 2-й и 3-й ряды — сечения экспериментальных и численно рассчитанных СБОМ изображений соответственно. (в) Численный расчет распределения полей $|E|$ и $|H_y|$ около апертурного зонда при его облучении линейно-поляризованной плоской электромагнитной волной на длине волны $\lambda = 1$ мкм. (г) Рассчитанные распределения $|E|$ и $|H_y|$ в положениях зонда соответствующих минимумам на расчетном сечении СБОМ изображения в (б) и отмеченных одной и двумя круглыми красными точками соответственно. Рисунки взяты из работы [28].

совпадали с положениями пучностей продольной компоненты магнитного поля.

Использование апертурного СБОМ зонда в качестве детектора продольной компоненты магнитного поля на субволновом масштабе было показано в работе [154]. СБОМ изображения при сканировании апертурным волоконным зондом полей азимутального и радиального световых пучков совпадают с компонентной магнитного поля, лежащей в плоскости апертуры (продольной компоненты). Аналогичное совпадения было показано для стоячих поверхностных плазмонов, образующихся в результате интерференции навстречу бегущих ППП. Однако в работе [155] было проведено обобщение обсуждения совпадения а-СБОМ изображений, полученных в режиме на сбор, с отдельными компонентами электромагнитного поля. На примере ТЕ волноводной моды в фотонно-кристаллическом волноводе показано, что зонд собирает как магнитную, так и электрическую компоненту поля. Собранный апертурным волоконным зондом сигнал L_x при ориентации поляризатора на выходе волокна вдоль оси x пропорционален как продольной электрической (E_x), так и продольной магнитной (H_y) компоненты поля: $L_x = \alpha_x E_x + \beta_x H_y$. При ориентации поляризатора на выходе волокна вдоль оси

y собранный сигнал L_y пропорционален продольной компоненте E_y и H_x : $L_y = \alpha_y E_y + \beta_y H_x$. Коэффициенты пропорциональности $\alpha_{x,y}$ и $\beta_{x,y}$ зависят от диаметра апертуры волоконного зонда и материала изготовления. Полученные данные величин $|\beta_x/\alpha_x| = 0.5$ и $|\beta_y/\alpha_y| = 0.9$ показывают примерно одинаковую чувствительность апертурного СБОМ зонда к детектированию продольных электрических и магнитных компонент поля.

В работах с помощью методики а-СБОМ в режиме на пропускание были получены ближнеполюсные изображения плазмонных мод высокого порядка в плазмонных (Au) наноантеннах в форме треугольника [18, 156] и шестиугольника [157]. Было показано, что минимумы на СБОМ изображениях представляют собой суперпозицию спектрально и пространственно перекрываемых плазмонных мод высокого порядка различной симметрии. Минимумы на СБОМ изображениях совпадали с пучностями собственных мод, получающихся в результате решения уравнения Шредингера в треугольной и шестиугольной области соответственно.

6.5. Сканирующая ближнепольная оптическая спектроскопия

С помощью а-СБОМ в режиме на пропускание возможно не только пространственное разрешение полей оптических мод, но и определение фазы и амплитуды изучаемой оптической моды. В литературе этот метод получил название ближнепольной оптической спектроскопии [158–161]. В качестве источника света используется источник с широким спектром. Таким может быть либо мощная галогеновая лампа, либо излучение суперконтинуума.

Ближнеполюсная оптическая спектроскопия фазы плазмонного резонанса была проведена в золотых наночастицах диаметром 50 нм [158]. В работе использовалась апертурная СБОМ для измерения ближнеполюсного спектра экстинкции $Q(\omega) = -\ln |I(\omega)/I_0(\omega)|$, где $I(\omega)$ и $I_0(\omega)$ — интенсивность света, прошедшего через наночастицу и через подложку соответственно. Схематический вид измерений представлен на Рисунке 29(а). Заведение излучения в волоконный апертурный зонд создает около отверстия ближнее поле в виде экспоненциально затухающих (эванесцентных), не распространяющихся мод. Кроме того, существует дальнее поле в виде распространяющихся мод $E^A(t) = E_0^A e^{i\omega t}$, амплитуда которых значительно меньше амплитуды полей в ближней зоне. Поднесение частицы в непосредственной близости к ближнему полю зонда (≈ 10 нм) позволяет возбудить ЛПП за счет эванесцентных полей. Возбужденный ЛПП создает вторичные распространяющиеся моды $E^P(t) = E_0^P e^{i(\omega t + \phi)}$, где ϕ — смещение по фазе поля индуцированного ЛПП относительно излучения от апертурного зонда. В данном случае плазмонная наночастица выступает в роли антенны, которая эффективно преобразует локализованное около зонда ближнее поле в дальнее поле. В дальнем поле происходит интерференция поля, распространяющегося от зонда, с полем возбужденного ЛПП. Результат интерференции регистрируется детектором $I_p \propto |E_0^A + \beta E_0^P e^{i\phi}|$. Подробная схема эксперимента показана на Рисунке 29(б). В качестве источника света используется излучение суперконтинуума, генерируемого в сапфировой пластине фемтосекундными импульсами титан-сапфирового лазера. Авторы отмечают, что высокая пространственная когерентность излучения суперконтинуума повышает эффективность заведения в волоконный зонд до 40%.

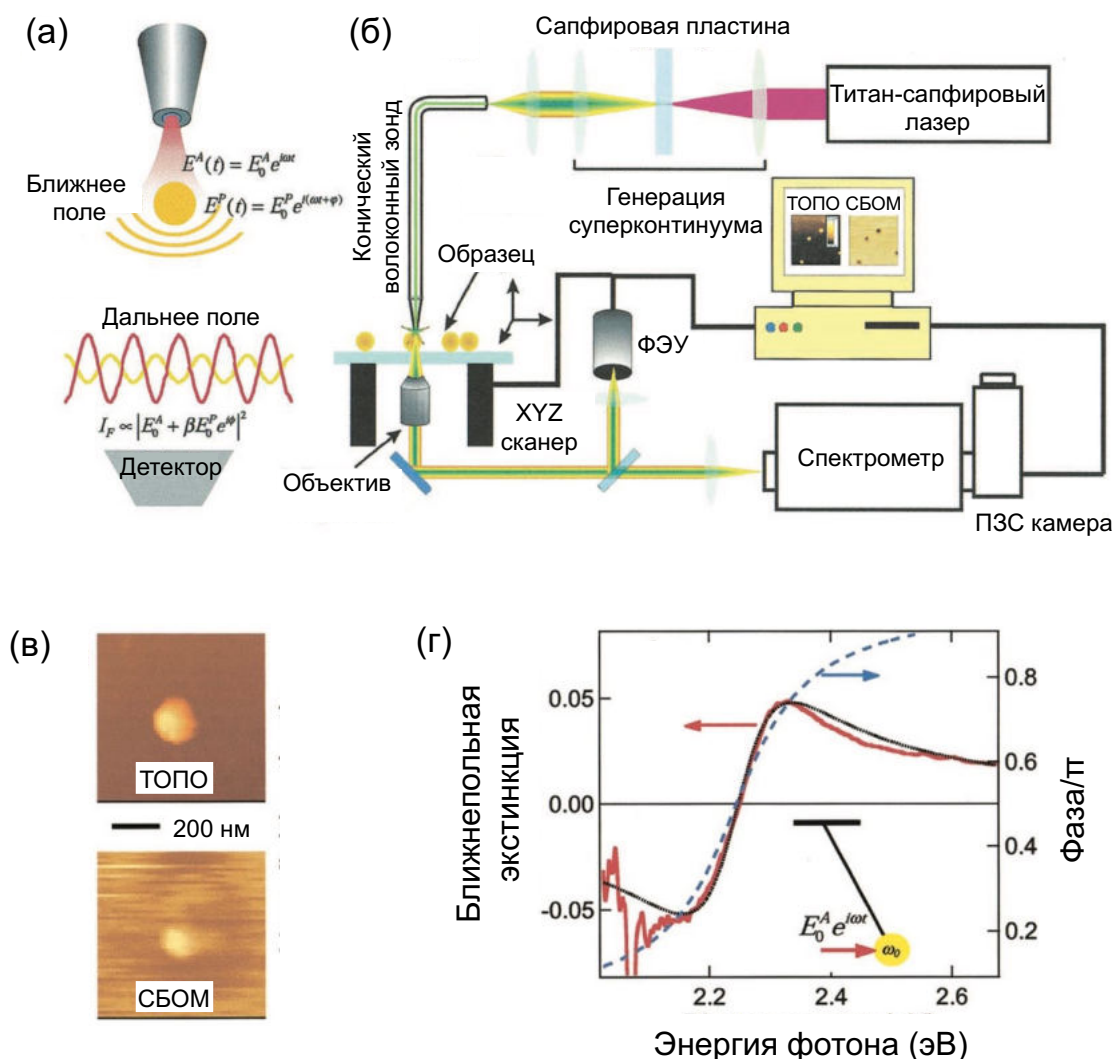


Рис. 29. (а) Схематический вид методики а-СБОМ в режиме на пропускание для ближнепольной интерференционной спектроскопии плазмонных наночастиц. Детектируемый сигнал в дальнем поле есть результат интерференции поля зонда $E^A(t)$ и смещенного по фазе ϕ поля плазмонной частицы $E^P(t)$. (б) Экспериментальная схема ближнепольной интерференционной спектроскопии. (в) Топографическое и ближнепольное изображение золотой наночастицы диаметром 50 нм. (г) Красная кривая – экспериментальный спектр ближнепольной экстинкции. Кривая из черных точек и синяя штриховая кривая – расчеты ближнепольной экстинкции и фазы плазмонного резонанса соответственно. Рисунки взяты из работы [158].

что больше эффективности при использовании некогерентных источников излучения.

Рисунок 29(в) показывает топографическую карту и СБОМ изображение. На Рисунке 29(г) показан экспериментальный спектр ближнепольной экстинкции $Q(\omega)$ плазмонной наночастицы. Асимметричная форма спектра вызвана интерференцией излучения апертурного зонда и плазмонной наночастицы. Область спектра с $Q(\omega) < 0$ ($Q(\omega) > 0$) описывает деструктивную (конструктивную) интерференцию. Используя модель гармонического осциллятора под действием вынуждающей периодической силы с частотой ω , кривая спектра экстинкции может быть аппроксимирована, что показано кривой из черных точек на Рисунке 29(г). Аппроксимация спектра ближнепольной экстинкции позволяет определить спектр фазы плазмонной моды, что показано синей штриховой кривой.

В работе [159] впервые показано, что контраст а-СБОМ изображений плазмонных наноча-

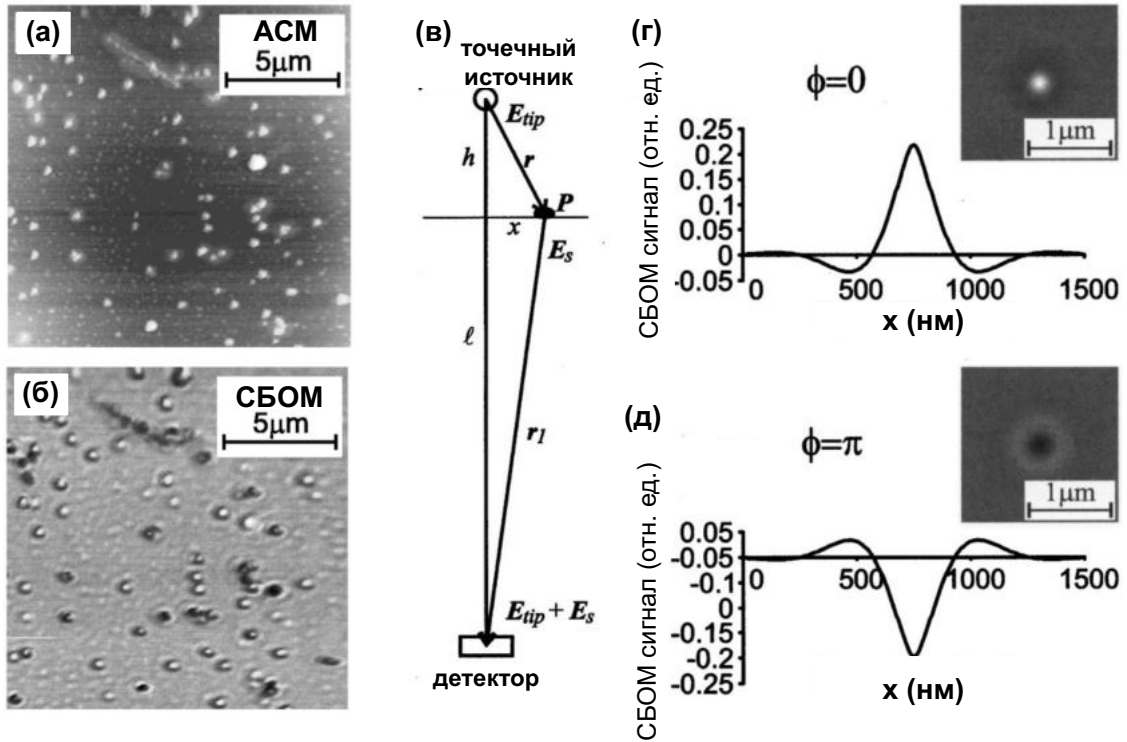


Рис. 30. (а) АСМ изображения серебряных наночастиц. (б) СБОМ изображения серебряных наночастиц при $\lambda = 633$ нм. (в) Схематический вид модели, описывающей формирование контраста СБОМ изображений плазмонных наночастиц. СБОМ сигнал есть интерференция в дальнем поле излучения от апертурного зонда E_{tip} и излучения плазмонной наночастицы E_s (г,д) Результаты расчетов СБОМ изображений с использованием дипольной модели при сдвиге фазы плазмонного резонанса $\phi = 0$ (г) и при сдвиге фазы $\phi = \pi$ (д). Рисунки взяты из работы [159].

стиц в режиме на пропускание зависит от сдвига фазы ϕ возбужденного ЛПП относительно возбуждающего поля. Экспериментальные образцы представляли собой неупорядоченный ансамбль наночастиц из серебра с формой близкой к сферической или эллипсоидальной, с различными продольными и поперечными размерами. АСМ и СБОМ изображение на $\lambda = 633$ нм наночастиц изображены на Рисунке 30(а) и (б) соответственно. Сигнал СБОМ изображений определялся как $\tilde{I} = (I - I_0)/I_0$, где I и I_0 — интенсивность прошедшего света через наночастицы и через зонд в отсутствии наночастиц. СБОМ изображения различных наночастиц на Рисунке 30(б) имеют форму симметричных кольцевых структур либо с ярким пятном ($\tilde{I} > 0$), либо с темным пятном ($\tilde{I} < 0$) в центре. Качественно различный контраст СБОМ изображений объясняется следующим образом. Свет, излучаемый волоконным зондом, состоит из распространяющихся в дальнее поле волн и экспоненциально затухающего ближнего поля. Последнее вызывает дипольные возбуждения в частицах. Электрическое поле апертурного зонда аппроксимируется точечным источником $E_{tip} \sim e^{i(kr - \omega t)} \left[\frac{A}{kr} + B e^{(-r/\eta)} \right]$. Константы A и B определяют амплитуды вкладов дальнего и ближнего поля соответственно, r — расстояние от источника света, k — волновое число, ω — частота света, η — длина затухания поля. В работе используется оценка $B/A = 100$. Поле около зонда индуцирует дипольный момент в наночастице $P = \alpha E_{tip}(r)$, где $\alpha = |\alpha| e^{i\phi}$. Излучение осциллирующего диполя определяется по формуле $E_s(r_1) \approx Z_0 k^2 / (4\pi i k r_1) \frac{dP}{dt} e^{-ikr_1}$, где r_1 — расстояние до детектора. В дальнем поле

излучение дипольной частицы и зонда интерферируют. Регистрируемая интенсивность определяется как $I \sim \int_0^{2\pi/\omega} \text{Re}[E_{tip}(l) + E_s(r_1)]^2 dt$, где l – расстояние от зонда до детектора. Фаза ϕ поляризуемости частицы определяет контраст ее СБОМ изображения. Результаты расчетов СБОМ изображений для фазы $\phi = 0$ и $\phi = \pi$ показаны на Рисунке 30(г) и (д) соответственно. При фазе $\phi = 0$ наблюдается максимум интенсивности в центре наночастиц, поскольку происходит конструктивная интерференция излучения зонда и плазмонной моды. При $\phi = \pi$ в центре частицы наблюдается минимум интенсивности из-за деструктивной интерференции. В работе [162] была получена аналогичная спектральная зависимость контраста СБОМ изображения сферических наночастиц из золота диаметром 100 нм, поддерживающих дипольный ЛПП.

Интерференция излучения апертурного зонда и возбужденной им плазмонной моды в наноантенне используется для увеличения пропускания света через зонд. В работе [163] измерялись спектры пропускания света через зонд при наличии плазмонной наноантенны в форме диска различного диаметра (50-200 нм). Показано, что в зависимости от длины волны падающего света пропускание света через апертурный зонд (I) может быть как увеличено, так и уменьшено по сравнению с подложкой (I_0).

Сканирующая ближнепольная оптическая спектроскопия используется для определения центральной частоты, фазы и спектральной ширины мод в более сложных по форме плазмонных наночастицах. В работе [160] проведена ближнепольная оптическая спектроскопия одиночного димера сферических золотых наночастиц, которые различаются по радиусу на 5 нм. Экспериментально показано различие ближнепольных спектров экстинкции при размещении зонда над каждой частицей, что вызвано их различными размерами. В работе [161] была проведена сканирующая ближнепольная оптическая спектроскопия в единичных наноантеннах с формой треугольника, расположенных на подложке ИТО. В работе учтена модификация ближнепольных спектров пропускания в условиях возбуждения ЛПП, вызванной спектральной зависимостью диэлектрической проницаемости золота в области d переходов. Показана возможность детектирования ЛПП высокого порядка с разным пространственным распределением поля и находящихся спектрально близко друг к другу. Рисунок 31(б) показывает спектры ближнепольной экстинкции в различных положениях зонда на поверхности Au наночастицы в форме усеченного треугольника. При пространственном положении 1 в центре треугольника (отмечено на Рисунке 31(а)) наблюдается резонанс в спектре экстинкции, нуль которого проходит через $\hbar\omega = 1.67$ эВ. При положении зонда на краю треугольника (положение отмечено цифрой 2 на Рисунке 31(а)) спектр экстинкции определяется пиком при $\hbar\omega = 2.06$ эВ. Различие спектров ближнепольной экстинкции при положениях зонда 1 и 2 объясняется различным типом возбуждаемых мод и различной эффективностью возбуждения данных мод. Существование данных плазмонных мод подтверждается расчетом спектров сечения экстинкции данной наночастицы (Рисунок 31(в)).

Режим сканирующей ближнепольной оптической спектроскопии реализован с помощью б-СБОМ. В этом случае используется металлический зонд, который освещается из дальнего поля электромагнитной волной. На конце зонда индуцируется ближнепольное распределение,

которое возбуждает моды. В литературе такой метод получил название *scattering SNOM*. В работе [164] изучались Au наностержни с помощью б-СБОМ. Наблюдаемые спектры рассеяния имели асимметричную форму резонанса Фано, которая возникает из-за интерференции локально возбуждаемой дипольной моды и излучения, которое рассеивается зондом в дальнее поле. В работе [165] получено пространственное разрешение плазмонных мод в графеновых нанорезонаторах с формой диска, прямоугольника и квадрата с помощью б-СБОМ. Падающая волна с длиной волны $\lambda = 11$ мкм индуцирует ближнее поле около безапертурного зонда, которое можно представить в виде вертикального электрического диполя. При фиксированной длине волны получающиеся СБОМ изображения представляют собой суперпозицию спектрально перекрывающихся мод в таких резонаторах. Показано, что фаза возбужденной моды определяется контраст СБОМ изображения, являющегося результатом интерференции в дальнем поле излучения плазмонной моды и нерезонансного излучения, распространяющегося от зонда.

6.6. СБОМ полностью диэлектрических наноантенн

В работе [23] впервые с помощью б-СБОМ проведено пространственное разрешение ЭК моды α -Si нанодиске с высотой 140 нм и диаметром 450 нм. На Рисунке 32(а) показана принципиальная схема измерения ближнепольного распределения, основанная на детектировании рассеянного сигнала АСМ зондом. Для возбуждения ЭК наноантенна освещалась излучением лазера с $\lambda = 633$ нм и поляризацией вдоль оси x под углом 60° . Для получения рассеянного сигнала используется АСМ зонд из Si, покрытый PtIr. Рассеянный сигнал измерялся при помощи псевдогетеродинного метода, для чего он смешивался с референсным лазерным сигналом. Изменение поляризации референтного сигнала позволяет проводить измерения амплитуды и фазы либо нормальной E_z , либо продольной E_x компоненты электрического поля. Было получено распределение компонент $|E_x|$ (Рисунок 32(б)) и $|E_z|$ (Рисунок 32(в)). СБОМ изображения имеют четыре пучности как в E_x , так и в E_z картах, которые характерны для

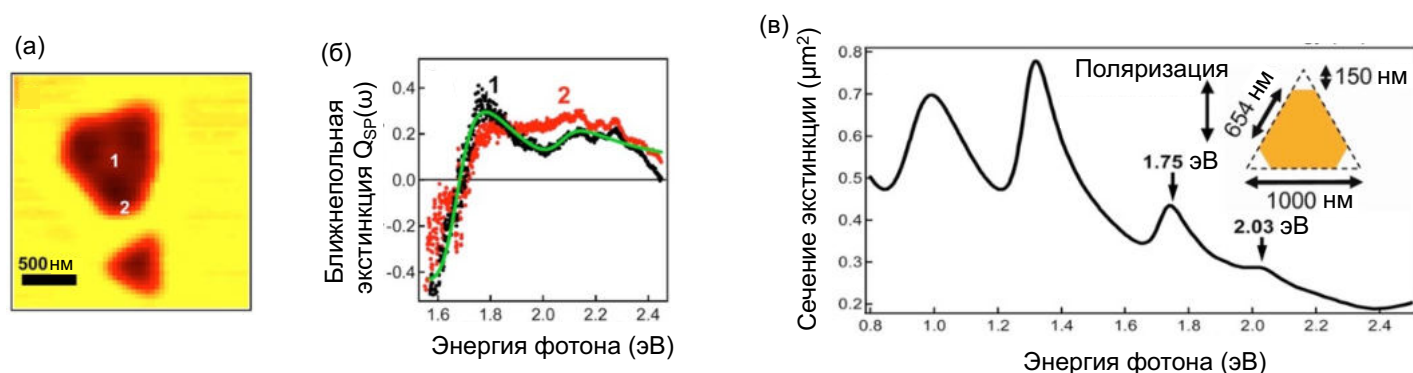


Рис. 31. (а) СБОМ изображение усеченного Au нанотреугольника, полученное с помощью а-СБОМ в режиме на пропускание. (б) Спектры ближнепольной экстинкции усеченного Au нанотреугольника в положения зонда 1 и 2, отмеченных на картинке (а). (в) Численный расчет спектров сечения экстинкции усеченного Au нанотреугольника. Рисунки взяты из работы [161].

ЭК моды. Штриховая линия показывает плоскость симметрии диска и падающей электромагнитной волны. Также в работе были получены распределения фазы для компонент $\phi(E_x)$ и $\phi(E_z)$. Мультипольный анализ спектра экстинкции нанодиска показывает, что на длине волны излучения лазера возбуждается доминантная ЭК моды, а также ЭД, МД и МК мод. Расчет компоненты $|E_x|$ и $|E_z|$ на высоте 1 нм от верхней поверхности диска при угле падения 60° показан на Рисунке 32(г) и (д) соответственно. Наблюдается расхождение распределения рассчитанной продольной компоненты E_x и полученного экспериментально СБОМ изображения при смешивании с референсным излучением с такой же поляризацией. СБОМ изображение и расчет нормальной компоненты поля сходятся лучше.

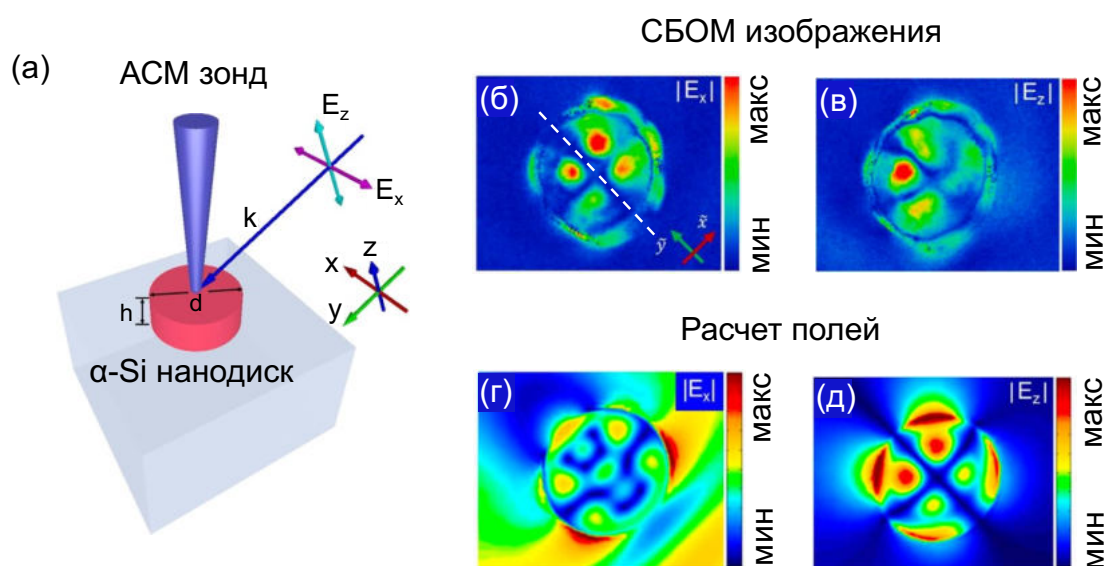


Рис. 32. (а) Схема б-СБОМ для измерения ближнего поля ЭК моды α -Si нанодиска. Высота $h = 140$ нм, диаметр $d = 450$ нм. (б,с) Экспериментальные СБОМ изображения продольной $|E_x|$ и нормальной $|E_z|$ компоненты поля ЭК моды нанодиска соответственно. (г,д) Расчет пространственного распределения $|E_x|$ и $|E_z|$ на высоте 1 нм от верхней поверхности диска соответственно. Штриховой линией показано плоскость симметрии диска и падающей электромагнитной волны. Рисунки взяты из работы [23].

В работе [26] впервые было получено пространственное распределение анапольного состояния в Si-нанодиске. Оно является результатом деструктивной интерференции равных по амплитуде электрического дипольного и тороидального моментов, приводящей к минимуму в спектре рассеяния. В работе использовалась а-СБОМ в режиме на сбор излучения. Схема эксперимента представлена на Рисунке 33(а). Падающее излучение от источника суперконтинуума фокусировалось на Si нанодиск под нормалью, имеющий минимум спектра рассеяния на $\lambda = 640$ нм, связанный с возбуждением анапольного состояния. Рисунок 33(б) показывает спектральную зависимость ближнепольных изображений. При приближении к $\lambda = 640$ нм структура ближнего поля меняется: два максимума, локализованных по бокам нанодиска ($\lambda = 610 - 630$ нм), преобразуются в один максимум при $\lambda = 640$ нм. Интенсивность максимума увеличивается с длиной волны. Численные расчеты тангенциальных (продольных) компонент поля без учета влияния зонда ближнепольного микроскопа показаны на Рисунке 33(в)

и (г). Авторы отмечают, что максимум в центре на ближнепольных изображениях соответ-

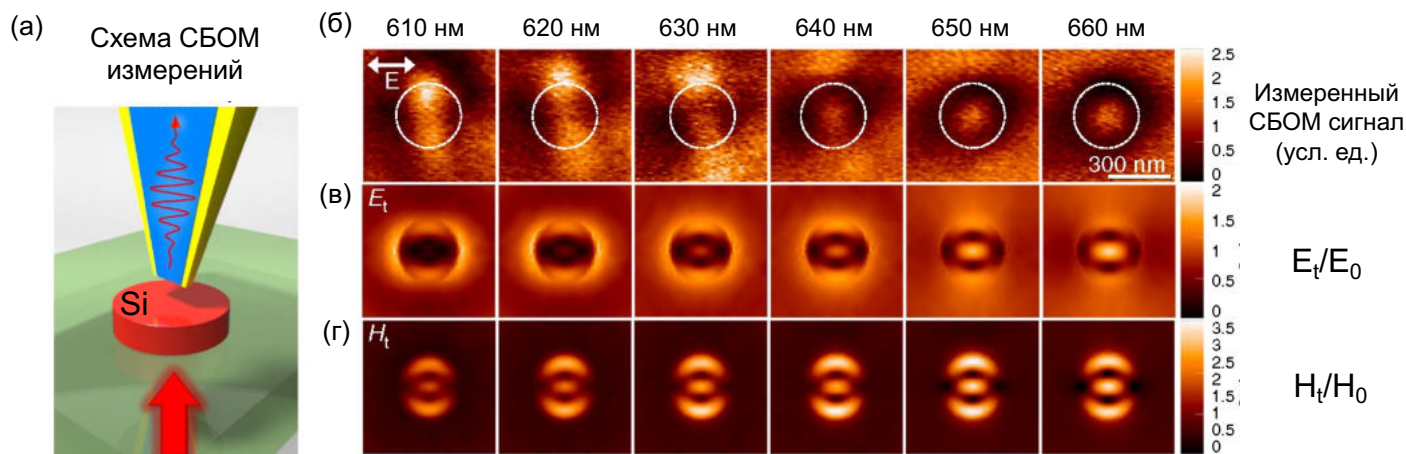


Рис. 33. (а) Схема измерения ближнего поля в Si нанодиске. Диаметр диска $d = 310$ нм, высота диска $h = 160$ нм. (б) Верхний ряд: экспериментальные СБОМ изображения Si наноцилиндра, измеренные в области минимума спектра рассеяния. (в,г) Численные расчет поперечного электрического $|E_t|$ и магнитного $|H_t|$ полей (компоненты в плоскости наноцилиндра) соответственно на высоте 10 нм от верхней поверхности наноцилиндра. Рисунки взяты из работы [26].

ствуется максимуму электрической компоненты поля. Расходимость с численными расчетами связывается с тем, что собранный ближнепольным зондом сигнал, не пропорционален полю отдельной компоненте магнитного или электрического поля, а есть результат суперпозиции электрического и магнитного полей. Такое поведение также подтверждается работой [155]. Таким образом, детектируемый ближнепольный сигнал отражает локализацию как электрического, так и магнитного полей анапольного состояния.

В работе [24] было получено ближнепольное распределение анапольных состояний высокого порядка в Si нанодисках. Анапольные состояния представляли собой суперпозицию электрических и тороидальных дипольных моментов высокого порядка. Для измерения использовалась методика б-СБОМ с использованием псевдогетеродинного детектирования. Возбуждение анапольных состояний производилось из дальнего поля. Установлено, что СБОМ изображения отображают распределение нормальной компоненты электрического поля и фазы анапольных состояний. На СБОМ изображениях, полученных при фиксированной длине волны, в зависимости от диаметра Si нанодиска наблюдается уменьшение амплитуды нормальной компоненты электрического поля при возбуждении анапольных состояний, что согласуется с результатами численного моделирования.

В работе [25] с помощью а-СБОМ в режиме на сбор была измерена локализация магнитного и электрического полей, возникающая в зазоре димера из α -Si нанодисков. Схема эксперимента приведена на Рисунке 34(а). При падении света на α -Si димер с поляризацией вдоль его оси (x -поляризация) усиление магнитного поля в зазоре происходит за счет возбуждения ЭД мод. При поляризации перпендикулярной оси димера (y -поляризация) — за счет возбуждения МД мод, ориентированных вдоль оси димера. Рисунки 34(б) и (г) показывают экспериментальные и расчетные СБОМ изображения при поляризации падающего

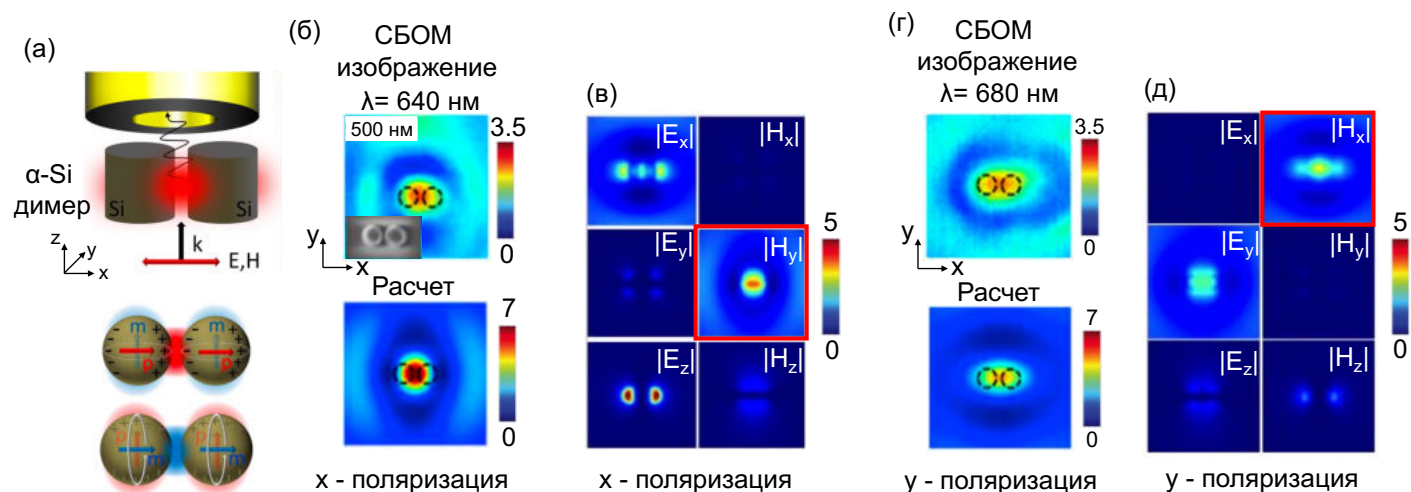


Рис. 34. (а) Схема измерения распределения ближнего поля в зазоре α -Si димера методикой а-СБОМ в режиме на сбор. Ниже показана структура усиления поля в димере за счет возбуждения ЭД (p) и МД (m) мод. (б,г) Экспериментальные (верхнее изображение) и рассчитанные (нижнее изображение) СБОМ изображения Si димера при облучении светом с поляризацией вдоль и перпендикулярно оси димера соответственно. (в,д) Численный расчет методом конечных разностей во временной области распределений компонент электрического и магнитного полей на расстоянии 30 нм от верхней плоскости димера при поляризации вдоль и перпендикулярно стержню соответственно. Рисунки адаптированы из работы [25].

света вдоль и перпендикулярной оси димера соответственно. Длины волны СБОМ изображений соответствует максимальному СБОМ сигналу. На экспериментальных и расчетных СБОМ изображениях максимум сигнала наблюдается в зазоре димера. Расчет СБОМ изображений проведен на основании теоремы взаимности [155], по которой детектируемый сигнал пропорционален свертке полей около димера в отсутствии зонда и полей зонда в отсутствии наноантенн. В свертке участвуют как электрические, так и магнитные поля. Полученные СБОМ изображения были сравнены с расчетами всех компонент поля при облучении димера плоской электромагнитной волной с поляризацией вдоль (Рисунок 34(в)) и перпендикулярно (Рисунок 34(д)) его оси. СБОМ изображения больше совпадают с распределением поперечной компоненты магнитного поля: при поляризации вдоль оси x — с распределением $|H_y|$, а при поляризации вдоль оси y — с распределением $|H_x|$. Однако видно, что поперечная компонента электрического поля $|E_x|$ и $|E_y|$ при поляризации x и y соответственно, также имеет совпадения в области зазора с сигналом на экспериментальном и расчетном СБОМ изображении.

6.7. Католюминесцентная спектроскопия и спектроскопия характеристических потерь энергии электронами

Методы католюминесцентной спектроскопии и спектроскопия характеристических потерь энергии электронами (СХПЭЭ) нашли применения в визуализации полей оптических мод с разрешением меньше дифракционного предела. В их основе лежит использование сфокусированного электронного пучка сканирующего электронного микроскопа для возбуждения оптических мод. Электронный пучок при взаимодействии с наноантенной индуцирует колеба-

ние поляризации, которые, в свою очередь, вызывают возбуждение оптических мод в наноантенне. Схематически процесс возбуждения показан на Рисунке 35(а). Излучение оптической моды собирается с помощью параболического зеркала и регистрируется детектором или камерой. При использовании оптических фильтров и спектрометра выполняется спектроскопия катодоллюминесцентного излучения. При использовании в качестве детектора ПЗС матрицы, возможно определение углового распределения излучения оптической моды. Сканирование электронным пучком происходит по всей поверхности наноантенны с одновременным детектированием интенсивности катодоллюминесцентного излучения. Малая пространственная локализация электронного пучка (несколько нанометров) и сканирование с шагом в несколько нанометров позволяют преодолеть дифракционный предел разрешения. При использовании СХПЭЭ для визуализации оптических мод их возбуждение также осуществляется электронным пучком, однако в этом случае регистрируется не оптическое излучение, а энергия рассеянных электронов.

С помощью данных методов проводилось изучение плазмонных и диэлектрических наноантенн с различной формой и геометрией. В работе [166] показано возбуждение и визуализация ТМ оптических мод в Si наноцилиндре. Взаимодействие с электронным пучком возбуждает оптические моды в наноцилиндре. Регистрирование оптического излучения в дальнем поле позволяет определить длины волн возбуждения оптических мод. Пики на спектрах рассеянного излучения, суммированных при каждом положении пучка на наноцилиндре (Рисунке 35(б) и (в)) показывают длины волн возбуждения оптических мод. На Рисунке 35(г) показаны катодоллюминесцентные карты Si наноцилиндра на длинах волн возбуждения оптических мод. Они представляют собой набор максимумов и минимумов, связанных с возбуждением мод. Возбуждаемые оптические моды являлись модами высокого порядка радиального и азимутального типа, обозначаемые индексами $[m, q]$ ($m = 0-4$, $q = 1-4$, m — азимутальное число, q — радиальное число, обозначающее моду в наноцилиндре). Падающий электронный пучок преимущественно связывается с нормальной компонентой электрического поля и продольной компонентой магнитного поля. Поэтому электронный пучок может возбуждать ТМ моды в наноцилиндре, поскольку они обладают схожей ориентацией полей с падающим электронным пучком. На втором ряду Рисунка 35(г) показан расчет методом конечных разностей во временной области катодоллюминесцентных карт с использованием точечного электрического диполя в качестве источника, который хорошо аппроксимирует поле электронного пучка. Наблюдается хорошее согласие с экспериментом. Из-за пространственного и спектрального перекрытия оптических мод каждая катодоллюминесцентная карта представляет собой отклик нескольких возбуждаемых ТМ оптических мод. Одновременно могут возбуждаться моды как радиального, так и азимутального типа. Цифры в квадратных скобках на (г) обозначают индексы m и q оптических мод, которые возбуждаются на катодоллюминесцентной карте. На Рисунке 35(д) показан результат аналитического расчета распределения нормальной компоненты к поверхности наноцилиндра $|E_z(r, \phi)|^2$ ТМ $_{mq}$ мод.

В недавней работе 2021 года [167] с помощью методики СХПЭЭ также были получены ближнепольные изображения оптических мод в α -Si наноантеннах в форме призм с круг-

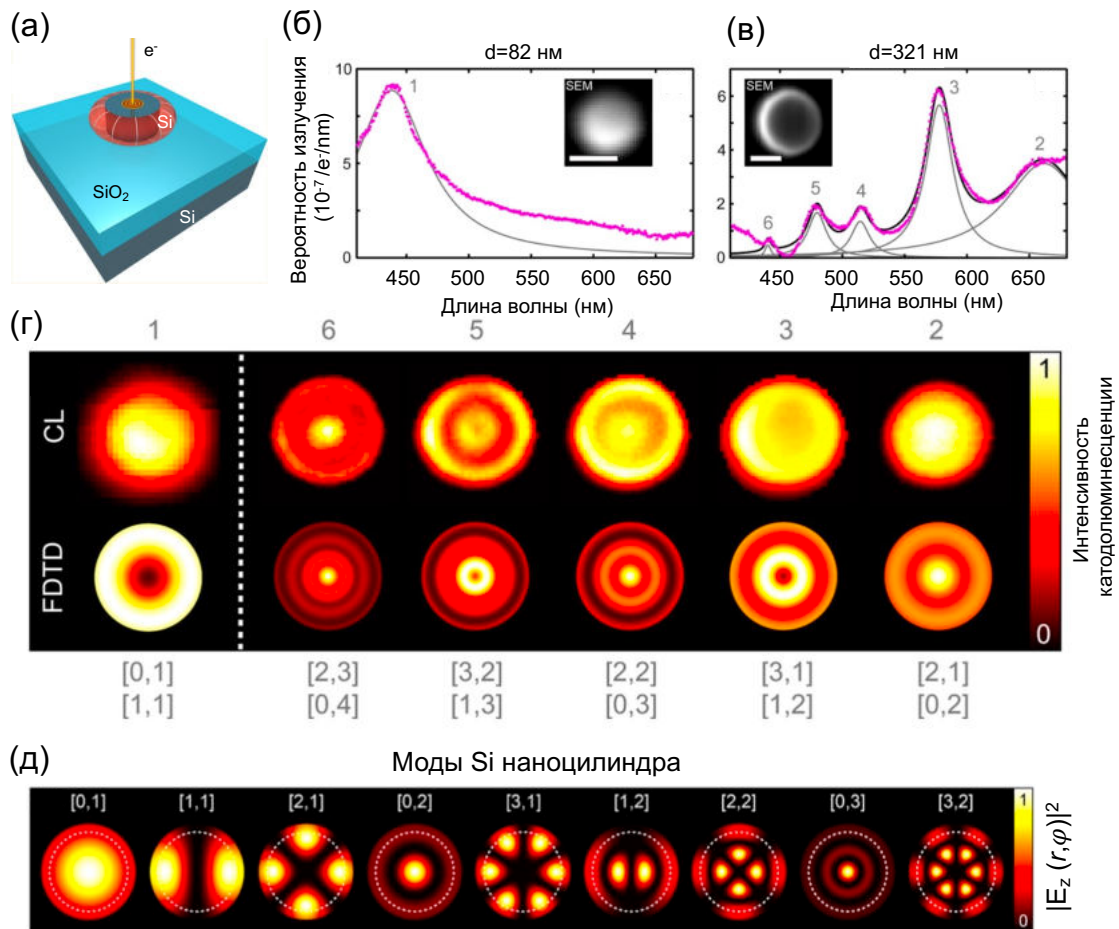


Рис. 35. (а) Схематический вид Si наноцилиндра, расположенного на структуре кремний на изоляторе, и возбуждение оптических мод при помощи электронного пучка. (б),(в) Катодолюминесцентные спектры, суммированные при каждом положении электронного пучка на наноцилиндрах с диаметрами 82 нм и 321 нм соответственно. (г) Двумерные карты интенсивности катодолюминесценции на длинах волн, соответствующих резонансам спектров катодолюминесценции, отмеченные числами от 1 до 6 на (б) и (в). (д) Распределение нормальной компоненты электрического поля $|E_z(r, \phi)|^2$ оптических мод в Si наноцилиндре. Числа $[m, q]$ обозначают азимутальный и радиальный порядок мод соответственно. Рисунки взяты из работы [166].

лым, эллипсоидным, квадратным и треугольным основанием. Показано, что высокоэнергетический (300 кЭв) электронный пучок локально возбуждает моды высокого порядка в наноантеннах указанных форм. При сканировании пучком внутри области наноантенн происходит возбуждение мод ТМ типа: ТД_{ор} (ТМ_{01δ}), ТД2_{ор} (ТМ_{02δ}), МД2 (ТМ_{12δ}) (ТД — тороидальный дипольный момент; *ор* обозначает, что магнитный ток смещения моды расположен в плоскости антенны). С помощью расчетов показано, что наиболее эффективное возбуждение происходит, когда пространственное положение электронного пучка соответствует нормальной компоненте электрического поля оптической моды. Показано, что данных в положениях наблюдаются максимумы на СХПЭЭ картах наноантенн. Авторами было также продемонстрировано, что при положении пучка на границе наноантенн возможно возбуждение мод ТЕ типа: ЭД (ТЕ_{11δ}), ЭД2 (ТЕ_{12δ}), ЭК (ТЕ_{21δ}). Каждая СХПЭЭ карта наноантенн, измеренная при фиксированной энергии электронов, представляет собой суперпозицию нескольких

спектрально и пространственно перекрывающихся мод.

Задачи диссертационной работы

Из обзора литературы следует, что в настоящее время наноантенны, изготовленные из полупроводниковых материалов, таких как кремний, получили широкое распространение для усиления нелинейно-оптических эффектов и чувствительности сенсоров, управления диаграммой направленности оптического излучения, создания принципиально новых оптических миниатюризированных устройств — метаповерхностей. Кремниевые наноантенны по сравнению со своими плазмонными аналогами являются более перспективными, благодаря меньшим потерям на поглощение. Кроме того, возбуждение оптических мод высокого порядка в кремниевых наноантеннах увеличивает локализацию электромагнитного поля, по сравнению с модами низкого порядка. Детектирование их пространственного распределения является важной задачей с фундаментальной и прикладной точки зрения, для определения типа (ТМ или ТЕ) существующих мод в наноантеннах, положения пучностей или узлов оптических мод, спектрального положения, фазы, длины волны оптических мод внутри наноантенн, а также их пространственной симметрии. Обзор литературы показывает, что оптические моды кремниевых наноантенн локализованы в субдифракционном пространственном масштабе, что ограничивает получение ближнепольного пространственного распределения дальнепольными методами. Кроме того, повышение порядка моды ведет к уменьшению эффективности возбуждения и изменению пространственной симметрии, что также усложняет получение пространственного распределения. Форма и размеры наноантенн определяет пространственное распределение оптических мод. К наиболее распространенным формам кремниевых наноантенн относят сферу, длинные нанонити с прямоугольным и круглым сечением. Благодаря методике электронно-лучевой литографии широкое распространение получили кремниевые наноантенны с формой стержня. В них возможно возбуждение ТМ и ТЕ мод Фабри-Перо и одновременно мод Ми. Моды Фабри-Перо возникают в результате волноводного распространения электромагнитного поля вдоль оси наностержня, а моды Ми возникают в поперечном сечении наностержня. С помощью численных расчетов был показан ТМ и ТЕ тип возбуждаемых мод, их эволюция при изменении длины стержня. Показано, что возбуждения мод Фабри-Перо приводит к спектрам рассеяния с формой резонанса Фано за счет спектрального перекрытия мод Фабри-Перо и Ми. Однако экспериментальных измерений ближнепольного распределения ТМ и ТЕ мод Фабри-Перо в кремниевых наностержнях не было продемонстрировано по сравнению со своими плазмонными аналогами.

Поэтому *первой задачей* диссертационной работы является детектирование ТМ и ТЕ мод Фабри-Перо с субволновым пространственным разрешением в кремниевых наноантеннах в форме стержня с прямоугольным сечением. Форма стержня выбиралась, как одна из наиболее простейших форм, имеющих наименьшую симметрию. Поскольку линейные размеры стержня значительно больше его поперечных размеров, то моды Фабри-Перо имеют одномерную пространственную структуру, где пучности поля располагаются вдоль оси стержня,

а вдоль оси перпендикулярной стержню имеется лишь одна пучность моды. Для пространственного детектирования мод Фабри-Перо предполагается использовать методику апертурной СБОМ в режиме на пропускание, с помощью которой возможно локально возбуждать оптические моды. В связи со сложным механизмом формирования контраста СБОМ изображений при использовании СБОМ апертурного типа, в рамках диссертационной работы была поставлена задача интерпретации контраста полученных СБОМ изображений кремниевых наностержней. Она включает в себя разработку численной модели, которая позволяет учитывать взаимодействие ближнего поля апертурного зонда с наноантенной, рассчитывать СБОМ изображения в зависимости от длины волны и показывать пространственные положения зонда и длины волны, в которых происходит наиболее эффективное возбуждение мод Фабри-Перо. Проведение с помощью данной модели соответствия особенностей на СБОМ изображении с пучностями или узлами распределения электромагнитного поля мод Фабри-Перо.

Более широкое изучение получили кремниевые наноантенны в форме цилиндра. В них продемонстрирована возможность возбуждения мультипольных мод Ми, имеющих высокий полярный и радиальных порядок (≥ 2). Кроме того различными методами активно исследовалось ближнепольное распределение оптических мод около кремниевых наноцилиндров. С помощью безапертурной СБОМ показано распределение нормальной компоненты электрической квадрупольной моды и анапольных состояний высокого порядка. С помощью апертурной СБОМ в режиме на сбор было показано усиление поля в зазоре кремниевых димеров цилиндрической формы и распределение поля анапольной моды кремниевом наноцилиндре. Ближнепольное распределение мультипольных мод показано при помощи метода спектроскопии характеристических потерь энергии электронами. Полученные двумерные карты представляли собой суперпозицию локально возбуждаемых, спектрально и пространственно перекрытых TM_{ar} с высоким радиальным r и азимутальным a порядком. Однако возбуждение TE_{ar} мод таким методом недоступно из-за рассогласования полей источника (электронного пучка, представляющего собой электрический диполь) и полей TE_{ar} мод.

Наноантенны в форме призм с квадратным и треугольным основанием не были изучены на предмет экспериментального обнаружения ближнепольного распределения существующих оптических мод высокого порядка, в отличие от своих плазмонных аналогов. Также мало теоретических и расчетных работ, в которых рассматривалось бы возбуждение мод высокого порядка в оптическом и ближнеинфракрасном диапазоне длин волн.

Второй задачей диссертационной работы является применение методики апертурной СБОМ в режиме на пропускание для пространственного детектирования с разрешением меньше дифракционного предела оптических мод Ми и Фабри-Перо высокого порядка в кремниевых наноантеннах с более сложной формой. К ним относятся наноантенны в форме призм с круглым, квадратным и треугольным основанием.

Из обзора литературы также следует, что широкое распространение получили поверхностные решеточные моды, возбуждаемые в периодическом массиве плазмонных или диэлектрических наноантенн. Благодаря дифракционному связыванию локализованных оптических

мод в плазмонных и диэлектрических периодических массивах наноантенн, значительно увеличивается добротность по сравнению со случаем отдельных, не связанных наноантенн. Это нашло свое применение в такой области как магнитооптика и магнитоплазмоника. Было показано, что возбуждение поверхностных решеточных плазмонных мод позволяет значительно усилить полярный магнитооптический эффект Керра (вращение плоскости поляризации при намагничивании). В работах использовались поверхностные решеточные моды, образующиеся за счет дифракционного связывания электрически дипольных мод (мода низшего порядка), в металлических наноантеннах. Однако усиление магнитооптических эффектов за счет возбуждения поверхностных решеточных мод высоких порядков ранее не было изучено, несмотря на их потенциально более высокую добротность.

Третьей задачей диссертационной работы является изучение магнитооптических эффектов при возбуждении поверхностных решеточных мод высокого порядка, имеющих различную зеркальную симметрию.

Сканирующая ближнепольная оптическая микроскопия и спектроскопия мод Фабри-Перо в кремниевых наностержнях

1. Кремниевые наностержни. Методика изготовления и определение геометрических параметров образцов

Материалом для изготовления диэлектрических наностержней являлся аморфный кремний (α -Si), поскольку он обладает высоким показателем преломления (n) и низким коэффициентом экстинкции (k) в оптическом и ближнем инфракрасном диапазонах. Для определения n и коэффициента k были выполнены эллипсометрические измерения α -Si в спектральном диапазоне от $\lambda = 400$ нм до $\lambda = 1000$ нм. Результаты измерений n (синяя кривая) и k (красная кривая) показаны на Рисунке 36. Благодаря высокому показателю преломления $n = 4.0 - 3.67$ и низкому коэффициенту экстинкции $k < 0.085$ в видимой и ближней инфракрасной области спектра ($\lambda = 600 - 750$ нм) обеспечивается высокая концентрация электромагнитного поля наряду с малыми оптическими потерями. В качестве подложки для кремниевых наностержней была выбрана стеклянная прозрачная подложка с показателем преломления $n = 1.52$.

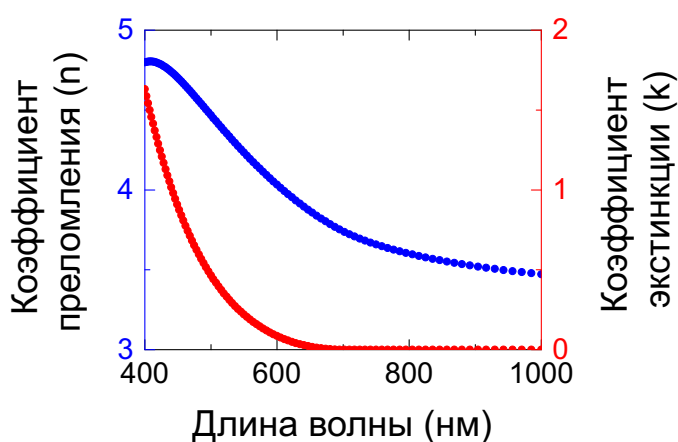


Рис. 36. Дисперсия показателя преломления n (синие точки) и экстинкции k (красные точки) α -Si.

Изготовление наностержней из аморфного кремния производилось методом электронно-лучевой литографии в исследовательском центре IMEC (г. Левен, Бельгия) сотрудником Джеки Ли (Jiaki Li). Слой α -Si толщиной 105 нм напылялся на стеклянную подложку с помощью плазменно-химического осаждения из газовой фазы (Plasma enhanced chemical vapor deposition, PECVD). Толщина данного слоя определяла конечную толщину изготавливаемых наностержней. На слой кремния наносился негативный резист ma-N2400.6. Прямоугольный рисунок наностержней создавался с помощью методики электронно-лучевой литографии. Незасвеченные участки резиста удалялись в процессе ион-реактивного травления в газе SF_6/CF_4 с помощью системы Oxford Plasmalab 100. Оставшийся резист был удален растворителем mr-Rem 400.

α -Si наностержни представляли собой прямоугольные призмы с длиной l , шириной w и вы-

сотой h , расположенные на расстоянии 4 мкм друг от друга для исключения ближнепольного взаимодействия соседних наностержней. Ширина и высота $w \times h = 170 \times 105$ нм² выбиралась одинаковой для всех наностержней. Для изучения эволюции мод Фабри-Перо в зависимости от длины наностержней их длина выбиралась равной $l = 500, 700, 900, 1100$ нм.

Продольные размеры (длина l и ширина w) изготовленных наностержней определялись с помощью сканирующего электронного микроскопа (СЭМ). Рисунок 36(а1-г1) показывает СЭМ изображения α -Si наностержней с длинами $l = (500, 700, 900, 1100 \pm 5)$ нм и шириной $w = (170 \pm 5)$ нм. Для определения высоты наностержней использовался ближнепольный оптический микроскоп WiTec alpha 300s в режиме АСМ. Сканирование поверхности наностержней проводилось апертурным зондом WiTec в контактном режиме. Полученные АСМ изображения наностержней с длинами $l = 500, 700, 900, 1100$ нм и их пространственные сечения вдоль длинной оси показаны Рисунке 36(а2-г2) и Рисунке 36(а3-г3) соответственно. Высота наностержней составила $h = (105 \pm 5)$ нм. Большие продольные размеры наностержней на двумерных АСМ изображениях, чем на СЭМ изображении, связаны с конечными размерами вершины апертурного зонда с продольными размерами ~ 300 нм, сканирующего образцы. Апертурный зонд имеет форму полой усеченной пирамиды (более подробное описание строения апертурного зонда дано в Главе 2.3). Однако поскольку поверхности изготовленных образцов являются гладкими, то продольные размеры апертурного зонда не влияют на измерения их высот.

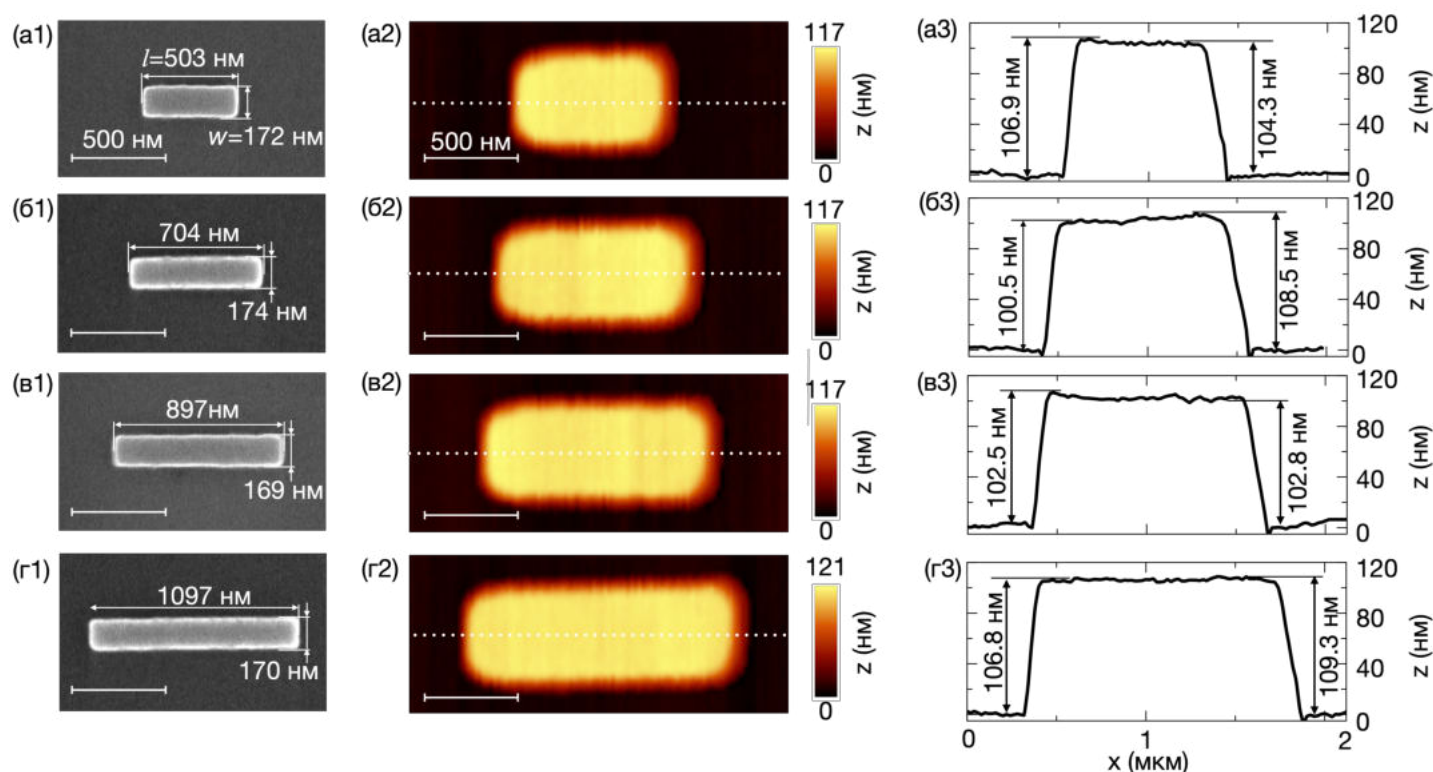


Рис. 36. Размеры изготовленных α -Si наностержней с длиной l , шириной w и высотой h . (а1-г1) СЭМ изображения α -Si наностержней. (а2-г2) Изображения α -Si наностержней, полученные на микроскопе WiTec alpha 300s в режиме АСМ. (а3-г3) Сечения АСМ изображений вдоль длинной оси наностержней, обозначенной белой пунктирной линией на АСМ изображениях (а2-г2).

2. Измерение и численное моделирование спектров экстинкции кремниевых наностержней при ТМ и ТЕ поляризации

2.1. Экспериментальная схема измерений спектров экстинкции и численное моделирование

Перед выполнением ближнеполюсных измерений α -Si наностержней были определены резонансные особенности спектров экстинкции ($1 - T$), возникающие при возбуждении ТЕ и ТМ мод Фабри-Перо. T — интенсивность прошедшего излучения. Они проводились при помощи Фурье-спектрометра Bruker Vertex 80v [168] и микроскопа Hyperion 3000 [169], который фокусировал излучение в пространственную область 100×100 мкм² изготовленных массивов наностержней. Микроскоп состоял из двух объективов Кассегрена с увеличением $\times 15$, схематически показанных на Рисунке 37(а). Первый объектив фокусирует излучение на двумерный массив наностержней. Он создает конусообразное освещение образца с угловым раствором конуса от $\theta = 10^\circ$ до $\theta = 24^\circ$, как показано на Рисунке 37(б). Объективы Кассегрена зеркального типа используются для устранения возможных хроматических aberrаций. Угловое

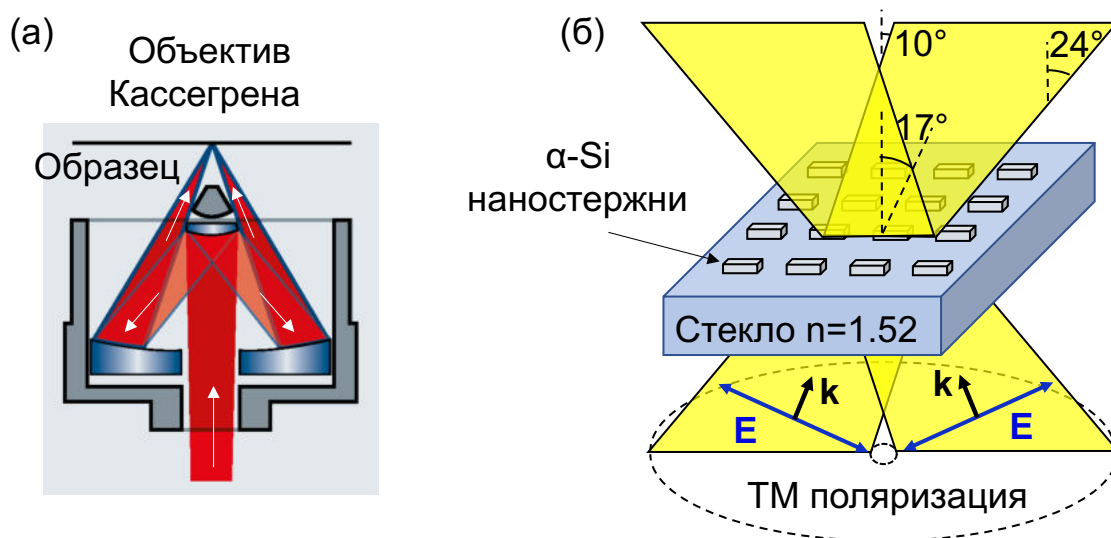


Рис. 37. Схема измерения спектров экстинкции массивов α -Si наностержней. (а) Объектив Кассегрена. (б) Схема облучения двумерного массива α -Si наностержней при помощи объектива Кассегрена.

падение использовалось для возбуждения мод Фабри-Перо, запрещенных по симметрии при нормальном падении света: для ТМ мод — с четным числом пучностей поперечной компоненты магнитного поля, для ТЕ мод — с четным числом пучностей поперечной компоненты электрического поля (Глава 1.3). Исследуемый диапазон длин волн составил от 400 нм до 900 нм. Измерения экстинкции проводились при ТЕ (перпендикулярно оси стержня) и ТМ (вдоль оси стержня) поляризации падающего излучения. Выбор поляризации осуществлялся с помощью тонкопленочного поляризатора, представляющего собой полуволновую пластину. Прошедшее излучение (T) собиралось с помощью второго объектива Кассегрена, расположенного сверху образца, и регистрировалось встроенным кремниевым детектором.

Численное моделирование спектров сечения экстинкции единичных наностержней и бесконечно длинного наностержня $\sigma_{\text{экс}} = \sigma_{\text{рас}} + \sigma_{\text{погл}}$ проводилось с помощью метода конечных

разностей во временной области, реализованного в коммерческом программном пакете Ansys Lumerical FDTD [170]. Источник типа “полное поле — рассеянное поле” (total-field scattered-field) был использован для расчета сечения поглощения ($\sigma_{\text{погл}}$) и рассеяния ($\sigma_{\text{рас}}$). Угол падения излучения света на наностержень в численном моделировании был равен среднему значению из диапазона углов в экспериментальной схеме, а именно $\theta = 17^\circ$. Единицы измерения сечения экстинкции $\sigma_{\text{экс}}$ для наностержней - мкм^2 , для бесконечного прямоугольного наностержня - мкм .

2.2. Классификация и тип возбуждаемых мод в α -Si наностержнях при падении ТМ и ТЕ поляризованного источника света с плоским фронтом

Из анализа литературы следует [14, 56], что при облучении ТМ- или ТЕ-поляризованным излучением диэлектрических наностержней происходит возбуждение двух типов мод. К первому типу относятся мультипольные моды Ми, возникающие в поперечном сечении стержня. Вторым типом являются моды Фабри-Перо, которые формируются в результате распространения TM_{ar} и TE_{ar} волноводных мод вдоль наностержня и конструктивной интерференции отразившихся от торцов мод. Из-за наличия процесса радиационного рассеяния, происходящего при распространении волноводных мод в наностержнях, они получили название вытекающих мод (*leaky modes*). Пространственное распределение мод Ми и волноводных (вытекающих) мод совпадает [49, 50]. На Рисунке 38(а),(б) схематически показаны моды Ми, возбуждаемые ТМ поляризованной плоской электромагнитной волной, в бесконечном наностержне прямоугольного сечения, которые необходимы для данной работы. Мода Ми на Рисунке 38(а) является магнитодипольной. Она представляет собой ток смещения электрического поля расположенный в плоскости xz , который формирует $\text{MD}_\perp$, направленный перпендикулярно оси стержня (ось x). Данная геометрия облучения также способна возбуждать электрическую дипольную моду ($\text{ED}_\parallel$), как показано на Рисунке 38(б). Она формируется в результате возникновения тока смещения магнитного поля, лежащего в поперечном сечении нанонити (плоскость yz). В силу схожей структуры полей мод Ми и TM_{ar} волноводных (вытекающих) мод бесконечных диэлектрических нанонитей [55] классификация мод будет осуществляться по количеству пучностей E_x компоненты электрического поля, продольной оси стержня. Индекс a показывает азимутальный порядок, который равен количеству длин волн, укладываемых по периферии стержня, и индекс r — число пучностей E_x компоненты вдоль радиального направления. Таким образом, $\text{MD}_\perp$ соответствует TM_{11} моде (Рисунок 38(а)), а $\text{ED}_\parallel$ — TM_{01} моде (Рисунок 38(б)).

В случае конечной длины стержня вытекающие моды TM_{ar} испытывают отражение от его торцов, что приводит к возникновению волн распространяющихся навстречу друг другу. В результате их интерференции возникают TM_{arm}^s моды Фабри-Перо (ФП). Индексы a и r показывают порядок моды в поперечном сечении стержня (азимутальный и радиальный порядок), а индекс m — количество пучностей вдоль оси стержня, индекс s — четную (e) или нечетную (o) симметрию моды относительно плоскости симметрии yz стержня. Распределение полей мод Фабри-Перо TM_{113}^o и TM_{013}^o 3-го порядка, образованных из волноводных (вытекающих) мод

ТМ поляризация

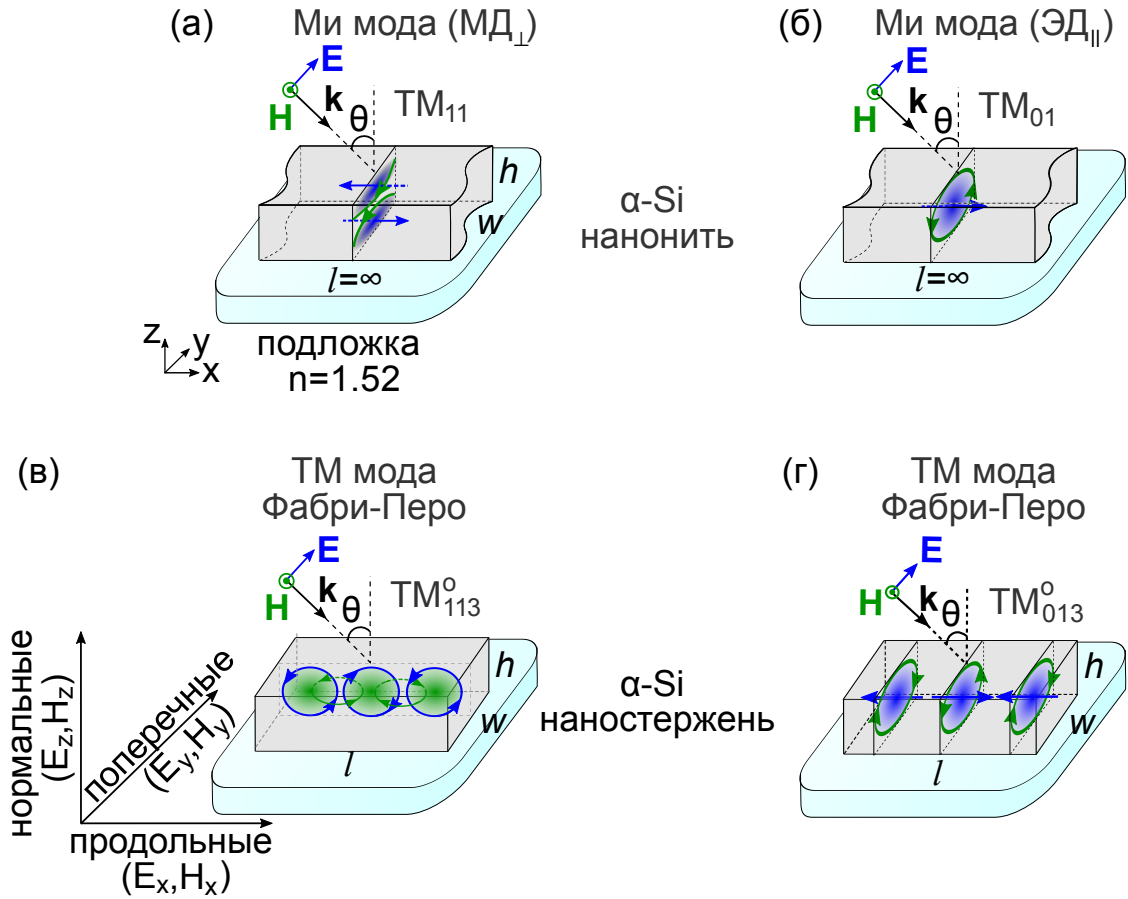


Рис. 38. (а),(б) Схематический вид моды Ми МД_⊥ (ТМ₁₁) и ЭД_{||} (ТМ₀₁) соответственно в α -Si наностержне бесконечной длины (нанонити) при возбуждении ТМ поляризованной плоской волной. (в) Схематический вид возбуждения ТМ₁₁₃^o моды Фабри-Перо в α -Si наностержне. (г) Возбуждение ТМ₀₁₃^o моды Фабри-Перо.

ТМ₁₁ и ТМ₀₁, показана на Рисунке 38 (в) и (г) соответственно. У ТМ_{11m}^s мод токи смещения магнитного поля расположены вдоль плоскости xy , параллельной подложке. Токи смещения электрического поля расположены в ортогональной плоскости xz , нормальной к подложке. У ТМ_{11m}^s мод доминирующими компонентами поля является компонента H_y , поперечная к оси стержня, и компонента E_z , нормальная к подложке. У ТМ_{01m}^s мод токи смещения магнитного поля расположены вдоль плоскости yz , перпендикулярной оси стержня, а токи смещения электрического поля — вдоль плоскости подложки. У ТМ_{01m}^s мод доминирующими являются компоненты E_x и H_y . Далее компоненты, перпендикулярные к оси стержня и лежащие параллельно подложке, будут называться поперечными (E_y, H_y); компоненты вдоль оси стержня — продольными (E_x, H_x); перпендикулярные к подложке — нормальными (E_z, H_z). Порядок m ТМ_{11m}^s и ТМ_{01m}^s мод ФП в данной работе будет определяться по количеству пучностей доминирующей компоненты поля, лежащей в плоскости подложки (плоскость xy) и проходящей на полувывоте наностержня. Таким образом, для ТМ_{11m}^s m обозначает количество пучностей $|H_y|$, а для ТМ_{01m}^s — количество пучностей $|E_x|$. ТМ₁₁₃^o имеет три пучности $|H_y|$, а ТМ₀₁₃^o — три пучности $|E_x|$.

Схематический вид ЭД_⊥ и МД_{||}, возбуждающихся в бесконечной диэлектрической (кремниевой) наноните с прямоугольным поперечным сечением при облучении ТЕ поляризованной плоской волной, показан на Рисунке 39(а) и (б) соответственно. ЭД_⊥ представляет собой ток смещения магнитного поля в плоскости xz , который формирует электрический дипольный момент, направленный поперек оси стержня (ось y). МД_{||} (Рисунок 39(б)) представляет собой ток смещения электрического поля, лежащий в плоскости yz , который формирует магнитный

ТЕ поляризация

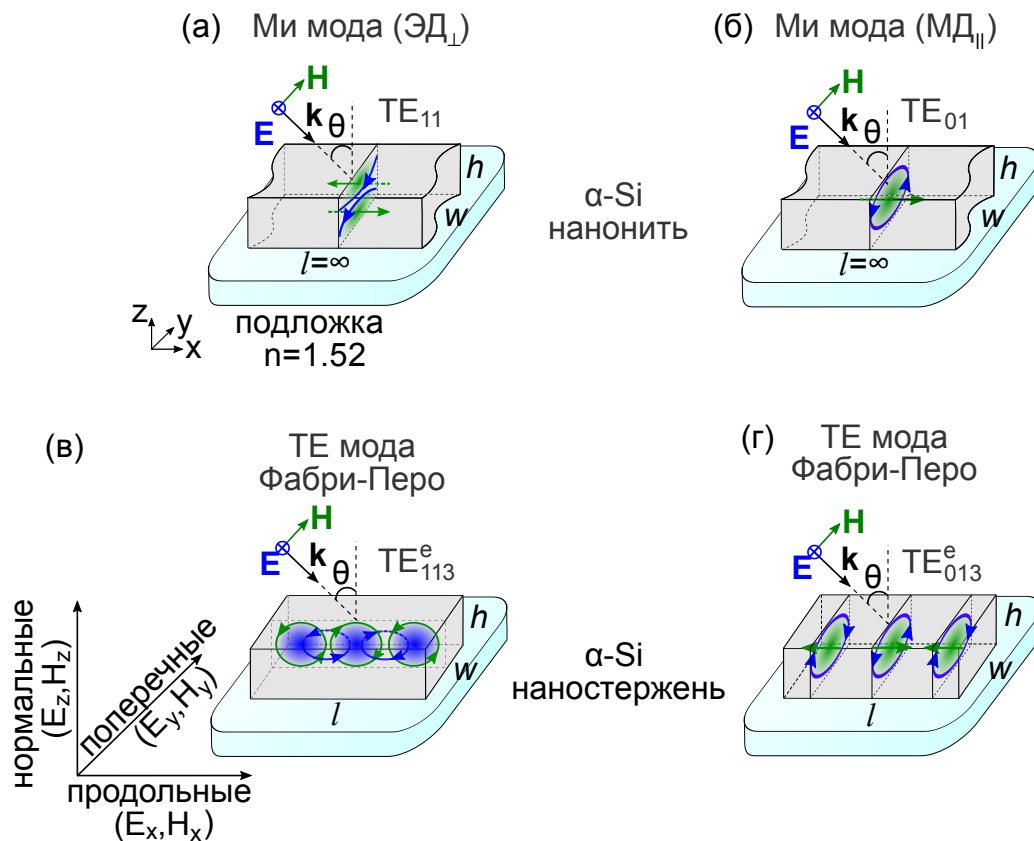


Рис. 39. (а),(б) Схематический вид моды Ми ЭД_⊥ (TE₁₁) и МД_{||} (TE₀₁) соответственно, в α -Si наностержне бесконечной длины (нанонити) при возбуждении ТЕ поляризованной плоской волной. (в) Схематический вид возбуждения TE₁₁₃^e моды Фабри-Перо в α -Si наностержне. (г) Возбуждение TE₀₁₃^e моды Фабри-Перо.

дипольный момент, направленный вдоль оси стержня. В терминах волноводных (вытекающих) мод ЭД_⊥ соответствует TE₁₁ моде, а МД_{||} — TE₀₁. Обозначение мод TE_{ar} происходит по количеству пучностей H_x , направленной вдоль оси стержня. Структура TE₁₁₃^e и TE₀₁₃^e мод Фабри-Перо, которые образуются из волноводных (вытекающих) мод TE₁₁ и TE₀₁ и схожих по структуре с модами Ми, схематически приведена на Рисунках 39(в) и (г) соответственно. Порядок m TE_{11m}^s и TE_{01m}^s мод ФП вдоль оси стержня определяется по количеству пучностей доминирующий компоненты, лежащей в плоскости подложки (плоскость xy) на полувисоте наностержня. Для TE_{11m}^s мод доминирующей компонентой является E_y , а для TE_{01m}^s — H_x . Моде Фабри-Перо TE₁₁₃^e имеет три пучности $|E_y|$, а TE₀₁₃^e — три пучности $|H_x|$.

2.3. Экспериментальные спектры экстинкции массивов α -Si наностержней

На Рисунке 40 (а),(б) показаны экспериментальные спектры экстинкции α -Si наностержней с длинами $l = 500, 700, 900, 1100$ нм для ТМ и ТЕ поляризации падающего света соответственно. Основной особенностью спектров экстинкции при ТМ поляризации является наличие пика на $\lambda = 530$ нм и более интенсивного на $\lambda = 670$ нм. Спектральное положение этих пиков не зависит от длины стержня, однако форма пиков меняется. Отсутствие зависимости центрального пика от длины показывает, что данные пики связаны с резонансной локализацией света в поперечном сечении наностержня из-за возбуждения мод Ми. В спектральной области второго пика на $\lambda = 670$ нм появляется более узкие пики и менее интенсивные пики, которые

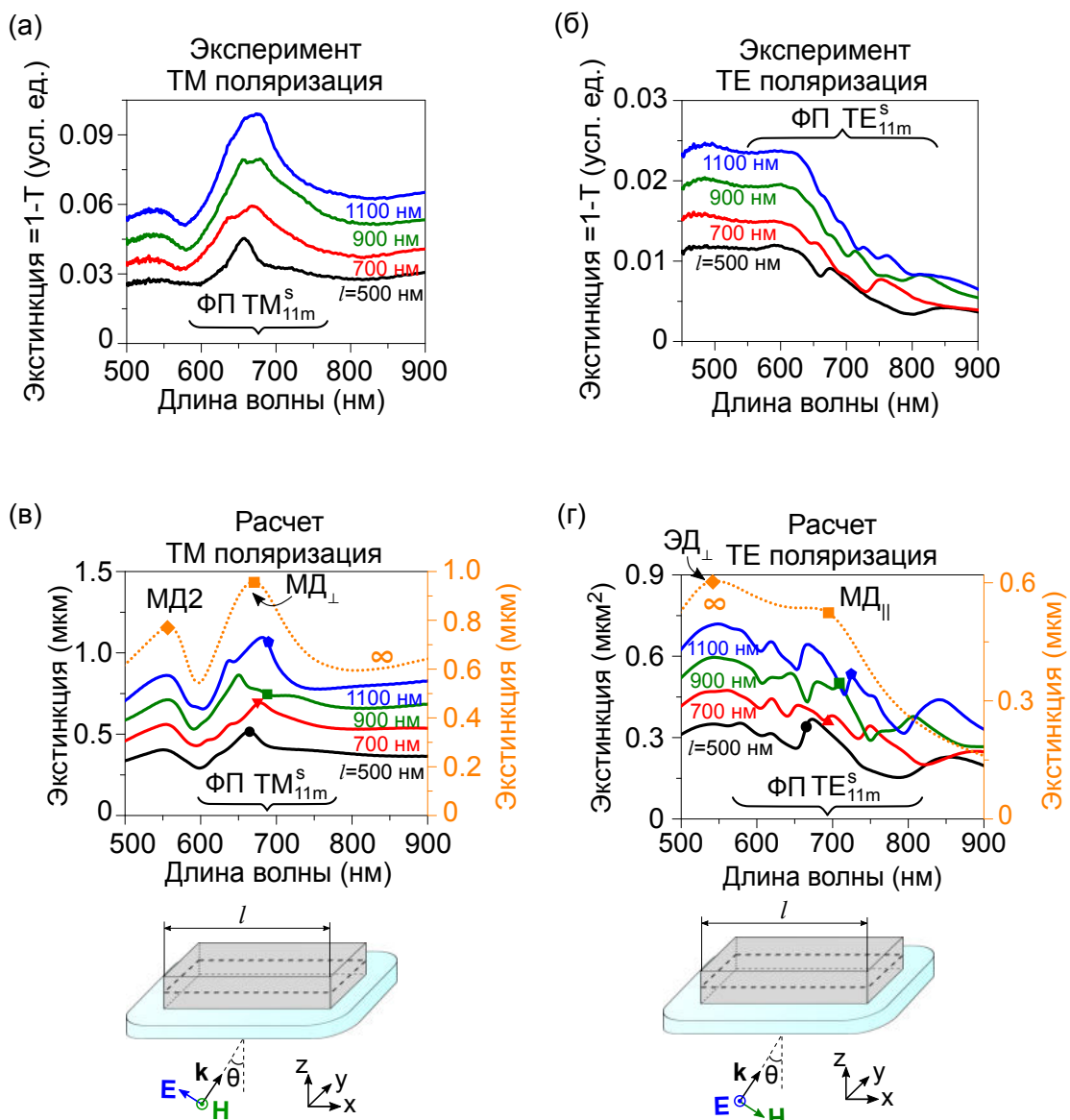


Рис. 40. (а),(б) Экспериментальные спектры экстинкции массива α -Si наностержней с длинами $l = 500, 700, 900, 1100$ нм для ТМ и ТЕ поляризации падающего света соответственно. (в),(г) Численно рассчитанные спектры сечения экстинкции одиночного наностержня для ТМ и ТЕ поляризации соответственно. Рисунки снизу на (в) и (г) схематически показывают модель численного моделирования. Угол падения света $\theta = 17^\circ$. Оранжевая пунктирная кривая на (в) и (г) показывает расчет спектра экстинкции бесконечной нанонити прямоугольного сечения при нормальном падении света.

связаны с возбуждением ТМ мод Фабри-Перо, локализованных в продольном направлении стержня.

При ТЕ поляризации (Рисунок 40(б)) на спектрах экстинкции для всех наностержней наблюдается также два спектрально широких пика: пик около $\lambda = 480$ нм и пик на $\lambda = 640$ нм, правое “плечо” которого спадает при увеличении длины волны и на фоне которого наблюдаются менее интенсивные и более узкие пики. Наличие широких пиков связано с возбуждением мод Ми в поперечном сечении наностержней, а узких пиков на фоне широких — с возбуждением ТЕ мод Фабри-Перо, локализованных в продольном направлении стержня.

2.4. Численное моделирование спектров экстинкции α -Si наностержней

Результаты численного моделирования спектров сечения экстинкции единичных α -Si наностержней с длинами $l = 500, 700, 900, 1100$ нм при ТМ поляризации падающего света показаны на Рисунке 40(в) и ТЕ поляризации — на Рисунке 40(г). Спектры сечения экстинкции при ТМ поляризации света (Рисунок 40(в)) показывают наличие двух спектрально широких максимумов с центрами на длинах волн $\lambda = 550$ нм и более интенсивный при $\lambda = 670$ нм, что совпадает с результатами эксперимента на Рисунке 40(а). Аналогично экспериментальным результатам численное моделирование также показывают слабую зависимость спектрального положения широких пиков при увеличении длины наностержня. Эти два пика проявляются и в результатах численного моделирования спектра сечения экстинкции бесконечно длинного наностержня, показанного оранжевой пунктирной кривой на Рисунке 40(в). Совпадение пиков для наностержней с конечной и бесконечной длиной говорит о том, что данные пики связаны с возбуждением мод Ми в поперечном сечении наностержней. Аналогично экспериментальным результатам в спектральной области пика на $\lambda = 670$ нм наблюдается более узкие и менее интенсивные пики с асимметричной формой Фано, связанные с возбуждением ТМ мод Фабри-Перо в наностержнях.

Для ТЕ поляризации падающего света (Рисунок 40(г)) рассчитанные спектры сечения экстинкции имеют схожие особенности с экспериментальными результатами спектров экстинкции: наблюдается два спектрально широких пика на длинах волн $\lambda = 550$ нм и $\lambda = 700$ нм с резко спадающим “правым” плечом. На фоне второго пика проявляются узкие пики с асимметричной формой Фано в диапазоне длин волн от $\lambda = 600$ нм до $\lambda = 900$ нм. Спектр сечения экстинкции бесконечно длинного наностержня (оранжевая пунктирная кривая на Рисунке 40(г)) также показывает наличие двух пиков на $\lambda = 550$ нм и $\lambda = 700$ нм без наличия узких пиков внутри. Совпадение широких пиков для стержней с конечной и бесконечной длиной и отсутствие более узких пиков в случае бесконечного наностержня говорит о том, что широкие пики связаны с возбуждением мод Ми, а более узкие — с возбуждением ТЕ мод Фабри-Перо.

Таким образом, экспериментальные спектры экстинкции и расчетные спектры сечения экстинкции α -Si наностержней для ТМ и ТЕ поляризации падающего света показывают возбуждение мод Ми, приводящих к спектрально широким пикам и возбуждение мод Фабри-Перо, приводящих к более узким асимметричным пикам, расположенных внутри широких пиков. Эти результаты согласуются с работой, в которой с помощью численных расчетов

проводилось моделирование спектров сечения рассеяния наностержней из GaP ($n = 3.5$) [56]. Однако в эксперименте асимметричные спектральные зависимости экстинкции, связанные с возбуждением ТМ и ТЕ мод Фабри-Перо в диэлектрических наностержнях наблюдаются в данной работе впервые.

2.5. Численное моделирование ближнепольного распределения TM_{11m}^s мод Фабри-Перо при возбуждении источником света с плоским фронтом

Структура возбуждаемых ТМ мод Фабри-Перо была определена с помощью численного моделирования ближнепольных пространственных распределений в α -Si наностержнях с длинами $l = 500, 700, 900, 1100$ нм. Расчет ближнепольных распределений электрического и магнитного полей был проведен методом конечных разностей во временной области в программе Ansys Lumerical FDTD в той же модели, что использовалась для расчета спектров сечения экстинкции единичного наностержня. Для получения ближнепольного распределения электрического и магнитного полей использовался монитор, лежащий в плоскости xu наностержня и расположенный на его полувысоте. Схематически процесс моделирования показан на Рисунке 41(а), где положения монитора отмечено штриховой линией. Результаты расчетов распределения $|\mathbf{H}|$, $|H_{x,y,z}|$ и $|\mathbf{E}|$, $|E_{x,y,z}|$ при ТМ поляризации падающего света представлены на Рисунке 41(б) и (в) соответственно. Угол падения света составил $\theta = 17^\circ$. Спектральные положения, при которых было рассчитано распределение полей, обозначены на рассчитанных спектрах сечения экстинкции (Рисунок 40(в)) круглым, треугольным, прямоугольными и пятиугольным символами. Распределение $|\mathbf{H}|$ имеет структуру токов смещения, число которых увеличивается от двух до пяти с ростом длины стержня. Эти токи смещения образованы из доминантных пучностей поперечной компоненты $|H_y|$ вдоль оси стержня и менее интенсивных пучностей продольной компоненты $|H_x|$. Распределение $|H_y|$ состоит из трех, четырех, пяти и шести пучностей. Таким образом, порядок моды Фабри-Перо для наностержня с длиной $l = 500$ нм — $m = 3$, с $l = 700$ нм — $m = 4$, с $l = 900$ нм — $m = 5$ и с $l = 1100$ нм — $m = 6$. С увеличением длины наностержня происходит увеличение порядка m моды Фабри-Перо. Токи смещения электрического поля, $|E_z|$ компонента которых представлена на Рисунке 41(в), ортогональны магнитным токам смещения. $|E_z|$ является доминантной компонентой, поскольку практически повторяет структуру распределения $|\mathbf{E}|$.

Расчет распределения $|H_y|$ возбуждаемых мод в поперечном сечении наностержней (плоскость yz) показан на Рисунке 42(б)). Положение плоскости проходит через одну из пучностей $|H_y|$, которая отмечена штриховой линией на распределении $|H_y|$ на Рисунке 41(б). На Рисунке 42(б) продемонстрировано распределение $|H_y|$, которое представляет собой одну пучность поля для всех длин наностержней. Рисунок 42(в) также показывает, что в бесконечно длинном наностержне возбуждается Ми мода $MD_\perp$ в области длин волн второго широкого пика ($\lambda = 670$ нм). Это совпадает с распределением поля в наностержнях, связанного с распространением TM_{11} моды. Природа первого пика на длине волны $\lambda = 540$ нм в спектре экстинкции для наностержней с бесконечной и конечной длиной связана с возбуждением MD_2 моды

(магнитный диполь 2-го порядка).

Итак, возбуждаемые моды Фабри-Перо имеют порядок TM_{116}^e , TM_{115}^o , TM_{114}^e , TM_{113}^o . Моды с четным (нечетным) числом пучностей $|H_y|$ являются четными (нечетными) модами (индекс $e(o)$) относительно плоскости зеркальной симметрии σ_x наностержней, проходящей перпендикулярно оси x . Учитывая, что $\mathbf{H}$ является аксиальным вектором (псевдовектором), то $H_y(x) = -H_y(-x)$ для четных мод и $H_y(x) = H_y(-x)$ для нечетных мод. Отметим, что четные моды не могут быть возбуждены ТМ-поляризованной плоской волной при нормаль-

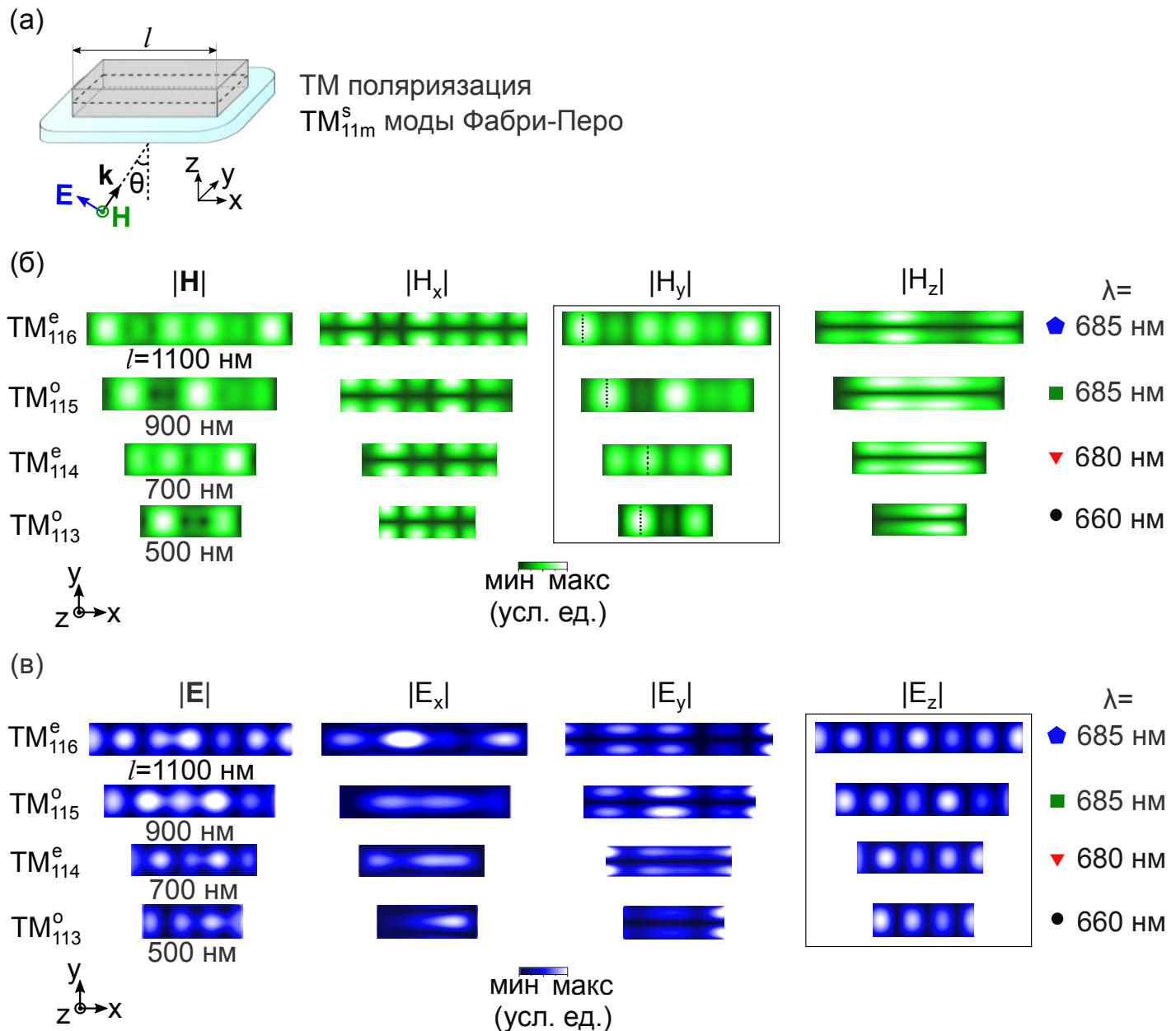


Рис. 41. (а) Схема численного моделирования пространственного распределения электромагнитного поля в α -Si наностержне при ТМ поляризации падающего света. Угол падения $\theta = 17^\circ$. Плоскость xy , вдоль которой рассчитывались распределения полей, расположена на полувывоте наностержней и обозначена штриховой линией. Ближнепольные распределения $|\mathbf{H}|$, $|\mathbf{H}_{x,y,z}|$ (б) и $|\mathbf{E}|$, $|\mathbf{E}_{x,y,z}|$ (в) в α -Si наностержнях с длинами $l = 500 - 1100$ нм. Для лучшей визуализации пучностей полей максимальное значение на шкалах было уменьшено по сравнению с действительными. Цветные символы соответствуют спектральным положениям пиков на расчетных спектрах сечения экстинкции (Рисунок 40(в)).

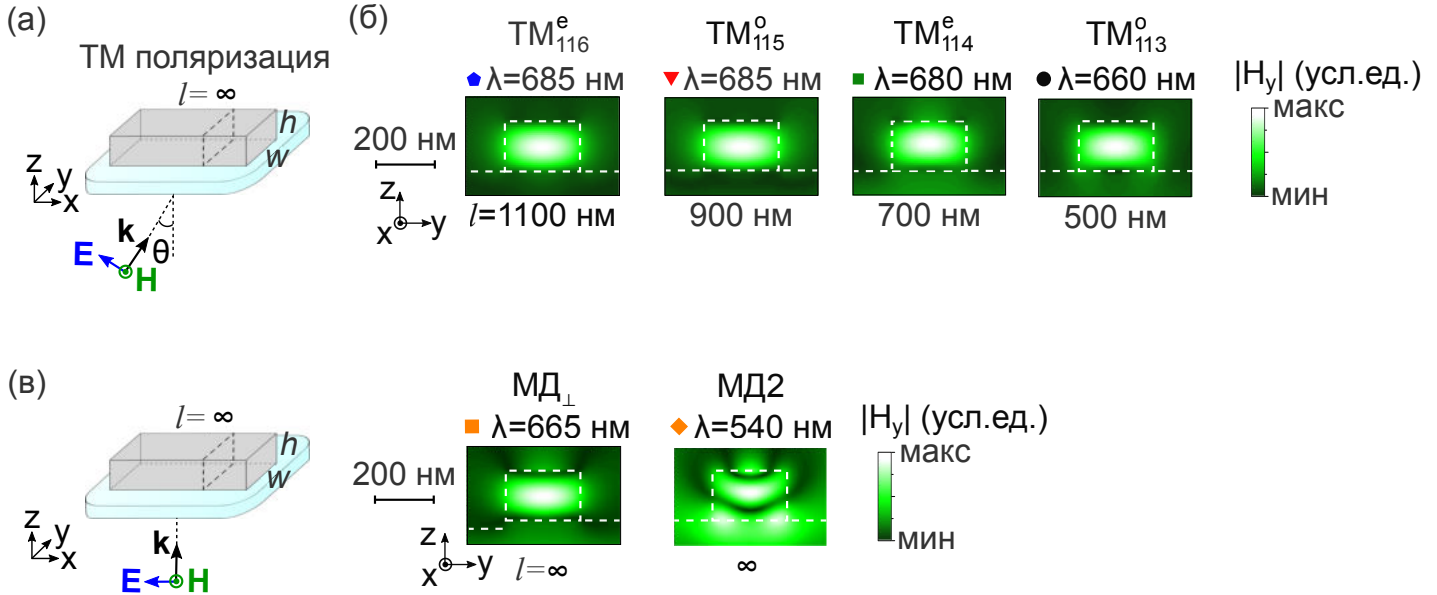


Рис. 42. (а) Схема численного моделирования распределения компоненты $|H_y|$ TM_{11m}^s мод Фабри-Перо в плоскости yz α -Si наностержней. Положение плоскости yz по оси x обозначено пунктирной кривой на распределениях $|H_y|$, показанных на Рисунке 41(б). (б) Численный расчет распределения компоненты $|H_y|$ в α -Si наностержнях с длинами $l = 500 - 1100$ нм при угле падения $\theta = 17^\circ$ и (в) для наностержня с бесконечной длиной при $\theta = 0^\circ$. Цветные символы соответствуют спектральным положениям пиков на расчетных спектрах сечения экстинкции (Рисунок 40(в)).

ным падении на наностержни, поскольку ее распределение является нечетными относительно плоскости симметрии σ_x .

Таким образом, Рисунки 41 и 42 показали, что ТМ поляризованная электромагнитная волна с плоским волновым фронтом, падающая под углом к поверхности наностержня, возбуждает TM_{11m}^s мод Фабри-Перо высокого порядка $m = 3 - 6$. Они имеют распределение поля в виде магнитных токов смещения, лежащих в плоскости xy (компоненты $|H_x|$ и $|H_y|$ на Рисунке 42(б)), и ортогональных к ним токов смещения электрического поля, лежащих в плоскости xz (компоненты $|E_z|$ и $|E_y|$). Компоненты $|H_y|$ и $|E_z|$ являются доминантными у TM_{11m}^s мод Фабри-Перо, поскольку они воспроизводят распределения $|\mathbf{H}|$ и $|\mathbf{E}|$. Однако наличие компонент $|H_z|$ и $|E_x|$ в плоскости xy показывает возбуждение мод Фабри-Перо TM_{01m}^s , представляющих собой систему магнитных токов смещения, лежащих в плоскости yz . Они формируются из вытекающей моды TM_{01} (ЭД $_{||}$). Распределение H_z на Рисунке 41(б) демонстрирует, что для стержней с длинами $l = 1100, 900, 700, 500$ нм моды Фабри-Перо TM_{01m}^s состоят из четырех, трех, двух и одного магнитных токов смещения, лежащих в плоскости yz . Они индуцируют пучности $|E_x|$, расположенные вдоль стержня. Наличие TM_{01m}^s мод вызывает неоднородности в амплитуде $|H_y|$ пучностей TM_{11m}^s мод. Например, для стержня с $l = 500$ нм, две $|H_x|$ пучности, расположенные у торцов стержня, больше по амплитуде, чем центральная пучность. Однако создаваемые поля модами TM_{01m}^s значительно меньше по сравнению с модами TM_{11m}^s . Это связано с тем, что мода Ми ЭД $_{||}$ (TM_{01}) бесконечно длинного стержня наиболее эффективно возбуждается на $\lambda = 1000$ нм, что значительно больше длины волны $\lambda = 670$ нм моды $MD_{\perp}$ (TM_{11}).

2.6. Численное моделирование ближнеполюсных распределений TE_{11m}^s мод Фабри-Перо при возбуждении источником света с плоским фронтом

На Рисунке 43(а) показана схема численного моделирования ближнеполюсных распределений $|\mathbf{E}|$, $|E_{x,y,z}|$ и $|\mathbf{H}|$, $|H_{x,y,z}|$ вдоль плоскости xu наностержня, проходящей через его полувывсоту. Длины волн, на которых осуществлялось моделирование, соответствуют узким пикам на расчетном спектре сечения экстинкции. Они отмечены цветными символами на Рисунке 40(г). Результаты расчетов распределения электрического и магнитного полей представлены на Рисунке 43(б) и (в) соответственно. Возбуждаемые моды при ТЕ поляризации падающего света представляют собой набор токов смещения электрического поля, расположенных вдоль оси стержня (ось x). Видно, что при увеличении длины стержня с $l = 500$ нм до $l = 1100$ нм количество токов смещения увеличивается от четырех до семи. Доминантными компонентами электрического поля являются поперечная $|E_y|$ и продольная $|E_x|$ компоненты. Распределение магнитного поля на Рисунке 43(в) показывает наличие доминантной компоненты $|H_z|$, которая образует последовательность токов смещения магнитного поля, лежащих в плоскости xz вдоль оси стержня. Токи смещения магнитного поля ортогональны токам смещения электрического поля. Электрические и магнитные токи смещения образуют TE_{arm}^s моды Фабри-Перо. Следуя выбранной выше классификации оптических мод по пучностям $|E_y|$, источник света с плоским волновым фронтом возбуждает моды с $m = 5, 6, 7, 8$ для длин стержней $l = 500, 700, 900, 1100$ нм соответственно.

Для определения структуры TE_{arm}^s мод Фабри-Перо в поперечном сечении стержня (индексы a, r) было проведено численное моделирование ближнеполюсного распределения поперечной компоненты $|E_y|$ в плоскости yz . Схематическая модель численного расчета для наностержней показана на Рисунке 44(а). Угол падения равен $\theta = 17^\circ$. Положения плоскостей на оси x выбиралось на одной из пучностей $|E_y|$, которая обозначена штриховой красной линией на Рисунке 43(б). Рисунок 44(б) показывают наличие одной пучности $|E_y|$ для длин стержней $l = 500$ нм и $l = 1100$ нм. Распределение $|E_y|$ для стержней с длинами $l = 700, 900$ нм имеет две пучности: одна расположена у границы раздела воздух/ α -Si, а вторая — у границы раздела α -Si/стекло, которая значительно меньше по интенсивности, чем верхняя пучность. Из-за незначительной интенсивности второй пучности для $l = 700, 900$ нм можно считать, что распределение $|E_y|$ преимущественно имеет одну пучность, которая возникает в результате распространения TE_{11} вытекающей моды в наностержне. Таким образом, ТЕ-поляризованный источник света при не нормальном падении на наноантенны возбуждает TE_{115}^e , TE_{116}^o , TE_{117}^e , TE_{118}^o в стержнях с длинами $l = 500, 700, 900, 1100$ нм соответственно. Моды с нечетным порядком m являются четными, а четным порядком — нечетными. ТЕ-поляризованный источник света при нормальном падении на стержень имеет распределение четной моды относительно плоскости зеркальной симметрии σ_x . Из-за этого возбуждение нечетных мод, т.е. имеющих четное число пучностей $|E_y|$, запрещено. Однако ненормальное падение света нарушает симметрию полей источника, что приводит к возбуждению как четных, так и нечетных мод.

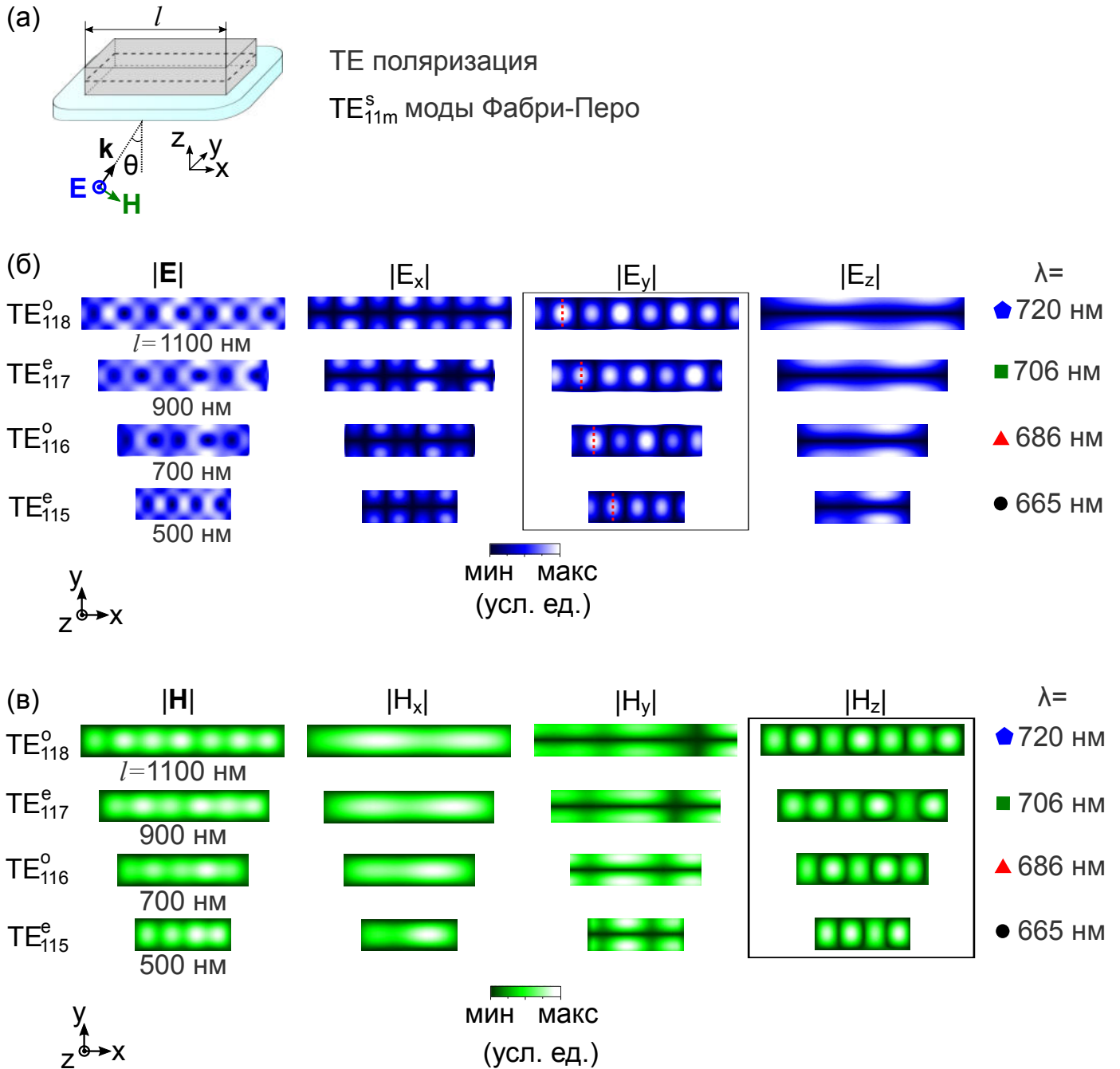


Рис. 43. (а) Схема численного моделирования пространственного распределения электромагнитного поля в α -Si наностержне при ТЕ поляризации падающего света. Угол падения $\theta = 17^\circ$. Плоскость xy , вдоль которой рассчитывались распределения полей, расположена на полувысоте наностержней и обозначена штриховой линией. Ближнепольные распределения $|\mathbf{E}|$, $|E_{x,y,z}|$ (б) и $|\mathbf{H}|$, $|H_{x,y,z}|$ (в) в α -Si наностержнях с длинами $l = 500 - 1100$ нм. Для лучшей визуализации пучностей полей максимальное значение на шкалах было уменьшено по сравнению с действительными. Цветные символы соответствуют спектральным положениям пиков на расчетных спектрах сечения экстинкции (Рисунок 40(г)).

Для бесконечно длинного наностержня (Рисунок 44(в)) распределение компоненты $|E_y|$ на длине волны $\lambda = 690$ нм показывает наличие двух примерно одинаковых по интенсивности пучностей $|E_y|$, соответствующих МД $_{||}$, ориентированному вдоль оси нанонити и совпадающему с распределением поля TE_{01} вытекающей моды. Также распределение $|E_y|$ в бесконечно длинном наностержне на $\lambda = 540$ нм демонстрирует возбуждение ЭД $_{\perp}$, направленного пер-

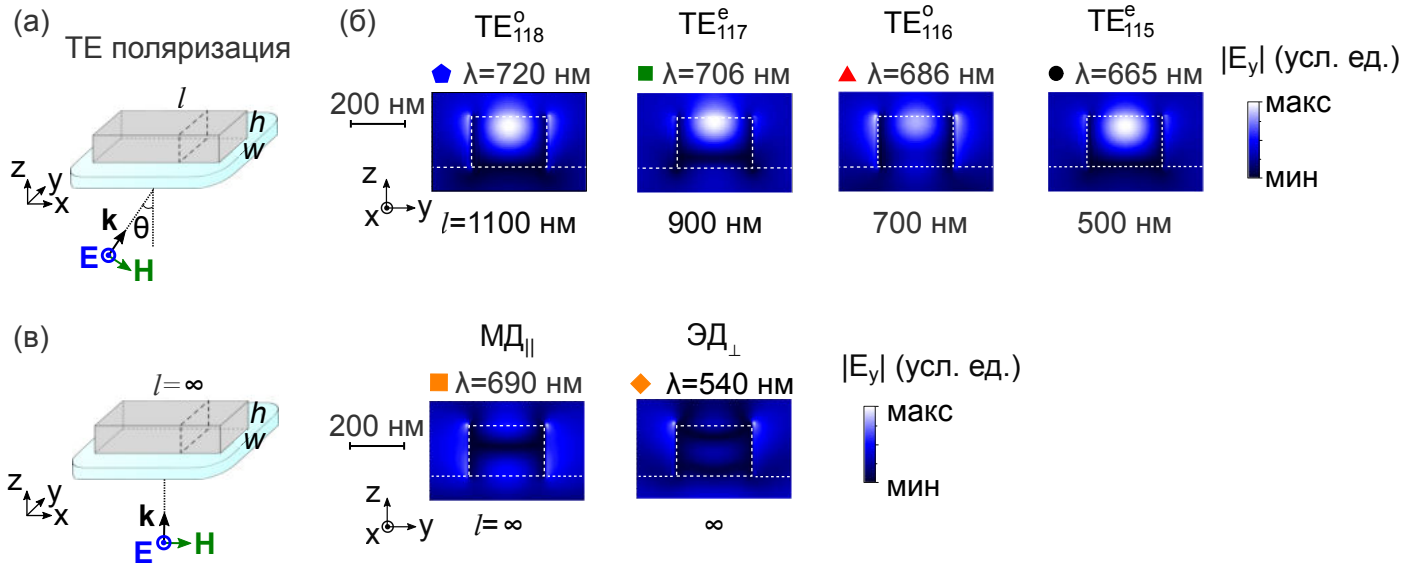


Рис. 44. (а) Схема численного моделирования $|E_y|$ компоненты TE_{11m}^s мод Фабри-Перо в плоскости yz α -Si наностержней. Положение плоскости yz по оси x обозначено пунктирной на распределениях $|E_x|$ в плоскости xy , показанных на Рисунке 43(б). (б) Численный расчет распределение $|E_y|$ компоненты в α -Si наностержнях с длинами $l = 500 - 1100$ нм при угле падения $\theta = 17^\circ$ и (в) для наностержня с бесконечной длиной при $\theta = 0^\circ$. Длины волн расчетов распределений поля соответствуют спектральным положениям пиков на расчетных спектрах сечения экстинкции (Рисунок 40(г)).

пендикулярно оси нанонити. Его распределение поля совпадает с TE_{11} модой. Заметим, что спектральный диапазон длин волн от 665 нм до 720 нм, в котором возбуждаются TE_{11m}^s моды Фабри-Перо, отличается от длины волны 540 нм, где наблюдается возбуждение $MD_{||}$, со схожим распределением поля вытекающей моды TE_{11} . Различие распределения поля в поперечном сечении в случае наностержней и бесконечной нанонити можно объяснить различным углом падения света. В случае не нормального падения света на наностержень эффективнее возбуждается вытекающая мода TE_{11} , благодаря падению света на торец стержня и лучшему пространственному перекрытию электрического поля падающей волны с TE_{11} модой по сравнению с TE_{01} . В случае нормального падения света на бесконечный наностержень эффективнее возбуждается $MD_{||}$, совпадающим с распределением TE_{01} . Схожее поведение было обнаружено для HE_{11} моды (в данной работе она называется TM_{11}), возбуждаемой при угловом падении на полупроводниковые наностержни и $MD_{\perp}$, возбуждаемым при нормальном падении [49, 50, 171].

Возбуждение мод TE_{01m}^s Фабри-Перо приводит к появлению компонент $|E_z|$ и $|H_x|$ в распределении полей в плоскости наностержня (Рисунок 43(в) и (г)). Данные компоненты отображают токи смещения электрического поля расположенные в плоскости yz . Однако их влияние меньше, чем TE_{11m}^s моды Фабри-Перо, поскольку абсолютная величина поля $|\mathbf{E}|$ определяется в большей степени компонентами $|E_y|$ и $|E_x|$.

Таким образом, измерения и расчеты при ТМ и ТЕ поляризации падающего света спектров экстинкции единичных α -Si наностержней с длинами $l = 500, 700, 900, 1100$ нм показали наличие узких пиков, связанных с возбуждением TM_{11m}^s и TE_{11m}^s мод Фабри-Перо, которые

расположены на фоне широких пиков, связанных с возбуждением мод Ми. В диапазоне длин волн $\lambda = 600 - 750$ нм происходит возбуждение мод TM_{113}^o ($l = 500$ нм), TM_{114}^e ($l = 700$ нм), TM_{115}^o ($l = 900$ нм), TM_{116}^o ($l = 1100$ нм) при ТМ поляризации падающего света и TE_{115}^e ($l = 500$ нм), TE_{116}^o ($l = 700$ нм), TE_{117}^e ($l = 900$ нм), TE_{118}^o ($l = 1100$ нм) при ТЕ поляризации света. Не нормальное падение света на наностержень позволяет возбуждать моды с четным порядком (четным числом пучностей $|H_y|$ для ТМ мод и $|E_y|$ для ТЕ мод), которые запрещены при нормальном падении света на образец. Моды с четным числом пучностей запрещены из-за противоположной симметрии относительно плоскости σ_x распределения поля падающего источника света. Возбуждающиеся TM_{11m}^s моды Фабри-Перо имеют вид магнитных токов смещения, расположенных вдоль плоскости стержня, и ортогональных к ним токов смещения электрического поля. Возбуждающиеся TE_{11m}^s моды Фабри-Перо имеют вид электрических токов смещения, расположенных вдоль плоскости стержня, и ортогональных к ним токов смещения магнитного поля. Расчет мод ближнепольного распределения показал, что поле мод Фабри-Перо локализовано на субволновых масштабах. Следующий раздел будет посвящен ближнепольному пространственному разрешению TM_{11m}^s и TE_{11m}^s мод Фабри-Перо в данных наностержнях в диапазоне длин волн $\lambda = 600 - 750$ нм.

3. Методика апертурной СБОМ

3.1. Экспериментальная схема апертурного сканирующего ближнепольного оптического микроскопа

Ближнепольные измерения мод Фабри-Перо в кремниевых наностержнях проводились на оборудовании, предоставленном коллегами из Католического Университета г. Левена в рамках сотрудничества с физическим факультетом МГУ имени М.В. Ломоносова. Для детектирования ближнепольного распределения TM_{11m}^s и TE_{11m}^s мод Фабри-Перо в изготовленных α -Si наностержнях применяется методика апертурной СБОМ в режиме на пропускание [134]. Она основана на локальном возбуждении мод с помощью ближнего поля апертурного зонда и регистрации отклика в дальнем поле. В работе используется коммерческий микроскоп WiTec alpha 300s [137]. Принципиальная схема апертурной СБОМ для измерения ближнего поля α -Si наноантенн изображена на Рисунке 45(а). Излучение в диапазоне от 400 нм до 2400 нм создавалось с помощью источника суперконтинуума (Koheras SuperK Extreme Standard, NKT Photonics [172]). Спектральное фильтрование осуществляется с помощью акустооптического перестраиваемого фильтра (АОПФ) SuperK Select, NKT Photonic [173]. Выделение отдельных длин волн в АОПФ происходит за счет дифракции: радиочастотный электромагнитный сигнал, подаваемый на пьезоэлектрический преобразователь, возбуждает в кристалле кварца акустические волны, которые вызывают периодическое изменение показателя преломления. В АОПФ реализована одновременная подача восьми радиочастотных сигналов и, соответственно выделение восьми отдельных длин волн излучения суперконтинуума. Спектральная ширина каждого канала зависит от выделенной длины волны и находится в диапазоне от 3.5 нм до 14 нм. Далее свет распространялся по волокну, затем проходил через

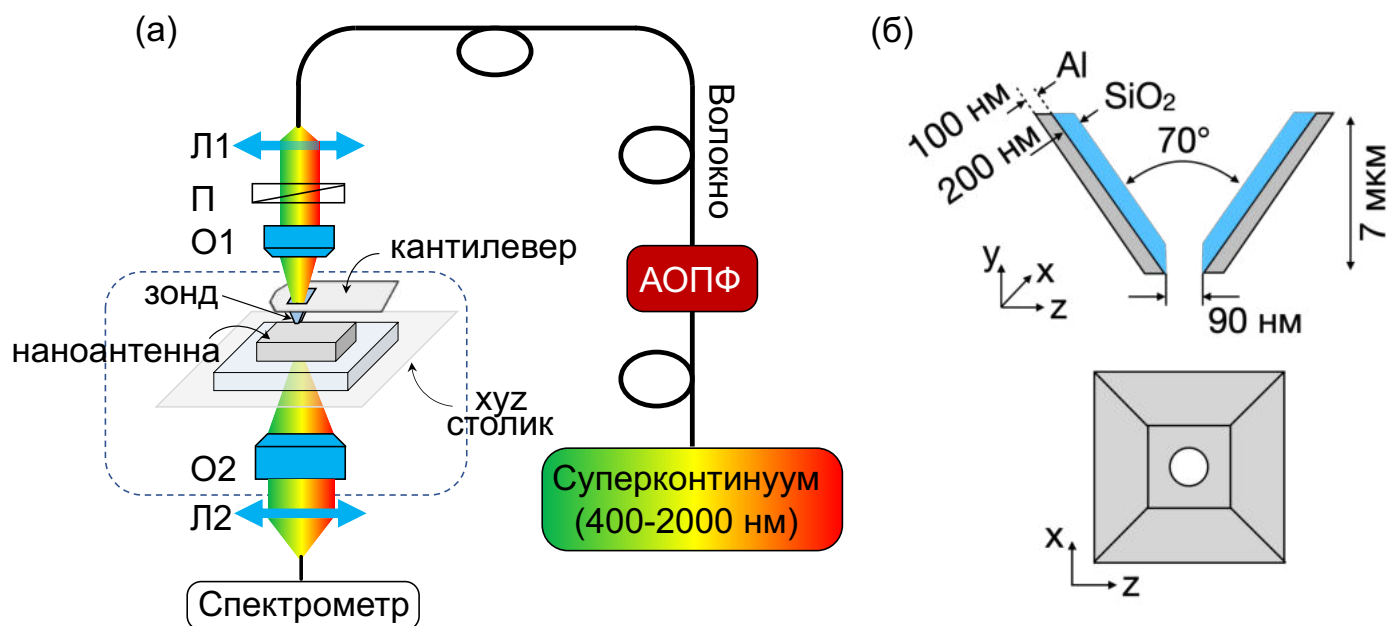


Рис. 45. (а) Схема апертурной СБОМ в режиме на пропускание. АОПФ — акустооптический перестраиваемый фильтр. Л1, Л2 — линзы. П — поляризатор. О1, О2 — объективы. (б) Геометрические размеры апертурного зонда.

линзу (Л1), поляризатор (П). Объектив О1 с числовой апертурой $NA = 0.4$ и увеличением $\times 20$ фокусировал излучение суперконтинуума в отверстие апертурного зонда (зонд). В результате этого около отверстия зонда формировалось ближнее оптическое поле. Образец размещался на XYZ столике с пьезопроводом, позволяющим перемещать образец во всех измерениях с нанометровой точностью. Сканирование осуществлялось в контактном режиме. Излучение от образца собиралось нижним объективом (О2) зеркального типа для устранения хроматических aberrаций. Его числовая апертура $NA = 0.8$ и увеличение $\times 60$. Далее излучение фокусировалось линзой Л2 в спектрометр (кремниевая ПЗС матрица, Princeton Instruments), который измерял значение пропускания света T через апертурный зонд в присутствии наноантенны. Полученные значения T в каждом положении на наноантенне нормировались на величину пропускания света через зонд $T_{\text{стекло}}$, находящегося на стеклянной подложке вдали от наноантенны. Нормировка была проведена из-за спектральной зависимости интенсивности излучения суперконтинуума и спектральной зависимости величины пропускания света через зонд. Для изменения поляризации падающего на зонд света использовался поворот образца на 90° , поскольку поворот поляризатора и полуволновой пластины приводит к смещению сфокусированного в отверстие зонда пучка света.

Апертурный ближнепольный оптический зонд фирмы WiTec [137] представляет собой усеченную пирамиду расположенную на кремниевом кантилевере. Его СЭМ изображения, полученные производителем, были приведены в обзоре литературы на Рисунке 25(г-е). Геометрические размеры, полученные от производителя зонда и также взятые из работы [147], изображены на Рисунке 45(б). Пирамида изготовлена из SiO_2 и сверху покрыта слоем Al толщиной 100 нм. Толщина оставшегося слоя стекла равна 200 нм. Диаметр отверстия зонда на конце пирамиды составляет 90 нм. Усеченная пирамида установлена на кантилевере. Высота

пирамиды равна 7 мкм и угол ее раствора — 70° .

Схематически процесс возбуждения моды Фабри-Перо ближним полем апертурного зонда представлен на Рисунке 46(а). На Рисунке 46(б) показан типичный трехмерный вид СБОМ изображения α -Si наностержня с размерами $l \times w \times h = 700 \text{ нм} \times 170 \text{ нм} \times 105 \text{ нм}$ при облучении апертурного зонда ТЕ-поляризованным светом (вдоль оси y) с длиной волны $\lambda = 688 \text{ нм}$. Рисунок 46(в) является двумерным видом СБОМ изображения. Размер области сканирования равен $2 \times 2 \text{ мкм}^2$. В области с наностержнем СБОМ изображение состоит из максимумов и минимумов величины пропускания света через апертурный зонд $T/T_{\text{стекло}}$. Наличие чередующихся максимумов и минимумов связано с возбуждением мод Фабри-Перо. Возникновение темной области на границах стержня связано с сильным рассеянием света во время опускания образца относительно апертурного зонда. Величина пропускания через стеклянную подложку представляет собой практически равномерное значение пропускания $T_{\text{стекло}}$.

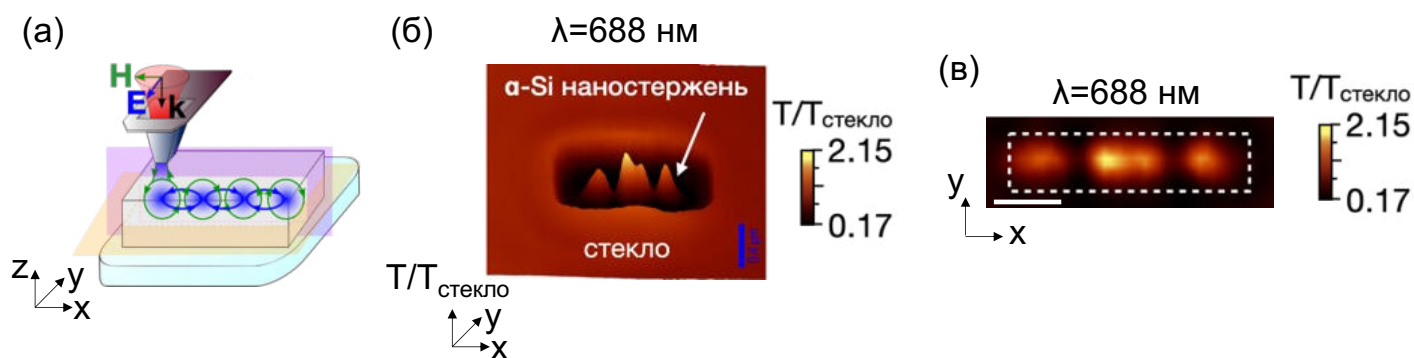


Рис. 46. (а) Схематический вид процесса возбуждения моды Фабри-Перо в α -Si наностержне. (б),(в) СБОМ изображение α -Si наностержня с $l \times w \times h = 700 \text{ нм} \times 170 \text{ нм} \times 105 \text{ нм}$ при облучении зонда ТЕ-поляризованным светом. Длина волны $\lambda = 688 \text{ нм}$. (б) трехмерное и (в) двумерное представление СБОМ изображения. Пространственная шкала составляет 200 нм.

3.2. Численное моделирование СБОМ изображений и двумерных карт интегральной локализации поля

Расчет СБОМ изображений. Для выявления природы особенностей на полученных СБОМ изображениях процесс сканирования апертурного зонда по кремниевой наноантенне был смоделирован с помощью метода конечных разностей во временной области, реализованного в коммерческом программном пакете Ansys Lumerical FDTD [170]. Схематический вид расчетной модели показан на Рисунке 47(а),(б). Вместо моделирования полной структуры апертурного зонда с кантилевером в модели использовалась его часть, представляющая собой усеченную металлизированную пирамиду с отверстием на конце. Высота пирамиды составила 1.2 мкм. Диаметр отверстия на конце пирамиды, угол раствора пирамиды и толщины слоев пирамиды были выбраны в соответствии с геометрическими размерами, полученными от производителя и использованными в работе [147]. За отверстием пирамиды была размещена α -Si наноантенна, лежащая на стеклянной подложке. В данной главе диссертации наноан-

тенна имеет форму стержня, а в третьей главе — форму призмы с круглым, квадратным и треугольным основаниями. Расстояние от верхней грани α -Si наностержня до отверстия зонда равнялось 10 нм. Ширина и высота стержня в расчетах составляли $w = 170$ нм и $h = 105$ нм соответственно. Длина стержней выбиралась равной $l = 500, 700, 900, 1100$ нм. Для расчетов использовалась экспериментально определенная дисперсия показателя преломления и коэффициента экстинкции α -Si, показанная на Рисунке 36. Показатель преломления подложки $n = 1.52$.

В качестве источника света была использована модель источника с плоским фронтом. Источник был расположен внутри апертурного зонда и направлен к отверстию зонда. Спектральный диапазон длин волн источника составил от 600 нм до 750 нм.

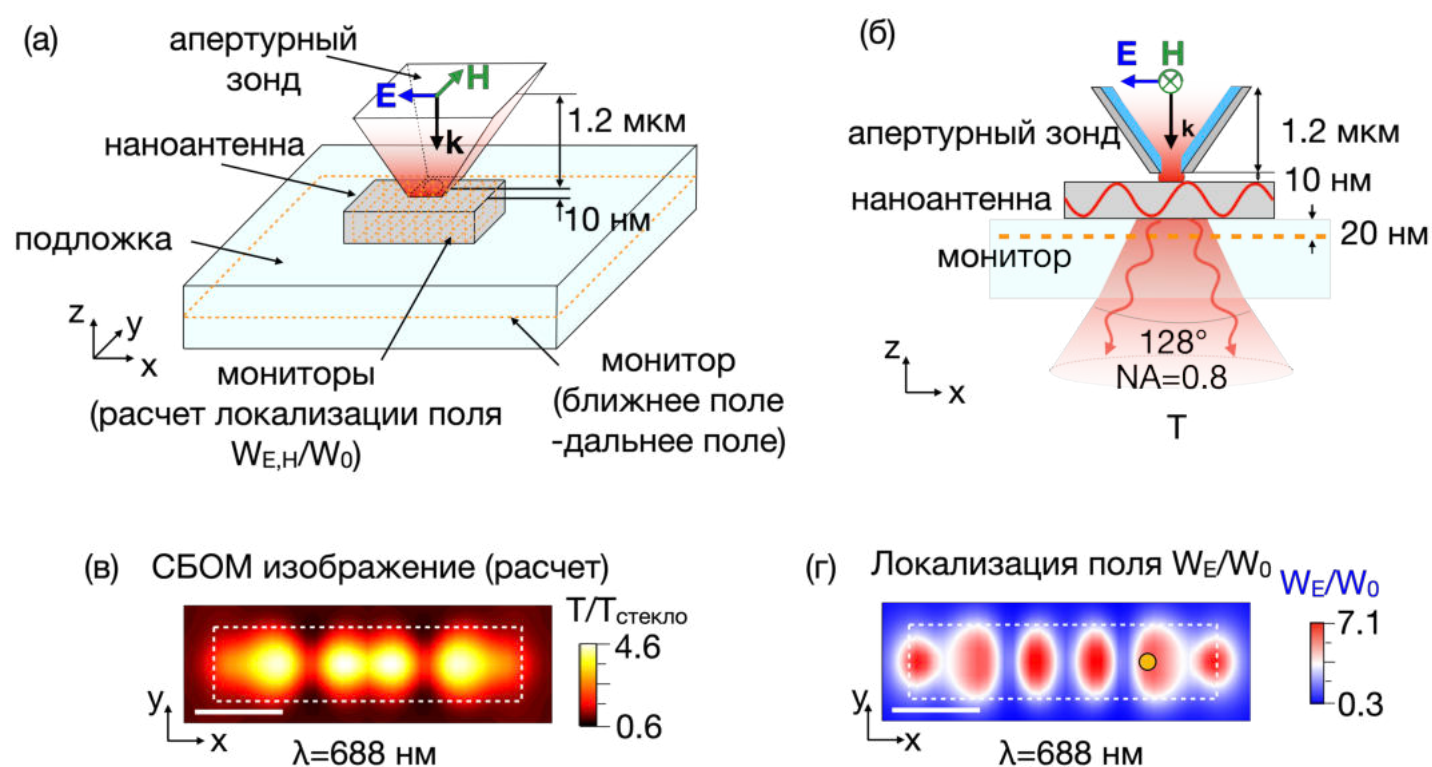


Рис. 47. (а),(б) Схема численного расчета СБОМ изображений α -Si наностержней. (в),(г) Расчет СБОМ изображений и карты локализации электрического поля W_E/W_0 соответственно, для α -Si наностержня при облучении ТЕ-поляризованным светом (вдоль y оси) с длиной волны $\lambda = 688$ нм. Белый прямоугольник с штриховыми линиями обозначает границу наностержня. Пространственная шкала на (в), (г) равна 200 нм.

Двумерный монитор под названием *change far-field index* в плоскости xy был размещен под наностержнем на расстоянии 20 нм. Данный монитор преобразовывает значения ближнего поля, собранного около наностержня, в дальнее поле на нижнюю полусферу радиусом 1 м. Кроме того, этот монитор учитывает изменение направления распространения света при преломлении на нижней границе стеклянной подложки. Полученные значения с монитора представляли собой диаграммы направленности наностержня в сферических координатах. Далее проводилось интегрирование сигнала в пределах телесного угла с раствором 128° , соответствующего числовой апертуре объектива О2. Полученное значение величины рассеянного

света T был нормировано на соответствующее значение $T_{\text{стекло}}$, полученное без наностержня. Нормировка проводилась из-за существующей спектральной зависимости интенсивности источника света и пропускания света через апертурный зонд.

Для воспроизведения процесса сканирования зонда по наностержню был написан программный код, который позволял перемещать наностержень вдоль осей x и y . Шаг движения наностержня был выбран 20 нм по обеим осям. Положения источника света, апертурного зонда, монитора не изменялись при движении наностержня. На Рисунке 47(в) показан пример расчета СБОМ изображения α -Si наностержня, полученное на длине волны $\lambda = 688$ нм при ТЕ поляризации (вдоль оси y) падающего на зонд света. СБОМ изображение состоит из максимумов и минимумов величины пропускания света $T/T_{\text{стекло}}$, показывающие возбуждение мод Фабри-Перо.

Расчет интегральной локализации поля внутри наностержня. Для определения пространственных положений зонда, в которых происходит наиболее эффективное возбуждение мод, были рассчитаны величины интегральной локализации электрического и магнитного полей внутри наностержня при каждом положении зонда над наностержнем. Для ТЕ (ТМ) мод рассчитывалась локализация электрического (магнитного) поля. Внутри наностержня были размещены двумерные мониторы по периметру наностержня с шагом 5 нм по оси x . Они записывали величины электрического и магнитного полей. Значения $|\mathbf{E}(x, y, z)|^2$ или $|\mathbf{H}(x, y, z)|^2$ были проинтегрированы по всей площади каждого монитора $w_{E_i} = \int_V |E(x, y, z)|^2 dydz$, $w_{H_i} = \int_V |H(x, y, z)|^2 dydz$. Полученные значения w_{E_i} (w_{H_i}) суммировались по всем N мониторам, расположенных внутри наностержня, и нормировались на объем наностержня V , $W_E = \sum_{i=1}^N w_{E_i}/V$ и $W_H = \sum_{i=1}^N w_{H_i}/V$. Полученные значения интегральной локализации поля внутри наностержня W_E и W_H были нормированы на соответствующие значения W_0 без наностержня. Полученные величины W_E/W_0 и W_H/W_0 были рассчитаны при каждом положении (x, y) апертурного зонда над наностержнем. На Рисунке 47(в) показана W_E/W_0 карта интегральной локализации электрического поля для стержня с $l = 700$ нм при облучении зонда ТЕ-поляризованным светом с длиной волны $\lambda = 688$ нм. Максимумы на рассчитанных двумерных картах W_E/W_0 показывают положения зонда, в которых происходит наиболее эффективное возбуждение оптических мод. Проведение сравнения пространственных положений $W_{E(H)}/W_0$ максимумов и рассчитанных СБОМ изображений $T/T_{\text{стекло}}$ позволяет соотнести особенности на СБОМ изображениях с отдельными компонентами полей оптических мод.

В работе [147] с помощью численных расчетов показано, что около отверстия апертурного зонда фирмы WiTec создается локализованное электромагнитное поле при его облучении плоской линейно-поляризованной электромагнитной волной, падающей под нормалью. Результаты расчета распределения электрического и магнитного полей около апертурного зонда изображено в Главе I обзора литературы на Рисунке 26(в) и (г) соответственно. Его структура содержит продольные, поперечные и нормальные компоненты электрических и магнитных полей. При ТМ поляризации (вдоль оси x) падающего света распределение поля около зонда имеет доминантные компоненты электрического поля, лежащие в плоскости па-

дения: нормальную $|E_z|$ и продольную $|E_x|$ компоненты. В ортогональной плоскости падения лежат доминантные компоненты магнитного поля: поперечная $|H_y|$ и нормальная $|H_z|$ компоненты. Поворот плоскости поляризации света на 90° меняет местами плоскость расположения доминантных компонент электрического и магнитного полей соответственно. При ТЕ поляризации доминантные компоненты электрического поля — поперечная $|E_y|$ и нормальная $|E_z|$ — расположены в плоскости, ортогональной плоскости падения. А доминантные компоненты магнитного поля — продольная $|H_x|$ и нормальная $|H_z|$ — находятся в плоскости падения света. При поднесении зонда к наноантенне происходит пространственное перекрытие компонент ближнего поля около зонда с компонентами оптических мод в наноантенне. Локальное возбуждение ТМ мод Фабри-Перо возможно благодаря схожей пространственной структуре полей ТМ мод Фабри-Перо и ближнего поля апертурного зонда. Аналогично при ТЕ поляризации возможно возбуждение ТЕ мод Фабри-Перо.

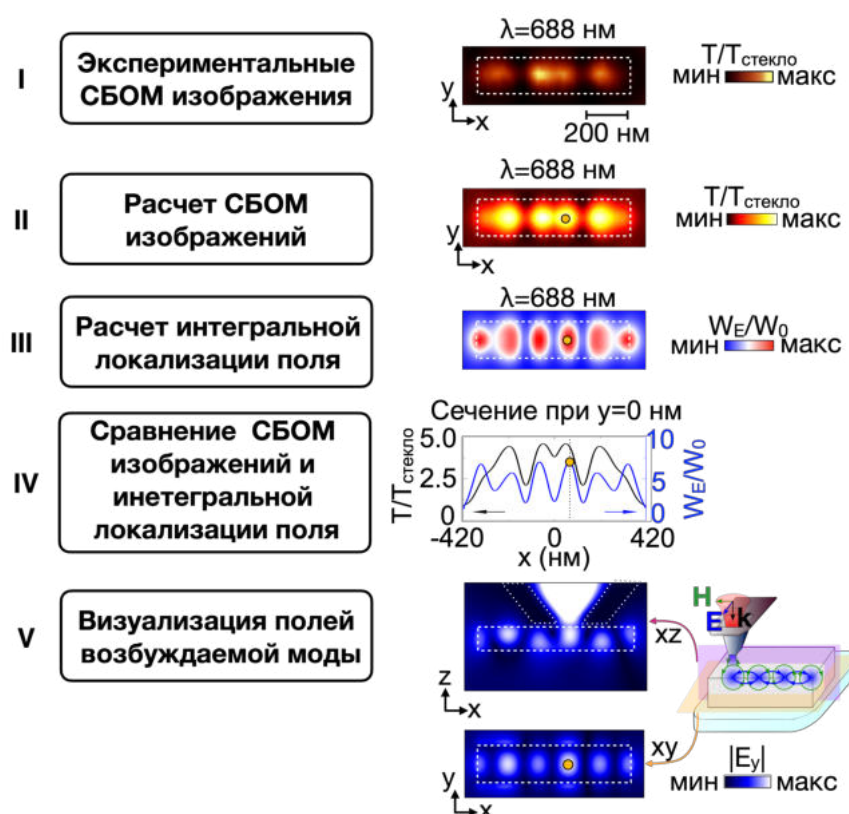


Рис. 48. Процедура анализа СБОМ изображений α -Si наноантенн.

3.3. Процедура анализа СБОМ изображений

Для выявления причины появления темных и светлых участков на полученных СБОМ изображениях была разработана процедура, представленная на Рисунке 48. Первый этап состоит в том, что экспериментальные СБОМ изображения воспроизводятся с помощью методики численного моделирования. Вторым этапом является определение пространственных положений зонда, при которых происходит наиболее эффективное возбуждение оптических мод. Это вычисляется с помощью расчета двумерных карт интегральной локализации электрического W_E/W_0 для ТЕ мод и магнитного W_H/W_0 для ТМ мод поля внутри наноантенны.

Затем пространственные положения максимумов интегральной локализации поля сравниваются с положением темных и светлых участков СБОМ изображений. По этому сравнению делается вывод о соответствии темных или светлых участков с положениями, в которых происходит наиболее эффективное возбуждение мод. Далее в положениях максимумов интегральной локализации поля рассчитывается распределение электромагнитного поля внутри наностержня, по которым определяется тип возбуждаемых оптических мод.

3.4. Сравнение экспериментальных и расчетных СБОМ изображений. Оценка разрешающей способности апертурной СБОМ

Сравнение экспериментальных и расчетных СБОМ изображений.

Рисунок 49(а) и (г) показывает сравнение экспериментальных и расчетных СБОМ изображения α -Si наностержня с $l = 700$ нм при облучении зонда ТЕ-поляризованным светом с длиной волны $\lambda = 688$ нм и $\lambda = 652$ нм соответственно. Оба изображения хорошо совпадают друг с другом, что свидетельствует о правильности созданной расчетной модели. На Рисунке 49(б) и (д) показаны сравнения сечений экспериментальных (сплошная кривая) и рассчитанных (пунктирная кривая) СБОМ изображения для обеих длин волн. Наблюдается хорошее совпадение по положениям максимумов и минимумов. Небольшое расхождение положения максимума для сечений СБОМ изображений на $\lambda = 688$ нм, расположенного на левой части стержня, связывается с присутствующим наклоном верхней поверхности стержня (8 нм), а также неточности в определении длины стержня. Отсутствие слабых максимумов, находящихся на левом и правом краю стержня, на экспериментальном сечении по сравнению с рассчитанным сечением $T/T_{\text{стекло}}$ связано с наличием скруглений на краях α -Si наностержня и рассеянием ближнего поля зонда на границах наностержня. Лучшее совпадение положений максимумов и минимумов наблюдается для экспериментального и рассчитанного СБОМ изображения на длине волны $\lambda = 652$ нм.

Оценка разрешающей способности. Появление минимумов и максимумов на СБОМ изображениях связано с возбуждением мод Фабри-Перо в наностержнях. Поскольку для ТЕ поляризации пучности поперечной компоненты электрического поля практически совпадают с максимумами на СБОМ изображениях (что будет показано в следующем параграфе), то изменение сигнала от минимума до максимума свидетельствует о пространственных размерах пучности моды. По сечениям экспериментальных СБОМ изображений проведена оценка разрешающей способности апертурной СБОМ для пространственного разрешения пучностей оптических мод Фабри-Перо. Она определяется по склону кривой $T/T_{\text{стекло}}$, обусловленным локальным возбуждением моды Фабри-Перо в одной из ее пучностей. В качестве критерия была использована величина интервала Δx по оси x на склоне кривой $T/T_{\text{стекло}}$, в котором значение $T/T_{\text{стекло}}$ изменяется от 10% до 90% относительно минимального значения. Она составила $\Delta x = 50$ нм для СБОМ изображения на $\lambda = 688$ нм (Рисунок 49(в)) и $\Delta x = 45$ нм для СБОМ изображения на $\lambda = 652$ нм (Рисунок 49(е)). Подобный критерий использовался в работе [164], в которой оценивали разрешающую способность б-СБОМ в режиме локального возбуждения плазмонных мод в золотом наностержне. Значение $\Delta x \approx 50$ нм означает, что с

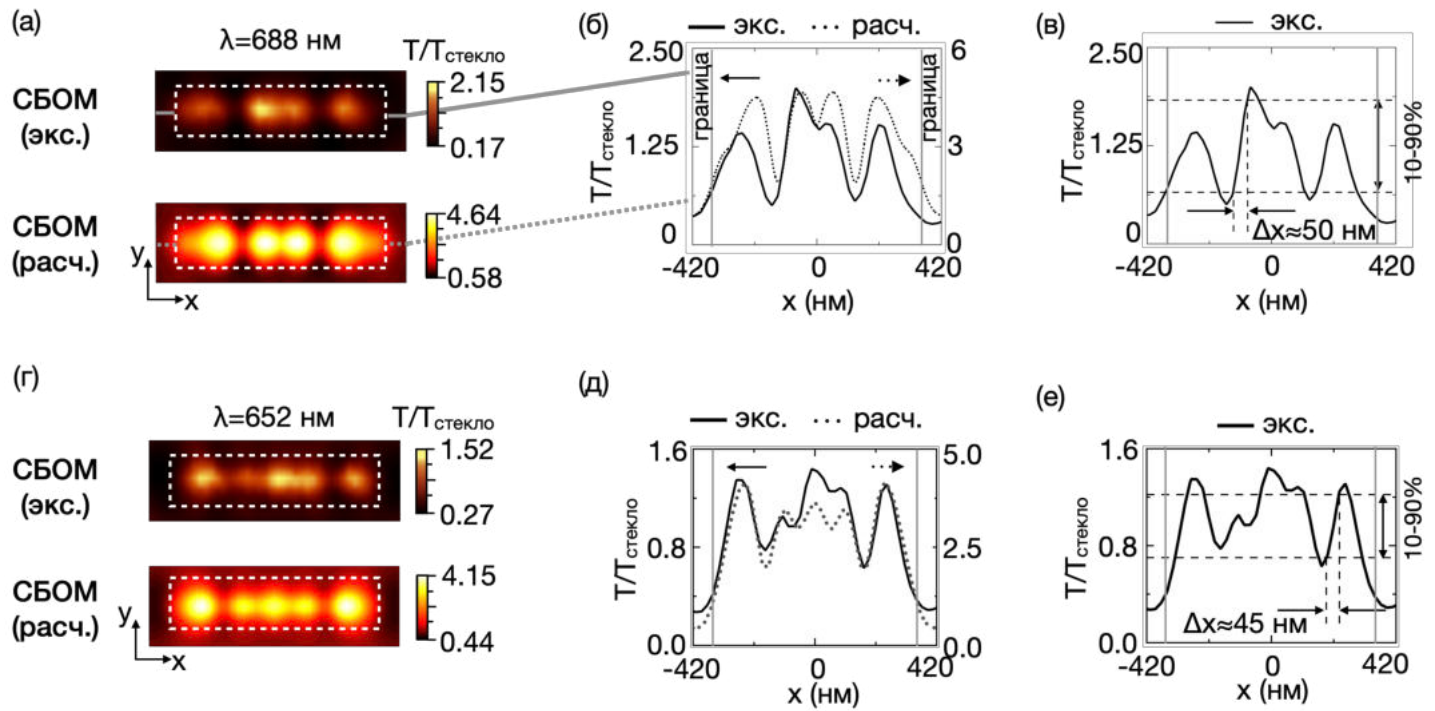


Рис. 49. (а),(г) Экспериментальные и расчетные СБОМ изображения α -Si наностержня с $l = 700$ нм при облучении ТЕ-поляризованным светом с длиной волны $\lambda = 688$ нм и $\lambda = 652$ нм соответственно. (б),(д) Сечения экспериментального (сплошная кривая) и расчетного (пунктирная кривая) СБОМ изображений (а) и (г), проходящее через середину наностержня вдоль его оси (ось x). (в),(е) Сечения экспериментальных СБОМ изображений (а),(г), показывающих оценку разрешающей способности апертурной СБОМ в режиме на пропускание для пространственного разрешения пучностей ТЕ мод Фабри-Перо.

помощью апертурного зонда можно разрешить пучность моды Фабри-Перо, если расстояние между соседними пучностями не меньше 50 нм.

Далее в работе будет объяснена природа появления светлых и темных областей на СБОМ изображениях на примере α -Si наностержня с $l = 700$ нм при ТЕ и ТМ поляризации падающего на зонд света и будет показан тип возбуждаемых мод.

3.5. Пространственное разрешение TE_{116}^o моды Фабри-Перо в α -Si наностержне с помощью СБОМ

Выявление причины появления максимумов и минимумов на СБОМ изображениях было осуществлено путем сравнения СБОМ изображений с максимумами локализации поля W_E/W_0 . Рисунок 50(а) показывает рассчитанное СБОМ изображение, двумерную карту локализации электрического поля W_E/W_0 α -Si наностержня с длиной $l = 700$ нм при ТЕ поляризации падающего на зонд света с длиной волны $\lambda = 688$ нм. Также на данном рисунке построены сечения СБОМ изображения (черная кривая) и W_E/W_0 карты (синяя кривая). Карта W_E/W_0 состоит из шести максимумов, в которых происходит наиболее эффективное возбуждение оптических мод с помощью ближнего поля апертурного зонда. Три максимума отмечены круглой (положение 1, $x = 60$ нм, $y = 0$ нм), квадратной (положение 2, $x = 200$ нм, $y = 0$ нм) и треугольной (положение 3, $x = 340$ нм, $y = 0$ нм) точками. Остальные

максимумы расположены симметрично относительно плоскости симметрии σ_x наностержня. Сравнение положений максимумов W_E/W_0 с $T/T_{\text{стекло}}$ говорит о том, что 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 .

Далее в пространственных положениях зонда 1, 2, 3, соответствующих максимумам W_E/W_0 , был проведен расчет электромагнитных полей. Для определения порядка и типа возбуждаемой моды были рассчитаны распределения поперечной компоненты электрического $|E_y|$ и нормальной компоненты магнитного $|H_z|$ поля (Рисунок 50(б)). Картинка слева на Рисунке 50(б) изображает плоскости, в которых рассчитывалось распределение электромагнитного поля. Таковыми являются плоскость xy , проходящая через полувысоту наностержня

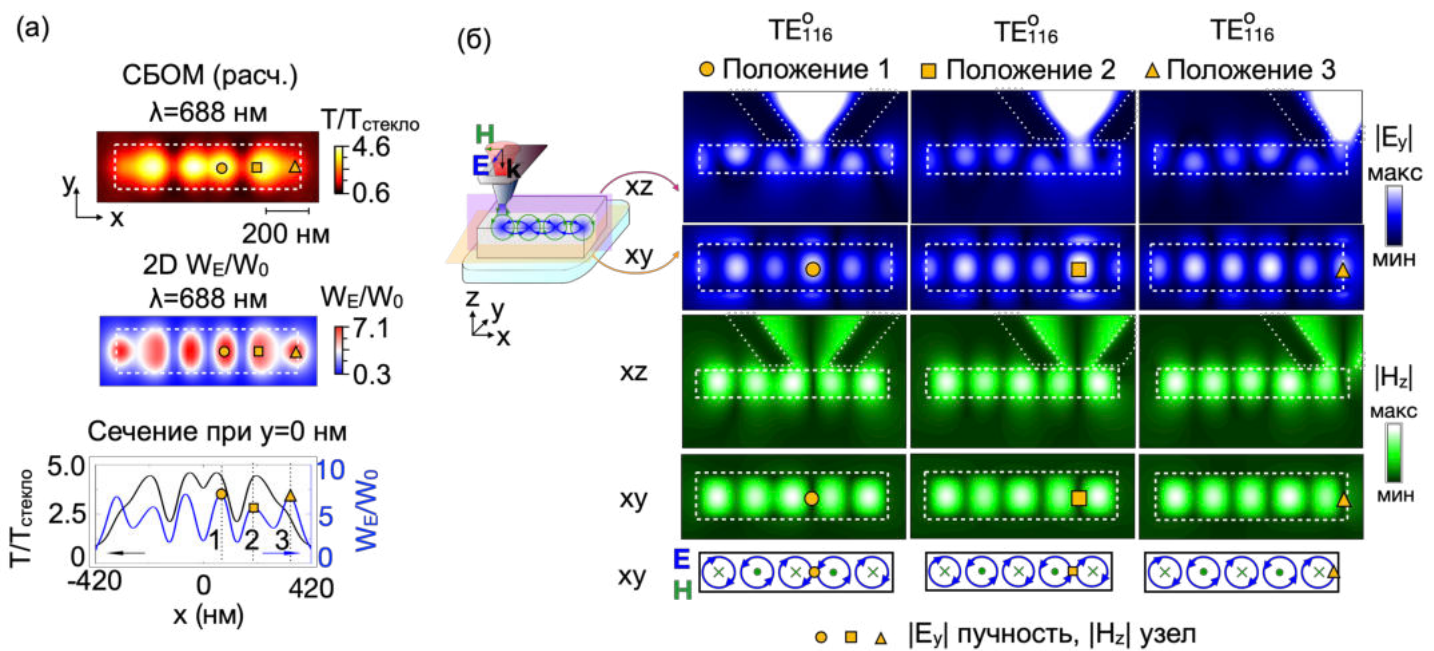


Рис. 50. (а) Рассчитанное СБОМ изображение, карта W_E/W_0 и их сечения при $y = 0$ нм α -Si наностержня с $l = 700$ нм при облучении зонда ТЕ-поляризованным светом с $\lambda = 688$ нм. (б) Расчет распределения поперечной компоненты $|E_y|$ и нормальной компоненты $|H_z|$, возбужденной TE_{116}^o моды 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 поля рассчитано в плоскостях xz и xy , которые схематически показаны на левой картинке в (б). Нижние картинки схематически изображают структуру возбуждаемых мод в плоскости xy (зеленые точки и крестики показывают магнитное поле, синие кривые — электрическое поле). Границы наностержня обозначены пунктирным прямоугольником, границы зонда — пунктирными линиями.

ня, и плоскость xz , проходящая через полуширину наностержня и включающая в себя часть апертурного зонда. Распределение компоненты $|E_y|$ в плоскостях xz и xy состоит из шести пучностей. Положение зонда при этом совпадает с пучностью $|E_y|$ оптической моды. Распределение компоненты $|H_z|$ в обеих плоскостях состоит из пяти пучностей. Положение зонда находится над узлом нормальной компоненты $|H_z|$. Кроме того, пучности $|E_y|$ расположены в узлах нормальной компоненты $|H_z|$.

Такую структуру поля имеет поперечно-электрическая (ТЕ) мода, которая представля-

ет собой систему токов смещение электрического поля, расположенных в плоскости xu и магнитных токов смещения, лежащих в плоскости xz . Схематический вид распределения электрического и магнитного полей возбужденной моды изображен на нижних картинках Рисунке 50(б). Следуя обозначениям по количеству пучностей $|E_y|$ в §2.2.2, возбужденная мода имеет порядок TE_{116}^o . Она является нечетной относительно плоскости симметрии σ_x (плоскость yz) наностержня. Ее компоненты электрического поля, продольные плоскости σ_x , преобразуются как нечетные функции, в частности, $E_y(x, y, z) = -E_y(-x, y, z)$, а магнитного поля — как четные функции $H_z(x, y, z) = H_z(-x, y, z)$, поскольку магнитное поля является аксиальным вектором.

Стоит отметить, что при возбуждении апертурным зондом TE_{116}^o моды Фабри-Перо в пространственных положениях 1, 2, 3 наблюдается неравномерность расположения пучностей $|E_y|$ относительно полувысоты наностержня, и их интенсивности относительно друг друга. Это можно понять исходя из того, что помимо TE_{11m}^s мод в наностержне возможно возбуждение TE_{01m}^s мод Фабри-Перо. Существование данных мод продемонстрировано на Рисунке 51 с помощью возбуждения точечным источником в виде электрического диполя, расположенного на верхней грани наностержня и ориентированного вдоль оси y . Расчет проводился с помощью программы Ansys Lumerical FDTD путем интегрирования по времени (от 15 фс до 20 фс) отклика наноантенны после воздействия на него короткого импульса. Распределение $|E_y|$ имеет пучности, расположенные у верхней и нижней граней наностержня, связанные с возбуждением моды TE_{013}^e . Также при расположении электрического диполя на полувысоте наностержня в положении $x = 60$ нм происходит возбуждение моды TE_{116}^o . Интегрирование отклика наноантенны осуществлялось на временах от 150 фс до 160 фс. Поскольку ближнее поле зонда имеет поперечную компоненту E_y , то возможно одновременное возбуждение обеих мод, когда их пучности пространственно перекрываются друг с другом. Их одновре-

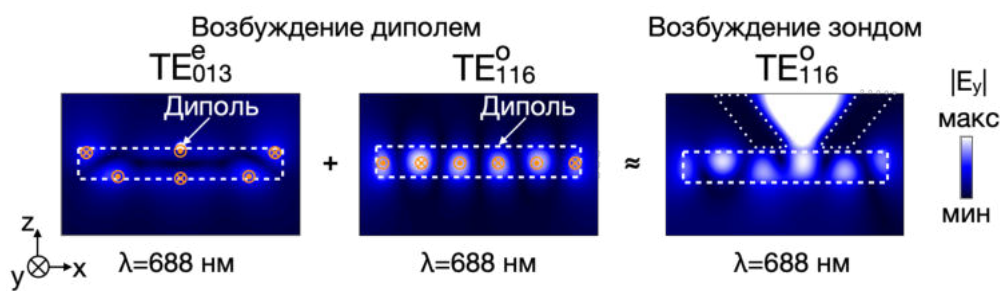


Рис. 51. Расчет распределения компоненты $|E_y|$ в плоскости xz стержня при возбуждении электрическим диполем, направленным вдоль оси y , моды TE_{013}^e и TE_{116}^o в α -Si наностержне с $l = 700$ нм на длине волны $\lambda = 688$ нм. На рисунке также приведен расчет $|E_y|$ при возбуждении апертурным зондом. Оранжевые значки показывают направление компоненты E_y .

менное возбуждение приводит к неоднородности распределения пучностей $|E_y|$, что также проявляется в неравномерности интенсивности максимумов и минимумов СБОМ изображения наностержня и величины максимумов интегральной локализации поля (Рисунок 50(а)). Схожая неравномерность распределения интенсивности максимумов при одновременном возбуждении поверхностных плазмонных мод в Ag наноантенне была обнаружена ранее при их

пространственном разрешении методом катодоллюминесцентной спектроскопии [174].

Таким образом, 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 такими же 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. Данные положения приводят к максимумам интегральной локализации поля. И поскольку максимумы, соответствующие наиболее эффективному возбуждению моды TE_{116}^o , находятся в области максимумов СБОМ изображения (за исключением максимумов W_H/W_0 на торцах наностержня), то последние показывают положение пучностей поперечной компоненты электрического поля $|E_y|$ и узлов нормальной компоненты магнитного поля $|H_z|$.

3.6. Пространственное разрешение TM_{115}^o моды Фабри-Перо в α -Si наностержне помощью СБОМ

Рисунок 52(а) показывает расчетное СБОМ изображение, карту W_H/W_0 и их сечения при $y = 0$ нм, полученные для α -Si наностержня с $l = 700$ нм при облучении зонда ТМ-поляризованным светом с длиной волны $\lambda = 648$ нм. Максимумы интегральной локализации магнитного поля, 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. Один из максимумов W_H/W_0 , расположенных у края наностержня, отмечен ромбовидной точкой ($x = 300$ нм, $y = 60$ нм). Остальные максимумы расположены симметрично относительно плоскостей симметрии наностержня σ_x и σ_y . Сечения $T/T_{\text{стекло}}$ (черная кривая) и W_H/W_0 (синяя кривая) 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 $T/T_{\text{стекло}}$.

В первую очередь будет выяснена структура оптических мод, соответствующих максимумам W_H/W_0 на оси стержня. Для определения пространственного распределения локально возбуждаемых оптических мод были рассчитаны распределения поперечной компоненты магнитного поля $|H_y|$ и нормальной компоненты электрического поля $|E_z|$. Распределения полей были рассчитаны вдоль плоскости xy , проходящей через полувысоту наностержня, и плоскости xz , проходящей через середину наностержня и часть апертуры зонда, как показано на левой картинке Рисунка 52(б). 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 $|E_z|$ (Рисунок 52(б)) состоит из шести пучностей, расположенных вдоль оси стержня. Положение зонда соответствует узлу нормальной компоненты электрического поля $|E_z|$. Подобная структура распределения поля соответствует ТМ моде, представляющей собой систему токов смещения магнитного поля, лежащих в плоскости xy , и токов смещения электрического поля, лежащих в ортогональной плоскости xz . Схематическая

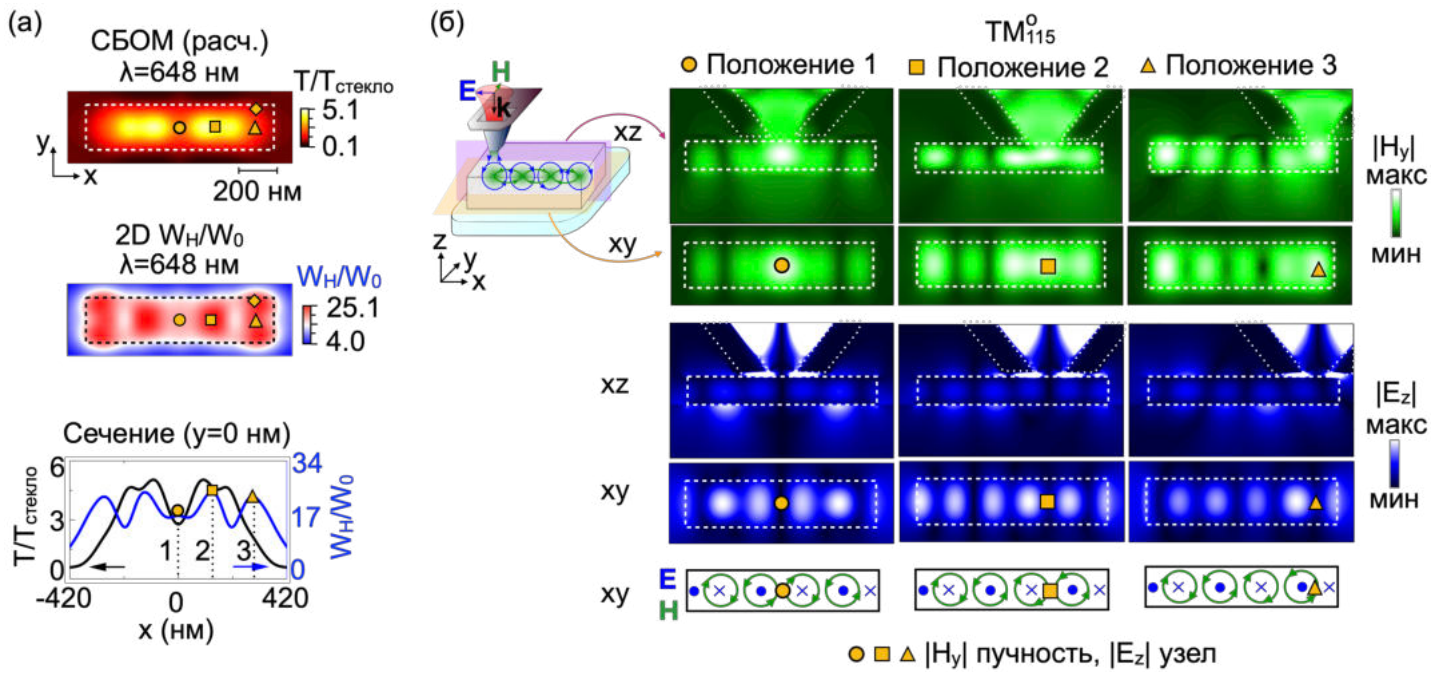


Рис. 52. (а) Рассчитанное СБОМ изображение, карта W_H/W_0 и их сечения при $y = 0$ нм α -Si наностержня при облучении зонда ТМ-поляризованным светом с $\lambda = 648$ нм. (б) Расчет распределения поперечной компоненты поля $|H_y|$ и нормальной компоненты электрического поля $|E_z|$ возбужденной TM_{115}^o моды Фабри-Перо в положениях зонда 1, 2, 3, отмеченных круглой, квадратной и треугольной точками 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 (б). Нижние картинки схематически изображают структуру возбуждаемых мод в плоскости xy (синии точки и крестики показывают электрическое поле, зеленые кривые — магнитное поле). Границы наностержня обозначены пунктирным прямоугольником, границы зонда — пунктирными линиями.

структура данной моды изображено на нижних картинках Рисунка 52(б). Следуя обозначениям, введенным в §2.2.2 для ТМ мод Фабри-Перо по количеству пучностей $|H_y|$, возбуждаемая мода является TM_{115}^o модой Фабри-Перо: в поперечном сечении 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 σ_x . В данном случае компонента магнитного поля, продольная плоскости симметрии, преобразуются как четная функция $H_y(x, y, z) = H_y(-x, y, z)$, компонента электрического поля продольная плоскости σ_x преобразуется как нечетная функция $E_z(x, y, z) = -E_z(-x, y, z)$. 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, соответствующие наиболее эффективному возбуждению 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 маг-

нитного поля $|H_y|$ и узлов нормальной компоненты электрического поля $|E_z|$.

На распределении компоненты $|H_y|$ ТМ₁₁₅^о моды Фабри-Перо проявляется неоднородность по амплитуде пучностей $|H_y|$: первая, третья и пятая пучность, начиная от левого края наностержня больше по интенсивности, чем вторая и четвертая пучности. Это можно объяснить одновременным возбуждением мод ТМ₁₁₅^о и ТМ₀₁₃^о в наностержне. На Рисунке 53 показан расчет распределения компоненты $|H_y|$, полученной с помощью локального возбуждения магнитным диполем, размещенным на полувысоте стержня. Расчет выполнялся путем интегрирования в разных временных интервалах отклика наностержня на локальное возбуждение. Интегрирование промежутка времени от 20 фс до 30 фс показано на первой картинке Рисунка 53. Видно, что возбуждается мода ТМ₀₁₃^о, которая представляет собой три тока смещения

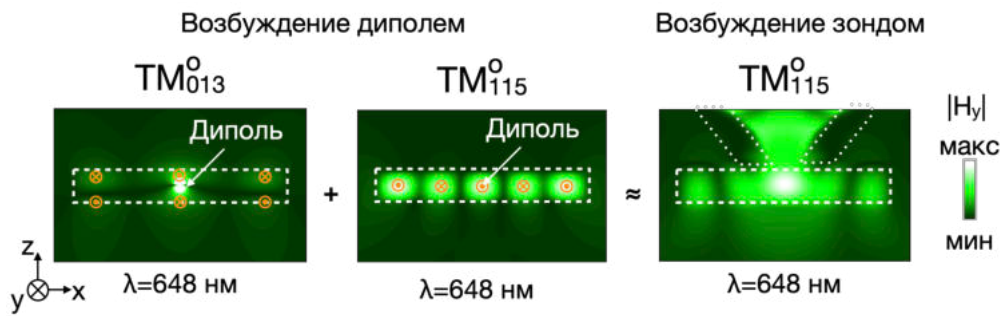


Рис. 53. Расчет распределения поперечной компоненты $|H_y|$ в плоскости xz при возбуждении электрическим диполем, направленным вдоль оси x , мод ТМ₀₁₃^о и ТМ₁₁₅^о в α -Si наностержне с $l = 700$ нм на длине волны $\lambda = 648$ нм. На рисунке также приведен расчет $|H_y|$ при возбуждении апертурным зондом. Оранжевые значки показывают направление компоненты H_y .

магнитного поля в плоскости, перпендикулярной к оси стержня (плоскость xz). Данные токи смещения формируют электрические диполи, лежащие вдоль оси стержня. После этого интервала времени данная мода затухает, что говорит о ее низкой эффективности возбуждения. Интегрирование на больших временах от 140 фс до 150 фс позволяет зарегистрировать моду ТМ₁₁₅^о, состоящую из пяти одинаковых по интенсивности пучностей $|H_y|$ (вторая картинка). В результате суперпозиции моды ТМ₁₁₅^о и ТМ₀₁₃^о происходит уменьшение интенсивности второй и четвертой пучностей $|H_y|$ ТМ₁₁₅^о моды и увеличение первой, третьей и пятой. Аналогичная картина наблюдается при возбуждении моды апертурным зондом. Отметим, что возбуждение моды ТМ₀₁₃^о вместе с модой ТМ₁₁₅^о приводит к тому, что происходит смещение минимума $T/T_{\text{стекло}}$ относительно 2-го максимума W_H/W_0 , который, в свою очередь, совпадает с положением пучности $|H_y|$ моды Фабри-Перо ТМ₁₁₅^о. Максимум локализации магнитного поля, связанный с возбуждением моды ТМ₀₁₃^о, не наблюдается на фоне максимума, связанного с модой ТМ₁₁₅^о, поскольку ее эффективность возбуждения значительно выше, чем моды ТМ₀₁₃^о. Возбуждение данной моды также приводит к неравномерности распределения максимумов W_H/W_0 .

Причину появления максимумов на карте W_H/W_0 , расположенных не на оси наностержня, один из которых отмечен ромбовидной точкой на Рисунке 52(а), можно понять при помощи расчета поперечной $|E_y|$ и продольной $|E_x|$ компонент электрического поля. Результаты рас-

четов изображены на Рисунке 54. По распределению компоненты $|E_y|$ и $|E_x|$ в плоскости xy видно, что возбуждаемая мода представляет собой набор шести электрических токов смещения, характерных для ТЕ моды Фабри-Перо. Изображенная картинка ниже показывает структуру возбуждаемой моды. Следуя обозначениям ТЕ мод по количеству пучностей $|E_y|$, возбуждаемая мода является TE_{117}^e . Зонд возбуждает TE_{117}^e моду благодаря пространствен-

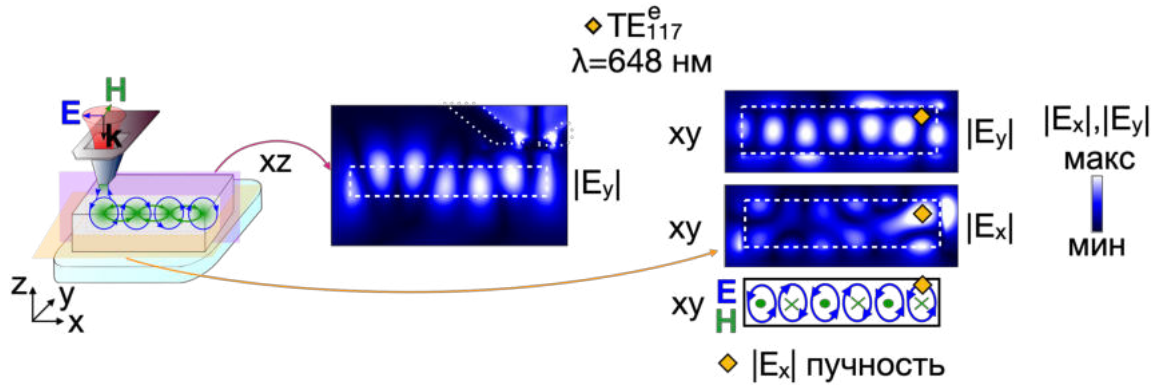


Рис. 54. Расчет распределения поперечной $|E_y|$ и продольной $|E_x|$ компонент электрического поля в α -Si наностержне с $l = 700$ нм в положении зонда, отмеченным ромбовидной точкой на Рисунке 52(а). Расчет выполнялся в плоскостях xz и xy , как схематически показано на левой картинке. Падающий на зонд свет имеет ТМ поляризацию и длину волны $\lambda = 648$ нм. Картинка под распределениями $|E_y|$ и $|E_x|$ схематически показывает структуру возбуждаемой моды TE_{117}^e в плоскости xy (зеленые точки и крестики изображают магнитное поле, синие кривые — электрическое поле). Штриховыми линиями обозначены границы наностержня, пунктирными линиями — границы апертурного зонда.

ному перекрытию продольной пучности $|E_x|$ ближнего поля зонда, образующейся при ТМ поляризации падающего света, и пучности $|E_x|$ моды TE_{117}^e , у которой продольные компоненты $|E_x|$ расположены у края наностержня.

Далее в работе будут показаны СБОМ изображения, полученные для стержней с длинами $l = 500, 700, 900$ нм в диапазоне длин волн от $\lambda = 600$ нм до $\lambda = 750$ нм при ТЕ и ТМ поляризации падающего на зонд света.

4. Сканирующая ближнепольная оптическая микроскопия и спектроскопия мод Фабри-Перо в α -Si наностержнях с длинами $l=500, 700, 900$ нм

4.1. Определение спектральных положений наиболее эффективного возбуждения мод Фабри-Перо апертурным зондом

Для проведения спектроскопии оптических мод с помощью апертурной СБОМ были определены длины волн, при которых происходит наиболее эффективное возбуждение ТЕ и ТМ мод Фабри-Перо. Для этого проводились расчеты интегральной локализации электрического поля W_E/W_0 для ТЕ поляризации и магнитного поля W_H/W_0 для ТМ поляризации при движении зонда вдоль центральной оси наностержня в зависимости от длины волны света. Рисунок 55(б-г) показывает результаты расчетов W_E/W_0 карт наностержней с длинами $l = 500, 700, 900$ нм для ТЕ поляризации падающего на зонд света в зависимости от положения

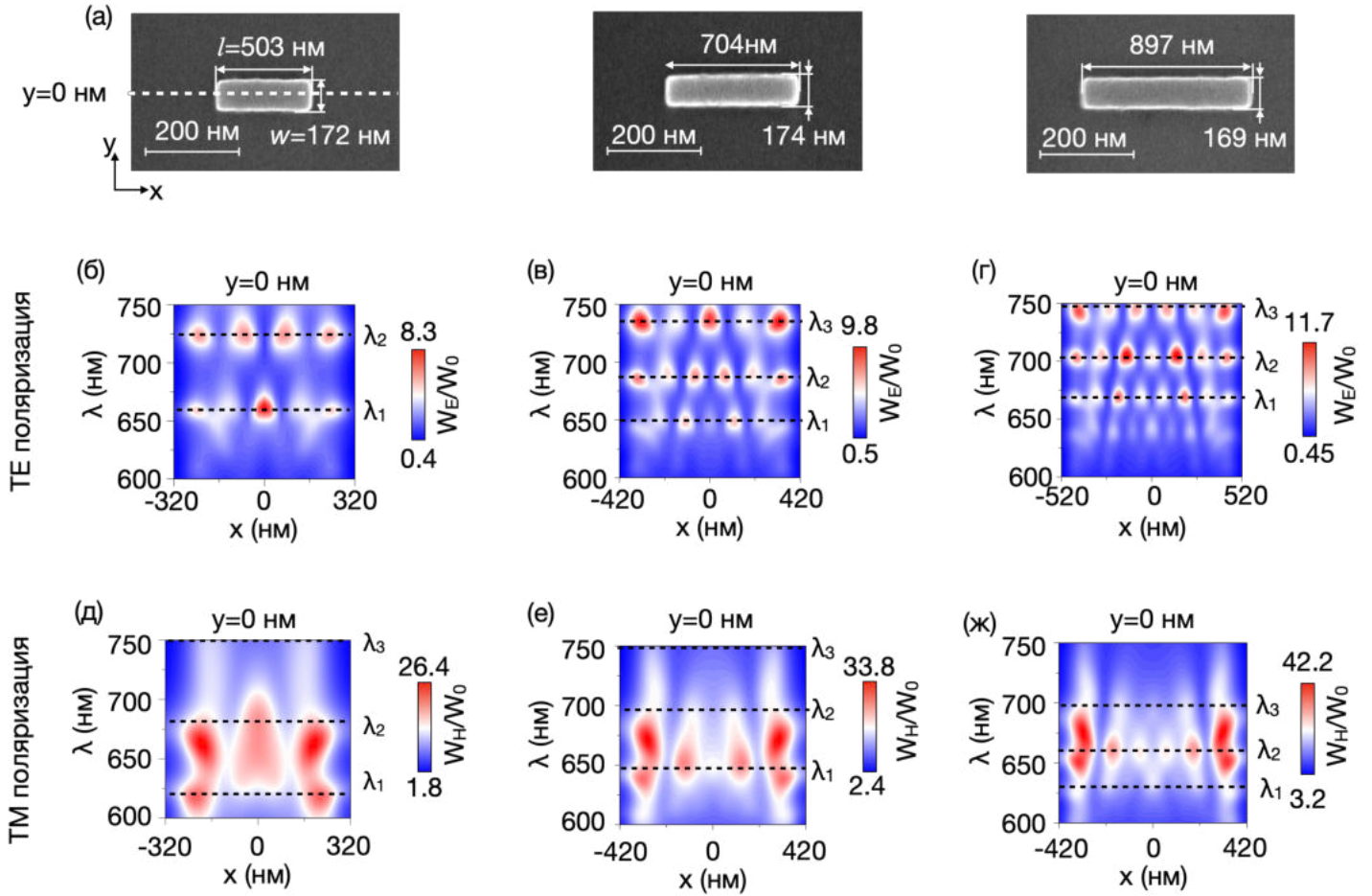


Рис. 55. (а) СЭМ изображения α -Si наностержней. (б-г) Расчет спектральной зависимости интегрального усиления электрического поля W_E/W_0 при движении апертурного зонда, облучаемого ТЕ-поляризованным светом, вдоль оси наностержней с $l = 500, 700, 900$ нм. (д-ж) Расчет спектральной зависимости интегрального усиления магнитного поля W_H/W_0 при движении апертурного зонда, облучаемого ТМ-поляризованным светом, вдоль оси наностержней с $l = 500, 700, 900$ нм.

апертурного зонда на центральной оси наностержня (ось x) и длины волны света. Штриховыми линиями на картах отмечены длины волны λ_n , на которых наблюдаются максимумы W_E/W_0 . Для наностержня с $l = 500$ нм на длинах волн $\lambda = 661$ нм и $\lambda = 725$ нм наблюдается пять и четыре максимумом соответственно. При увеличении длины наностержня количество максимумов W_E/W_0 в данном спектральном диапазоне увеличивается. Для наностержня с длиной $l = 700$ нм на длинах волн $\lambda_1 = 651$ нм, $\lambda_2 = 688$ нм и $\lambda_3 = 737$ нм наблюдаются сечения W_E/W_0 с семью, шестью и пятью максимумами соответственно. Для наностержня с $l = 900$ нм на длинах волн $\lambda_1 = 670$ нм, $\lambda_2 = 704$ нм и $\lambda_3 = 747$ нм наблюдается W_E/W_0 с восемью, семью и шестью максимумами соответственно.

Аналогичные расчеты интегральной локализации магнитного поля W_H/W_0 вдоль центральной оси x наностержней с $l = 500, 700, 900$ нм были проведены в случае облучения зонда ТМ-поляризованным светом. Результат показан на Рисунке 55(д-ж). Максимумы на W_H/W_0 картах указывают на пространственные положения и длины волн, при которых проходит наиболее эффективное возбуждение ТМ мод Фабри-Перо. При фиксированной длине стержня количество максимумов уменьшается с ростом длины волны. С ростом длины стержня увели-

чивается количество максимумов W_H/W_0 , которые можно наблюдать в данном спектральном диапазоне. Штриховыми линиями на двумерных картах W_H/W_0 (Рисунок 55(д-ж)) показаны спектральные положения λ_n , при которых происходит возбуждение мод Фабри-Перо.

На определенных длинах волн λ_n , соответствующих наиболее эффективному возбуждению оптических мод, далее были экспериментально измерены и численно рассчитаны СБОМ изображения, двумерные пространственные карты локализации поля, а также выявлен тип и порядок возбуждаемых мод Фабри-Перо.

4.2. СБОМ изображения наностержней при ТЕ поляризации. Пространственное разрешение TE_{11m}^s мод Фабри-Перо

СБОМ изображения α -Si наностержня с $l = 500$ нм. ТЕ поляризация

На Рисунке 56(а1),(а2) показаны экспериментальные СБОМ изображения наностержня с $l = 500$ нм, измеренные на длинах волн $\lambda = 661$ нм и $\lambda = 710$ нм соответственно. Они близко соответствуют длинам волн $\lambda_1 = 661$ нм, $\lambda_2 = 725$ нм, на которых наблюдается наиболее эффективное возбуждение оптических мод (максимумы W_E/W_0 при $y = 0$ нм, Рисунок 55(б)). Расчетные СБОМ изображения на резонансных длинах волн λ_1 и λ_2 представлены на Рисунке 56(б1) и (б2) соответственно. Результаты экспериментальных и расчетных СБОМ изображений хорошо совпадают друг с другом по количеству, положению и относительной интенсивности максимумов и минимумов. Однако на длине волны $\lambda_1 = 661$ нм расчетное СБОМ изображение имеет более интенсивные максимумы на краях, чем на экспериментальных данных. Это связано с наличием закруглений на изготовленном наностержне. СБОМ изображения на λ_1 состоят из пяти максимумов (Рисунок 56(а1),(б1)) и четырех максимумов на λ_2 (Рисунок 56(а2),(б2)). Расчетные двумерные пространственные карты интегральной локализации электрического поля W_E/W_0 на резонансных длинах волн λ_1 и λ_2 изображены на Рисунке 56(в1),(в2). Число максимумов W_E/W_0 коррелирует с числом максимумов СБОМ изображений. Точное сравнение положений максимумов W_E/W_0 и $T/T_{\text{стекло}}$ продемонстрировано на сечениях вдоль оси стержня при $y = 0$ нм на Рисунке 56(г1) для $\lambda_1 = 661$ нм и (г2) для $\lambda_2 = 725$ нм. Положение максимумов $T/T_{\text{стекло}}$ находится в области максимумов W_E/W_0 (за исключением максимумов W_E/W_0 на торцах наностержня). Небольшие смещения (< 20 нм) максимумов W_E/W_0 и $T/T_{\text{стекло}}$ относительно друг друга наблюдаются в нецентральных положениях зонда (на длине волны λ_2).

Рассчитанные распределения поперечной компоненты $|E_y|$ на Рисунке 56(д1) и (д2) в положениях W_E/W_0 максимумов (круглая точка на W_E/W_0 картах) показывают структуру возбуждаемых оптических мод. Расчет проводился в плоскостях xy и xz , проходящих на полувисоте и полуширине наностержня соответственно, как схематично изображено на картинке (д1). В центре стержня при λ_1 (Рисунок 56(д1)) зонд возбуждает TE_{115}^e моду Фабри-Перо. На длине волны $\lambda_2 = 725$ нм в одном из максимумов W_E/W_0 зонд возбуждает TE_{114}^o моду. В обоих случаях видно, что положение зонда совпадает с положением пучности $|E_y|$. Таким образом, аналогично рассмотренному выше случаю пространственного разрешения TE_{116}^o моды

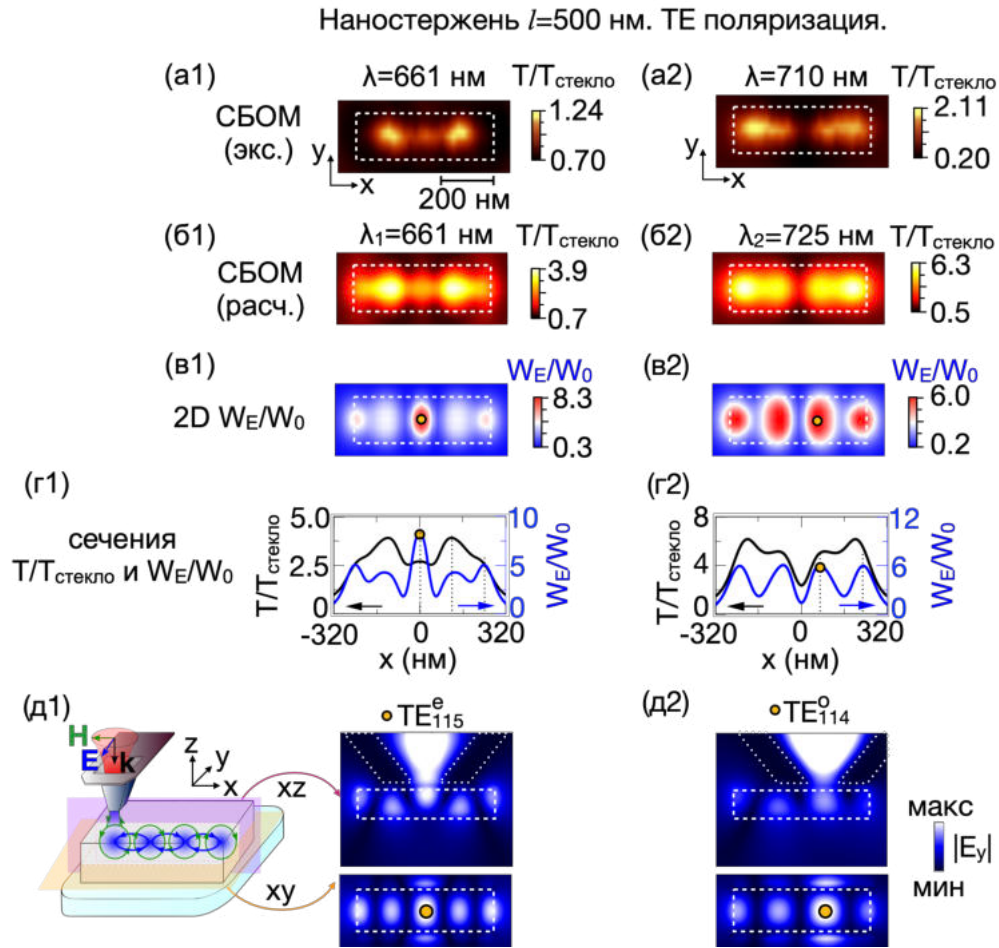


Рис. 56. (a1,a2) Экспериментальные СБОМ изображения наностержня с $l = 500$ нм при ТЕ поляризации падающего на зонд света. (b1,b2) Расчетные СБОМ изображения на резонансных длинах волн $\lambda_1 = 661$ нм и $\lambda_2 = 725$ нм соответственно. (v1,v2) Карта интегральной локализации электрического поля W_E/W_0 на резонансных длинах волн λ_1, λ_2 соответственно. (г1,г2) Сравнение сечений сигнала расчетного СБОМ изображения $T/T_{\text{стекло}}$ (черная кривая) и W_E/W_0 (синяя кривая) вдоль центральной оси наностержня. (д1,д2) Расчет распределения поперечной компоненты электрического поля $|E_y|$ в плоскостях xz и xy , проходящих через полуширину (верхняя картинка) и полувысоту (нижняя картинка) стержня. Положения зонда соответствуют максимумам W_E/W_0 , отмеченным круглой точкой на (v1), (v2), (г1), (г2). Штриховыми линиями показаны границы наностержня, пунктирными — границы апертурного зонда.

в наностержне с $l = 700$ нм, максимумы СБОМ изображения показывают расположение пучностей поперечной компоненты электрического поля $|E_y|$ TE_{11m}^s мод Фабри-Перо. Наблюдаемая неравномерность расположения пучностей относительно полувысоты наностержня связана с одновременным возбуждением мод TE_{01m}^s (Рисунок 39(г)). Также возбуждение TE_{01m}^s приводит к неравномерности максимумов W_E/W_0 , связанных с возбуждением мод TE_{115}^e и TE_{114}^o . Одновременное возбуждение мод приводит к большему значению локализации поля (центральный максимум W_E/W_0 на (v1) и (г1)). В нецентральной позиции мода TE_{01m}^s возбуждается менее эффективно, что приводит к меньшим значениям интегральной локализации поля.

СБОМ изображения α -Si наностержня с $l = 700$ нм. ТЕ поляризация

Результаты экспериментальных и расчетных СБОМ изображений для наностержня с $l = 700$ нм показаны Рисунке 57(а1-а3) и (б1-б3) соответственно. Длины волн $\lambda_1 = 652$ нм, $\lambda_2 = 688$ нм и $\lambda_3 = 737$ нм экспериментальных и расчетных СБОМ изображений соответствовали W_E/W_0 максимумам при $y = 0$ нм (Рисунок 55(в)). Экспериментальные и расчетные СБОМ изображения хорошо совпадают друг с другом по положению и количеству максимумов и минимумов, и их взаимной интенсивности. На длине волны $\lambda_1 = 652$ нм наблюдается пять максимумов, на $\lambda_2 = 688$ нм шесть максимумов и на $\lambda_3 = 737$ нм снова наблюдается пять максимумов.

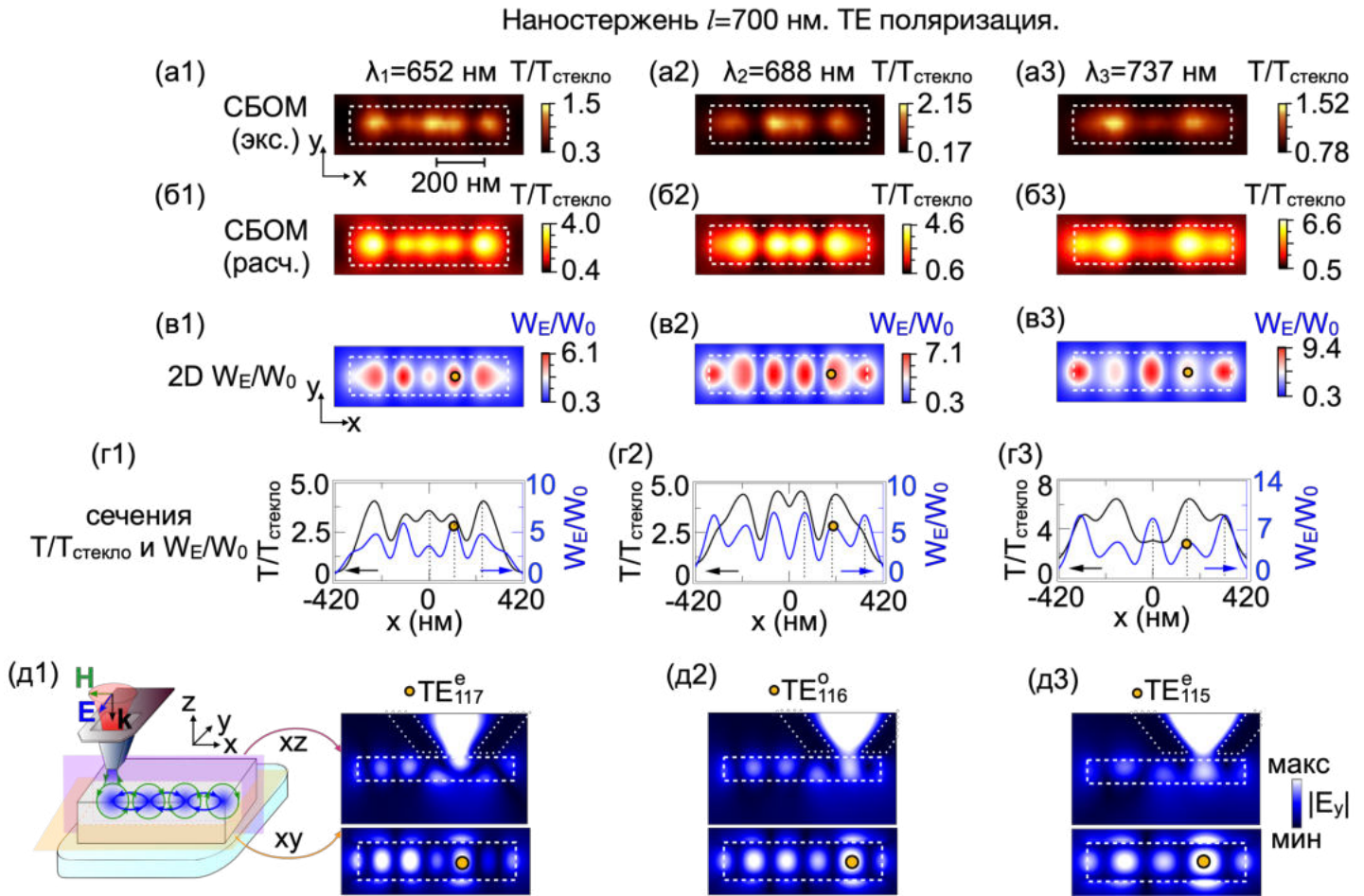


Рис. 57. (а1-а3) Экспериментальные СБОМ изображения наностержня с $l = 700$ нм при ТЕ поляризации падающего на зонд света. (б1-б3) Расчетные СБОМ изображения на резонансных длинах волн $\lambda_1 = 661$ нм, $\lambda_2 = 725$ нм и $\lambda_3 = 737$ нм. (в1-в3) Карта интегральной локализации электрического поля W_E/W_0 на резонансных длинах волн λ_1 , λ_2 , λ_3 . (г1-г3) Сравнение сечений сигнала расчетного СБОМ изображения $T/T_{\text{стекло}}$ (черная кривая) и W_E/W_0 (синяя кривая) вдоль оси наностержня. (д1-д3) Расчет распределения поперечной компоненты электрического поля $|E_y|$ в плоскостях xz и xy , проходящих через полуширину (верхняя картинка) и полувысоту (нижняя картинка) стержня. Положения зонда соответствуют максимумам W_E/W_0 , отмеченным круглой точкой на (в1), (в2), (г1), (г2). Штриховыми линиями показаны границы наностержня, пунктирными — границы апертурного зонда.

максимумов. Пространственные положения зонда, при которых происходит наиболее эффективное возбуждение оптических мод показано на картах W_E/W_0 на длинах волн λ_1 , λ_2 , λ_3 (Рисунок 57(в1-в3)). Данные карты состоят из W_E/W_0 максимумов, расположенных вдоль

оси стержня. Число максимумов уменьшается с семи до пяти при увеличении длины волны от $\lambda_1 = 652$ нм до $\lambda_3 = 737$ нм. Сравнение положений W_E/W_0 максимумов с особенностями на СБОМ изображениях показаны на Рисунке 57(г1-г3) с помощью построения их сечений вдоль оси стержня при $y = 0$ нм. Положение центральных W_E/W_0 максимумов совпадает с положением центральных максимумов $T/T_{\text{стекло}}$. В нецентральных положениях максимумы $T/T_{\text{стекло}}$ также находятся в области максимумов W_E/W_0 , однако наблюдается их незначительное смещение (< 20 нм) относительно друг друга. Исключение составляют максимумы W_E/W_0 , расположенные на торцах стержня, полученные на длине волны $\lambda_1 = 737$ нм.

Порядок и тип возбуждаемых оптических мод определен с помощью расчета поперечной компоненты $|E_y|$, продемонстрированного на Рисунках 57 (д1-д3) для длин волн λ_1 , λ_2 и λ_3 соответственно. Положения зонда соответствовали одному из максимумов W_E/W_0 , помеченному круглой точкой на Рисунках 57(в1-в3) и (г1-г3). Распределение $|E_y|$ было получено вдоль плоскостей xz и xy , проходящих на полуширине (верхняя картинка) и полувысоте (нижняя картинка) наностержня соответственно. Моды состоят из расположенных вдоль оси наностержня пучностей $|E_y|$. Число пучностей соответствует количеству максимумов W_E/W_0 . Положение W_E/W_0 максимума совпадает с положением пучности $|E_y|$. Распределение компоненты $|E_y|$ показывает возбуждение ТЕ мод Фабри-Перо: TE_{117}^e на $\lambda_1 = 652$ нм, TE_{116}^o на $\lambda_2 = 688$ нм и TE_{115}^e на $\lambda_3 = 737$ нм. Таким образом, пучности $|E_y|$ TE_{115}^o , TE_{116}^o , TE_{117}^e мод Фабри-Перо расположены в области максимумов на СБОМ изображениях и совпадают с максимумами интегральной локализации электрического поля при возбуждении апертурным зондом. Исключение составляет случай на торцах стержня при возбуждении моды TE_{117}^e . На Рисунке 57(г1) видно, что крайние максимумы W_E/W_0 , связанные с возбуждением моды, лежат на склоне кривой $T/T_{\text{стекло}}$, а не в области максимума. Это связано с сильным рассеянием поля зонда при расположении на торцах наностержня, по сравнению с положением зонда ближе к центру. Стоит отметить, что возбуждение нечетной моды TE_{116}^o запрещено с помощью ТЕ-поляризованной плоской электромагнитной волны при нормальном падении на наностержень, поскольку она является четной модой относительно плоскости симметрии наностержня.

СБОМ изображения α -Si наностержня с $l = 900$ нм. ТЕ поляризация

Увеличении длины наностержня приводит к росту количества максимумов и минимумов на СБОМ изображениях. Рисунок 58(а1-а3) и (б1-б3) показывает экспериментальные и расчетные СБОМ изображения для наностержня с $l = 900$ нм соответственно на резонансных длинах волн $\lambda_1 = 670$ нм, $\lambda_2 = 704$ нм и $\lambda_3 = 747$ нм. На этих длинах волн наблюдаются максимумы интегральной локализации электрического поля W_E/W_0 , рассчитанной при движении зонда вдоль оси x при $y = 0$ нм (Рисунок 55(г)). Как и для длин стержней $l = 500, 700$ нм экспериментальные и расчетные СБОМ изображения совпадают друг с другом по количеству и положению максимумов и минимумов и их относительной интенсивности, за исключением максимумов у торцов стержня на (а2) и (б2). Расхождение, проявляющееся в отсутствие ярко

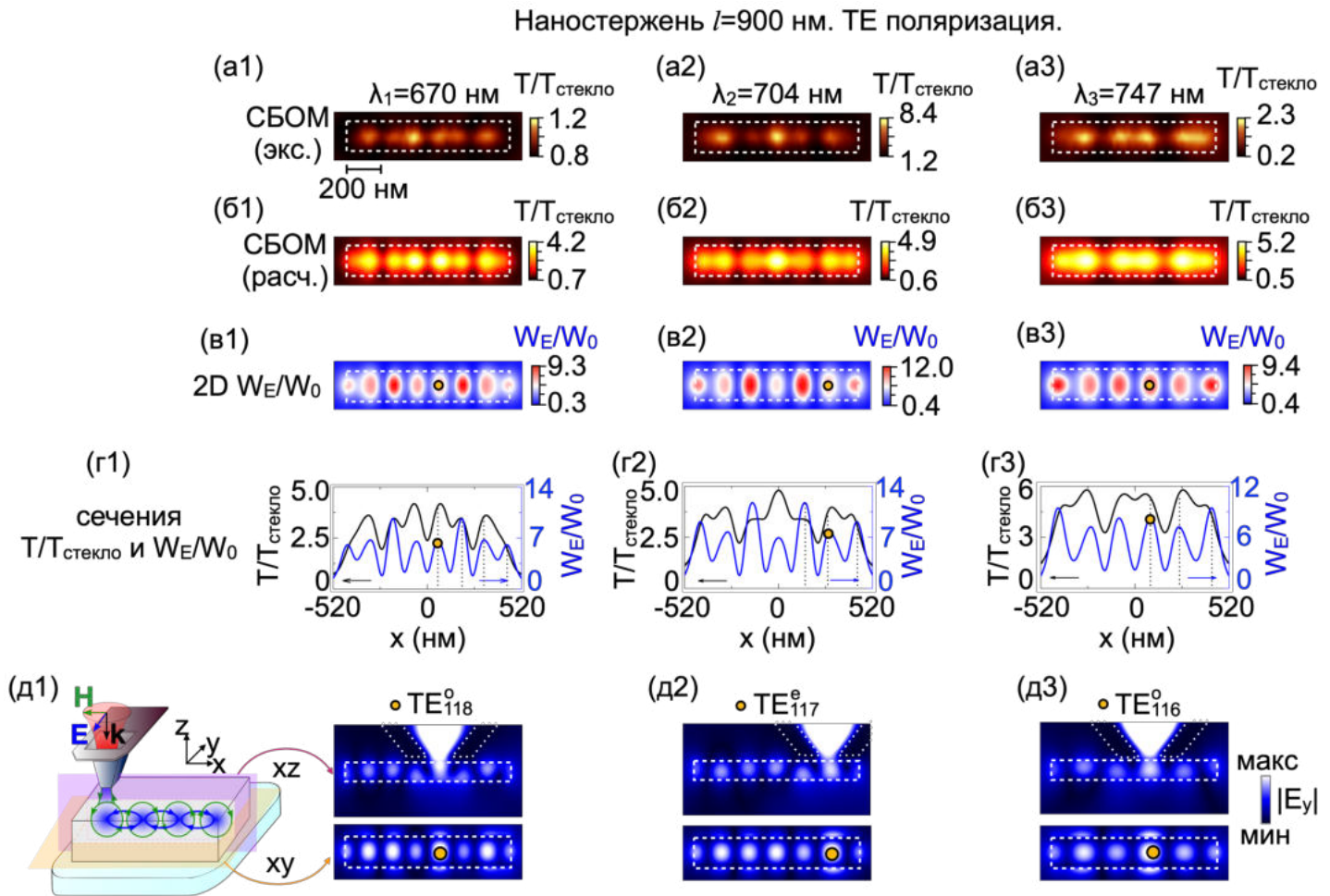


Рис. 58. (а1-а3) Экспериментальные СБОМ изображения наностержня с $l = 900$ нм при ТЕ поляризации падающего на зонд света. (б1-б3) Расчетные СБОМ изображения на резонансных длинах волн $\lambda_1 = 680$ нм, $\lambda_2 = 704$ нм и $\lambda_3 = 747$ нм. (в1-в3) Карта локализации поля W_E/W_0 на резонансных длинах волн $\lambda_1, \lambda_2, \lambda_3$. (г1-г3) Сравнение сечений сигнала расчетного СБОМ изображения $T/T_{\text{стекло}}$ (черная кривая) и W_E/W_0 (синяя кривая) вдоль оси наностержня. (д1-д3) Распределение поперечной компоненты поля $|E_y|$ в плоскостях xz и xy , проходящих через полуширину (верхняя картинка) и полувысоту (нижняя картинка) стержня. Положения зонда соответствуют максимумам W_E/W_0 , отмеченным круглой точкой на (г1-г3) и (в1-в3). Штриховыми линиями показаны границы наностержня, пунктирными — границы апертурного зонда.

выраженных максимумов на экспериментальном СБОМ изображении около торцов, связано с неучтенным в моделировании наличием скруглений торцов изготовленного наностержня. Рассчитанные карты интегральной локализации поля W_E/W_0 на Рисунке 58(в1-в3) на резонансных длинах волн λ_1, λ_2 и λ_3 состоят из максимумов вдоль оси стержня, что вызвано возбуждением мод Фабри-Перо. Сравнение сечений СБОМ изображения (черная кривая) и карт W_E/W_0 (синяя кривая) вдоль центральной оси стержня (ось x) представлено на Рисунке 58(г1-г3) для λ_1, λ_2 и λ_3 . Положение центрального максимума $T/T_{\text{стекло}}$ на (г2) совпадает с максимума W_E/W_0 . Остальные максимумы $T/T_{\text{стекло}}$ на (г1-г3) лежат в области максимумов W_E/W_0 , однако наблюдается их незначительное смещение (< 20 нм) относительно друг друга.

Распределение поперечной компоненты электрического поля $|E_y|$, полученное в положе-

ниях максимумов локализации электрического поля, показано на Рисунке 58(д1-д3). Распределение было получено вдоль плоскостей xz и xy , проходящих на полуширине (верхняя картинка) и полувысоте (нижняя картинка) наностержня соответственно. На длине волны $\lambda_1 = 670$ нм происходит возбуждение TE_{118}^o моды с восемью пучностями $|E_y|$ (Рисунок 58(д1)), на $\lambda_2 = 704$ нм возбуждается TE_{117}^e мода с семью пучностями $|E_y|$, и на $\lambda_3 = 747$ нм — TE_{116}^o моды с шестью пучностями (Рисунок 58(д3)). Положения зонда, при которых происходит наиболее эффективное возбуждение TE_{11m}^s мод, совпадает с положением одной из пучности $|E_y|$ TE_{11m}^s моды. Пучности $|E_y|$ расположены в области максимумов СБОМ изображения за исключением пучностей у торцов стержня, которые находятся на склоне $T/T_{\text{стекло}}$. Отсутствие ярко выраженного максимума $T/T_{\text{стекло}}$ при положении зонда в пучностях $|E_y|$, расположенных у торцов, связано с сильным рассеянием ближнего поля зонда, по сравнению с положениям зонда ближе к центру стержня. Стоит отметить, что с помощью зонда продемонстрировано возбуждение нечетных мод TE_{116}^o и TE_{118}^o , возбуждение которых запрещено ТЕ поляризованной плоской электромагнитной волной при нормальном падении на наностержень, поскольку она имеет симметрию четной моды.

Таким образом, для длин стержней $l = 500, 700, 900$ нм, шириной $w = 170$ нм и высотой $h = 105$ нм в диапазоне длин волн от $\lambda = 600$ нм до $\lambda = 750$ нм показано, что ближнее поле апертурного СБОМ зонда, создаваемое при его освещении ТЕ-поляризованным светом, локально возбуждает TE_{11m}^s моды Фабри-Перо за счет пространственного перекрытия полей зонда и мод. С помощью численных расчетов, основанных на методе конечных разностей во временной области, установлено, что наиболее эффективное возбуждение TE_{11m}^s мод Фабри-Перо происходит при положениях зонда, совпадающих с пучностями поперечной компоненты электрического поля $|E_y|$. С помощью численных расчетов установлено, что пучности поперечной компоненты электрического поля $|E_y|$ TE_{11m}^s мод Фабри-Перо находятся в области максимумов сигнала на СБОМ изображениях (за исключением пучностей, находящихся у торцов наностержня). По максимумам на экспериментальных и расчетных СБОМ изображениях, полученных в диапазоне длин волн от $\lambda = 600$ нм до $\lambda = 750$ нм, установлен порядок мод Фабри-Перо, составивший $m = 4, 5$ для $l = 500$ нм, $m = 5, 6, 7$ для $l = 700$ нм и $m = 6, 7, 8$ для $l = 900$ нм. Показано, что зонд возбуждает TE_{11m}^e моды с нечетным (четные моды) и TE_{11m}^o моды с четным (нечетные моды) числом пучностей $|E_y|$. Нечетные моды TE_{11m}^o не возбуждаются ТЕ поляризованной плоской волной, падающей под нормалью к поверхности наностержней, поскольку ее поле имеет симметрию четной моды. Возбуждение TE_{11m}^o мод ближним полем апертурного зонда становится возможным благодаря пространственному перекрытию полей зонда и поля нечетной моды, происходящим в пучностях $|E_y|$.

4.3. СБОМ изображения наностержней при ТМ поляризации. Пространственное разрешение TM_{11m}^s мод Фабри-Перо

Данный параграф будет посвящен анализу СБОМ изображений, полученных для наностержней с $l = 500, 700, 900$ нм при облучении апертурного зонда ТМ-поляризованным светом в диапазоне длин волн от $\lambda = 600$ нм до $\lambda = 750$ нм.

СБОМ изображения α -Si наностержня с $l = 500$ нм. ТМ поляризация

Расчет интегральной локализации магнитного поля W_H/W_0 для наностержня с $l = 500$ нм при ТМ поляризации света вдоль оси стержня при $y = 0$ нм (Рисунок 55(д)) показывает максимальные значения на $\lambda_1 = 618$ нм, $\lambda_2 = 682$ нм и $\lambda_3 = 750$ нм. Расчетные СБОМ изображения на этих длинах волн приведены на Рисунке 59(б1-б3). Наиболее близкие по форме экспериментальные СБОМ изображения показаны на Рисунке 59(а1-а3) на длинах волн $\lambda = 618$ нм, $\lambda = 676$ нм и $\lambda = 750$ нм соответственно. Наблюдается хорошее согласие между экспериментальными и расчетными СБОМ изображениями по расположению максимумов и минимумов и их относительной интенсивности. Расчетные СБОМ изображения получились менее контрастными по сравнению с экспериментальными, что возможно связано с большим диаметром апертуры, используемым для расчетов (диаметр 90 нм), по сравнению с использованным в эксперименте. Для выявления положений зонда, при которых происходит наиболее эффективное возбуждение оптических мод, был проведен расчет двумерных карт интегральной локализации магнитного поля W_H/W_0 . Результаты для $\lambda_{1,2,3}$ показаны на Рисунке 59(в1-в3) соответственно. В отличие от случая ТЕ поляризации W_H/W_0 карты имеют максимумы, расположенные как вдоль центральной оси стержня, так и на его периферии. Это аналогично случаю для стержня с $l = 700$ нм, рассмотренном в §2.3.6. Для λ_2 максимумы W_H/W_0 наблюдаются преимущественно вдоль оси наностержня. Для λ_1 и λ_3 максимумы W_H/W_0 находятся как вдоль центра стержня, так и на его периферии. Как было показано ранее для стержня с $l = 700$ нм вдоль центральной оси наностержня возбуждаются моды TM_{11m}^s , а у периферии стержня — моды TE_{11m}^s .

В первую очередь будут определены моды, возбуждаемые вдоль оси стержня. Результаты расчетов распределения $|H_y|$ показаны на сечениях (г1-г3) в плоскостях xz (верхняя картинка) и xy (нижняя картинка) соответственно. Положения зонда соответствовали максимумам W_H/W_0 , которые отмечены круглой точкой на Рисунке 59(в1-в3). В положениях на оси стержня зонд возбуждает моды с четырьмя (секция г1), тремя (секция г2) и двумя (секция г3) пучностями $|H_y|$. Они соответствуют поперечной компоненте магнитного поля TM_{11m}^s мод Фабри-Перо, которые представляют собой токи смещения магнитного поля, лежащие в плоскости xy . Их схематическая структура в плоскости xy нарисована под распределением поля на (г1), (г2) и (г3). На $\lambda_1 = 618$ нм возбуждается TM_{114}^e мода (г1), на $\lambda_2 = 682$ нм возбуждается TM_{113}^o (г2) и на $\lambda_3 = 750$ нм происходит возбуждение TM_{112}^e моды Фабри-Перо. TM_{114}^e , TM_{113}^o и TM_{112}^e моды соответствуют трем, двум и одному токам смещения магнитного поля. Как ранее было показано для стержня с $l = 700$ нм возбуждение TM_{11m}^s мод Фабри-Перо происходит за счет пространственного перекрытия пучностей $|H_y|$ оптических мод с компонентой $|H_y|$ ближнего поля зонда. Стоит отметить, что четные моды TM_{114}^e и TM_{112}^e не могут быть возбуждены ТМ поляризованной плоской волной при нормальном падении, поскольку она имеет симметрию поля нечетной моды. Положения зонда, в которых происходит наиболее эффективное возбуждение TM_{114}^e и TM_{113}^o мод Фабри-Перо, совпадают с положениями пучностей $|H_y|$. Для TM_{112}^e моды положение максимума W_H/W_0 смещено относительно центра

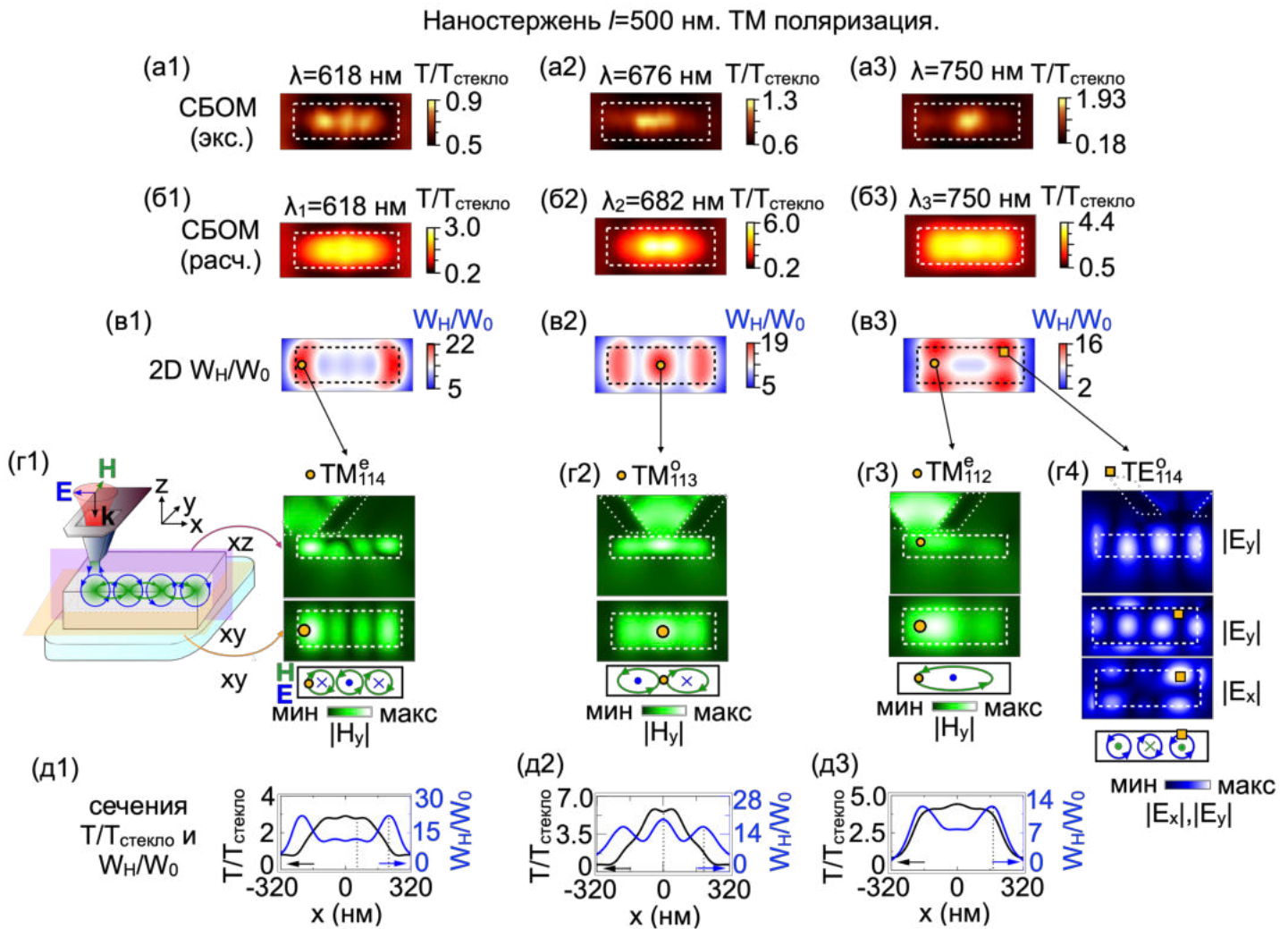


Рис. 59. (а1-а3) Экспериментальные СБОМ изображения наностержня с $l = 500$ нм при ТМ поляризации падающего на зонд света на длинах волн $\lambda = 618$ нм, $\lambda = 676$ нм и $\lambda = 750$ нм соответственно. (б1-б3) Расчетные СБОМ изображения на резонансных длинах волн $\lambda_1 = 618$ нм и $\lambda_2 = 682$ нм и $\lambda_3 = 750$ нм соответственно. (в1-в3) Карты интегральной локализации магнитного поля W_H/W_0 на резонансных длинах волн $\lambda_{1,2,3}$ соответственно. (г1-г3) Расчет распределения поперечной компоненты магнитного поля $|H_y|$ в плоскостях xz и xy , проходящих через полуширину (верхняя картинка) и полувысоту (нижняя картинка) стержня соответственно. Картинки под распределениями $|H_y|$ схематично отображают структуру возбуждаемой моды (зеленые кривые — магнитное поле, синие кривые — электрическое поле). (г4) Расчет распределений поперечной $|E_y|$ и продольной $|E_x|$ компонент электрического поля в положении зонда, соответствующему максимуму W_H/W_0 и отмеченному квадратной точкой на (в3). (д1-д3) Сечения сигнала СБОМ изображения $T/T_{\text{стекло}}$ (черная кривая) и W_H/W_0 (синяя кривая) вдоль центральной оси наностержня на длинах волн $\lambda_{1,2,3}$. Штриховыми линиями показаны границы наностержня, пунктирными — границы апертурного зонда.

пучности $|H_y|$ из-за того, что ее резонансная длина волны находится дальше $\lambda_3 = 750$ нм.

Тип возбуждаемых мод изменяется при нахождении зонда на периферии наностержня. На Рисунке 59(г4) изображено распределение компонент $|E_y|$ и $|E_x|$ при положении зонда, соответствующем максимуму W_H/W_0 , отмеченному квадратной точкой на секции (в3). Распределения $|E_y|$ в плоскостях xz и xy , а также $|E_x|$ в плоскости xy в совокупности демонстрируют возбуждение TE_{114}^o моды Фабри-Перо. Она имеет четыре $|E_y|$ и три $|E_x|$ пучности вдоль оси стержня, которые образуют три электрических тока смещения, лежащих в плос-

кости $xу$. Схематический вид моды нарисован на Рисунке 59(г4) под распределениями полей $|E_y|$ и $|E_x|$. Возбуждение данной моды происходит за счет пространственного перекрытия ее пучности продольной компоненты $|E_x|$ с продольной компонентой $|E_x|$ ближнего поля зонда, существующей при его облучении ТМ-поляризованным светом.

Сечения СБОМ изображений (черная кривая) и карт W_H/W_0 (синяя кривая) вдоль центральной оси стержня ($y = 0$ нм) показаны на Рисунке 59(д1-д3). На сечениях (д1) и (д2) минимумы $T/T_{\text{стекло}}$ лежат в области максимумов W_H/W_0 за исключением максимумов W_H/W_0 у торцов наностержня. Последние находятся на склоне кривой $T/T_{\text{стекло}}$. В нецентральных положениях зонда на (д1) наблюдаются незначительные смещения (< 20 нм) положения W_H/W_0 максимумов относительно минимумов $T/T_{\text{стекло}}$. На (д3) таковых совпадений максимумов W_H/W_0 и минимумов $T/T_{\text{стекло}}$ не наблюдается из-за того, что оба максимума находятся на торцах наностержня, и $\lambda_3 = 750$ нм не является резонансной для моды TM_{112}^e . Несовпадение минимумов $T/T_{\text{стекло}}$ и максимумов W_H/W_0 на торцах стержня вызвано увеличением рассеяния ближнего поля зонда, которое приводит к еще большему уменьшению сигнала $T/T_{\text{стекло}}$ по сравнению с положением зонда ближе к центру стержня.

СБОМ изображения α -Si наностержня с $l = 700$ нм. ТМ поляризация

Расчет локализации магнитного поля W_H/W_0 для наностержня с $l = 700$ нм при ТМ поляризации света (Рисунок 55(е)) показывает максимальные значения на $\lambda_1 = 648$ нм, $\lambda_2 = 690$ нм и $\lambda_3 = 750$ нм. Экспериментальные и расчетные СБОМ изображения приведены на Рисунке 60(а1-а3) и (б1-б3) соответственно на длинах волн $\lambda_{1,2,3}$. Наблюдается хорошее согласие между экспериментальными и расчетными СБОМ изображениями по расположению максимумов и минимумов и их относительной интенсивности. Полное совпадение наблюдается для СБОМ изображений на (а1), (б1) и (а3), (б3), где проявляются четыре максимума. Для пары (а2), (б2) также наблюдается хорошее совпадение по положению крайних максимумов, но есть отсутствие центрального слабого максимума на экспериментальном СБОМ изображении.

Расчет карт интегральной локализации магнитного поля W_H/W_0 на $\lambda_{1,2,3}$ приведен на Рисунке 60(в1-в3) соответственно. Аналогично ранее рассмотренным случаям при ТМ поляризации падающего на зонд света максимумы W_H/W_0 расположены как вдоль оси стержня (круглые точки на секциях (в1-в3)), так и на его периферии (квадратные точки на секциях (в2) и (в3)). Расчет распределения поперечной компоненты $|H_y|$ в положениях зонда, соответствующих максимумам W_H/W_0 вдоль оси стержня и отмеченных круглыми точками, приведены на Рисунке 60(г1,г2,г4). Расчет $|H_y|$ осуществлялся в плоскостях xz и xy , проходящих через полувысоту (верхняя картинка) и полуширину (нижняя картинка) стержня соответственно. На λ_1 (секция г1) зонд возбуждает моду с пятью пучностями $|H_y|$, на λ_2 (секция г2) — с четырьмя и на λ_3 (секция г4) — с тремя. Данные пучности соответствуют токам смещения магнитного поля TM_{11m}^s мод, лежащих в плоскости xy . Структура мод схематически нарисована под распределением поля в плоскости xy на (г1), (г2) и (г4). Таким образом, на $\lambda_1 = 648$ нм возбуждается TM_{115}^o мода (г1), на $\lambda_2 = 690$ нм — TM_{114}^e (г2) и на $\lambda_3 = 750$ нм

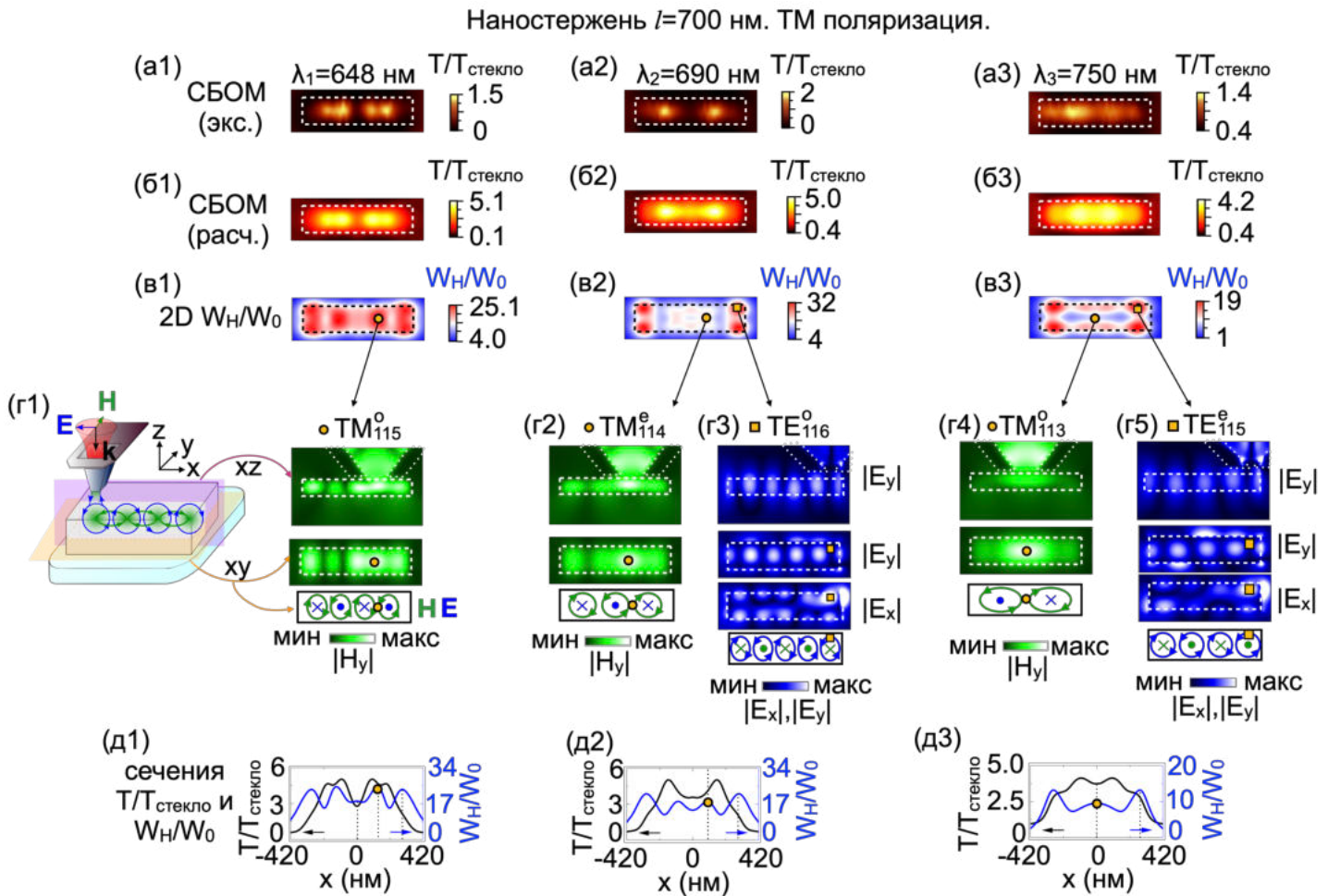


Рис. 60. (а1-а3) Экспериментальные СБОМ изображения наностержня с $l = 700$ нм при ТМ поляризации падающего на зонд света на резонансных длинах волн $\lambda_1 = 648$ нм, $\lambda_2 = 690$ нм и $\lambda_3 = 750$ нм соответственно. (б1-б3) Расчетные СБОМ изображения на $\lambda_{1,2,3}$. (в1-в3) Карты интегральной локализации магнитного поля W_H/W_0 на резонансных длинах волн $\lambda_{1,2,3}$. (г1,г2,г4) Расчет распределения поперечной компоненты магнитного поля $|H_y|$ в плоскостях xz и xy , проходящих через полуширину (верхняя картинка) и полувысоту (нижняя картинка) стержня соответственно. Картинки под распределениями $|H_y|$ схематично отображают структуру возбуждаемой моды (зеленые кривые — магнитное поле, синие кривые — электрическое поле). (г3),(г5) Расчет распределения поперечной $|E_y|$ и продольной $|E_x|$ компонент электрического поля в положениях зонда, соответствующих максимумам W_H/W_0 и отмеченных квадратной точкой на (в2) и (в3) соответственно. Штриховыми линиями показаны границы наностержня, пунктирными — границы апертурного зонда. (д1-д3) Сечения сигнала СБОМ изображения $T/T_{\text{стекло}}$ (черная кривая) и W_H/W_0 (синяя кривая) вдоль центральной оси наностержня на длинах волн $\lambda_{1,2,3}$.

— TM_{113}^o мода Фабри-Перо (г4). TM_{115}^o , TM_{114}^e и TM_{113}^o моды соответствуют четырем, трем и двум токам смещения магнитного поля. Стоит отметить, что четная мода TM_{114}^e не может быть возбуждена при нормальном падении ТМ поляризованной плоской волной, поскольку она имеет симметрию нечетной моды.

Тип возбуждаемых мод изменяется при нахождении зонда на периферии наностержня. На Рисунке 60(г3) изображено распределение компонент $|E_y|$ и $|E_x|$ при положении зонда, соответствующем максимуму W_H/W_0 , отмеченному квадратной точкой на секции (в3). Распределения $|E_y|$ в плоскостях xz и xy , а также $|E_x|$ в плоскости xy в совокупности демонстрируют

возбуждение TE_{116}^o моды Фабри-Перо. Она имеет шесть $|E_y|$ и пять $|E_x|$ пучностей, которые образуют пять электрических токов смещения, лежащих в плоскости xy . Схематический вид моды нарисован на Рисунке 60(г3) под распределениями полей $|E_y|$ и $|E_x|$. Возбуждение данной моды происходит за счет пространственного перекрытия ее пучности продольной компоненты $|E_x|$ с продольной компонентой $|E_x|$ ближнего поля зонда, существующей при его облучении ТМ-поляризованным светом. Аналогичным образом возбуждается TE_{115}^e мода на периферии наностержня на $\lambda_3 = 750$ нм в положении максимума W_H/W_0 , отмеченном квадратной точкой на секции (в3). Распределение компоненты $|E_y|$ в плоскостях xz и xy , а также компоненты $|E_x|$ в плоскости xy моды E_{115}^e изображено на Рисунке 60(г5). Она состоит из пяти $|E_y|$ и четырех $|E_x|$ пучностей, расположенных вдоль плоскости xy . Данные компоненты соответствуют четырем токам смещения электрического поля, что схематически изображено под распределениями $|E_y|$ и $|E_x|$ в секции (г5).

Сечения $T/T_{\text{стекло}}$ (черная кривая) и W_H/W_0 (синяя кривая) вдоль оси стержня при $y = 0$ нм приведены на Рисунке 60(д1-д3). Сечения (д1-д3) показывают, что положения W_H/W_0 максимумов совпадают с областями минимумов $T/T_{\text{стекло}}$ за исключением максимумов W_H/W_0 у торцов стержня. В нецентральных положениях зонда наблюдается небольшое смещение (< 20 нм) положения максимумов W_H/W_0 относительно минимумов $T/T_{\text{стекло}}$. Таким образом, положения минимумов на СБОМ изображениях также показывают положение пучностей поперечной компоненты магнитного поля $|H_y|$ TM_{11m}^s мод Фабри-Перо, поскольку последние соответствуют положениям максимумов W_H/W_0 (за исключением пучностей у торцов стержня).

СБОМ изображения α -Si наностержня с $l = 900$ нм. ТМ поляризация

Рисунок 55(ж), на котором изображен расчет W_H/W_0 вдоль оси стержня с $l = 900$ нм при $y = 0$ нм, показывает появление максимумов на $\lambda_1 = 627$ нм, $\lambda_2 = 661$ нм, $\lambda_3 = 690$ нм. Экспериментальные и расчетные СБОМ изображения на этих длинах волн приведены на Рисунке 61(а1-а3) и (б1-б3) соответственно. Наблюдается хорошее совпадение между экспериментальными и расчетными результатами. Положения максимумов и минимумов на СБОМ изображениях хорошо совпадают друг с другом. СБОМ изображение на λ_1 состоит из шести максимумов, на λ_2 – из пяти максимумов и на λ_3 – из четырех максимумов. Рисунки 61(в1-в3) показывают карты интегральной локализации магнитного поля W_H/W_0 для $\lambda_{1,2,3}$ соответственно. По картам видно, что наиболее эффективное возбуждение моды происходит как вдоль оси наностержня (при $y = 0$ нм), так и на его периферии. Как было ранее показано для стержней с длиной $l = 500$ нм, 700 нм, максимумы W_H/W_0 вдоль оси наностержня связаны с возбуждением TM_{11m}^s мод Фабри-Перо, а максимумы у периферии — с возбуждением TE_{11m}^s мод Фабри-Перо.

На Рисунке 61(г1,г2,г4) приведено рассчитанное распределение поперечной компоненты $|H_y|$ в положениях зонда, соответствующих максимумам W_H/W_0 вдоль оси стержня и отмеченных круглыми точками на (в1-в3). Расчет $|H_y|$ осуществлялся в плоскостях xz и xy , проходящих через полувысоту (верхняя картинка) и полуширину (нижняя картинка) стержня

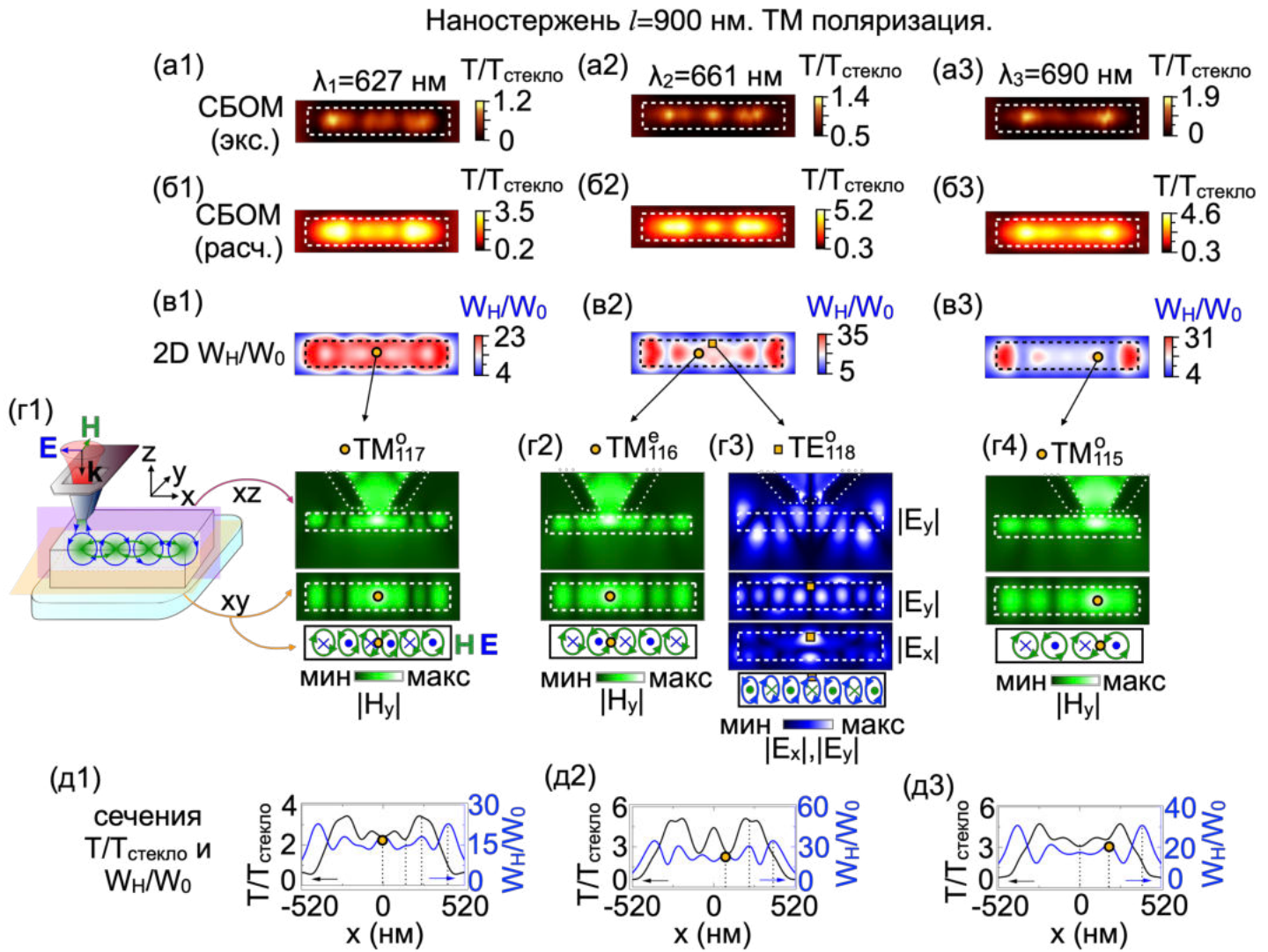


Рис. 61. (a1-a3) Экспериментальные СБОМ изображения наностержня с $l = 900$ нм при ТМ поляризации падающего на зонд света на резонансных длинах волн $\lambda_1 = 627$ нм, $\lambda_2 = 661$ нм и $\lambda_3 = 690$ нм соответственно. (b1-b3) Расчетные СБОМ изображения на $\lambda_{1,2,3}$ (v1-v3) Карты интегральной локализации магнитного поля W_H/W_0 на $\lambda_{1,2,3}$. (r1,r2,r4) Расчет распределения поперечной компоненты магнитного поля $|H_y|$ в плоскостях xz и xy , проходящих через полуширину (верхняя картинка) и полувысоту (нижняя картинка) стержня соответственно. Картинки под распределениями $|H_y|$ схематично отображают структуру возбуждаемой моды (зеленые кривые — магнитное поле, синие кривые — электрическое поле). (r3) Расчет распределения поперечной $|E_y|$ и продольной $|E_x|$ компонент электрического поля в положении зонда, соответствующем максимуму W_H/W_0 и отмеченным квадратной точкой на (v2). (d1-d3) Сечения сигнала СБОМ изображения $T/T_{\text{стекло}}$ (черная кривая) и W_H/W_0 (синяя кривая) вдоль центральной оси наностержня на длинах волн $\lambda_{1,2,3}$. Штриховыми линиями показаны границы наностержня, пунктирными — границы апертурного зонда.

соответственно, как схематично показано в секции (r1). Распределение $|H_y|$ на (r1) показывает наличие семи пучностей $|H_y|$, на (r2) — шести и на (r4) — пяти. Данные $|H_y|$ пучности соответствуют TM_{117}^o , TM_{116}^e , TM_{115}^o модам Фабри-Перо. Структура мод схематически нарисована под распределением $|H_y|$ на (r1,r2,r4). Мода TM_{117}^o имеет шесть токов смещения, мода TM_{116}^e — пять токов смещения и мода TM_{115}^o — четыре тока смещения магнитного поля. Аналогично случаям стержней с $l = 500$ нм и $l = 700$ нм, положение $|H_y|$ пучностей совпадает с

положениями максимумов W_H/W_0 .

Возбуждение TE_{11m}^s мод Фабри-Перо при ТМ поляризации падающего света показано с помощью распределения $|E_y|$ и $|E_x|$ на Рисунке 61(г3). Положение зонда соответствует максимуму W_H/W_0 у периферии наностержня, отмеченного квадратным символом на W_H/W_0 карте на (в2). Распределения $|E_y|$ в плоскостях xz и xy , а также $|E_x|$ в плоскости xy в совокупности демонстрируют возбуждение TE_{118}^o моды. Она имеет восемь $|E_y|$ и семь $|E_x|$ пучностей, которые образуют семь электрических токов смещения, лежащих в плоскости xy . Схематический вид моды нарисован на Рисунке 61(г3) под распределениями полей $|E_y|$ и $|E_x|$.

Аналогично случаю наностержней с $l = 500, 700$ нм совпадение областей минимумов $T/T_{\text{стекло}}$ с положениями максимумов W_H/W_0 наблюдается для стержня с $l = 900$ нм при $y = 0$ нм. Сечения $T/T_{\text{стекло}}$ (черная кривая) и W_H/W_0 (синяя кривая) изображены на Рисунке 61(д1-д3) для $\lambda_{1,2,3}$. Видно, что минимумы $T/T_{\text{стекло}}$ находятся в областях максимумов W_H/W_0 за исключением максимумов на торцах стержня. При положении в центре стержня наблюдается точное совпадение (секции (д1) и (д3)), а при нецентральных положениях — максимумы W_H/W_0 незначительно смещены (< 20 нм) относительно минимумов $T/T_{\text{стекло}}$.

Таким образом, для длин стержней $l = 500, 700, 900$ нм, шириной $w = 170$ нм и высотой $h = 105$ нм в диапазоне длин волн от $\lambda = 600$ нм до $\lambda = 750$ нм показано, что ближнее поле апертурного СБОМ зонда, создаваемое при его освещении ТМ-поляризованным светом, локально возбуждает TM_{11m}^s моды Фабри-Перо за счет пространственного перекрытия полей зонда и мод. С помощью численных расчетов, основанных на методе конечных разностей во временной области, установлено, что наиболее эффективное возбуждение TM_{11m}^s мод Фабри-Перо происходит при положениях зонда, совпадающих с пучностями поперечной компоненты магнитного поля $|H_y|$. С помощью численных расчетов установлено, что пучности поперечной компоненты магнитного поля $|H_y|$ TM_{11m}^s мод Фабри-Перо находятся в области минимумов сигнала на СБОМ изображениях (за исключением пучностей, находящихся у торцов наностержней). По минимумам на экспериментальных и расчетных СБОМ изображениях, полученных в диапазоне длин волн от $\lambda = 600$ нм до $\lambda = 750$ нм, установлен порядок мод Фабри-Перо, составивший $m = 2, 3, 4$ для $l = 500$ нм, $m = 3, 4, 5$ для $l = 700$ нм и $m = 5, 6, 7$ для $l = 900$ нм. Показано, что зонд возбуждает TM_{11m}^e моды с четным (четные моды) и TM_{11m}^o моды с нечетным (нечетные моды) числом пучностей $|H_y|$. Четные моды TM_{11m}^e не возбуждаются ТМ поляризованной плоской волной, падающей под нормалью к поверхности наностержней, поскольку ее поле имеет симметрию нечетной моды. Возбуждение TM_{11m}^e мод ближним полем апертурного зонда становится возможным благодаря пространственному перекрытию полей зонда и поля четной моды, происходящим в пучностях $|H_y|$. Кроме того, установлено, что при облучении зонда ТМ-поляризованным светом возможно возбуждение TE_{11m}^s мод Фабри-Перо при расположении зонда на периферии стержня. Возбуждение становится возможным благодаря пространственному перекрытию пучности продольной компоненты электрического поля $|E_x|$ TE_{11m}^s мод Фабри-Перо с компонентой $|E_x|$ ближнего поля апертурного зонда.

5. Интерференция между излучением зонда и оптической моды. Ближнепольные спектры пропускания

Чтобы понять контраст СБОМ изображений, необходимо рассмотреть факторы, которые определяют полный детектируемый сигнал при локальном возбуждении оптической моды на наноплазмонной антенне. Согласно работе [136] при облучении апертурного зонда его поле состоит из двух вкладов. Первый представляет собой ближнее (эванесцентное) поле, которое локализовано около отверстия зонда на расстоянии $\ll \lambda$. Второй вклад представляет собой свободно распространяющиеся моды, возникающие в результате дифракции света на апертуре зонда. На изображении камеры, расположенной под апертурным зондом, наблюдается дифракционная картина в виде колец при облучении апертурного зонда излучением суперконтинуума. Из-за наличия двух вкладов отклик локально возбуждаемой оптической моды в наноплазмонной антенне можно описать следующим образом. При поднесении зонда к наноплазмонной антенне ближнее поле около зонда за счет пространственного перекрытия с полями оптической моды локально возбуждает ее. Она, в свою очередь, излучает в дальнее поле. Вместе с излучением оптической моды происходит распространение излучения от зонда, которое не возбуждало оптическую моду. Поэтому детектируемый сигнал является интерференцией двух вкладов. Первый представляет собой излучение оптической моды возбужденной наноплазмонной антенны. Второй определяется излучением,

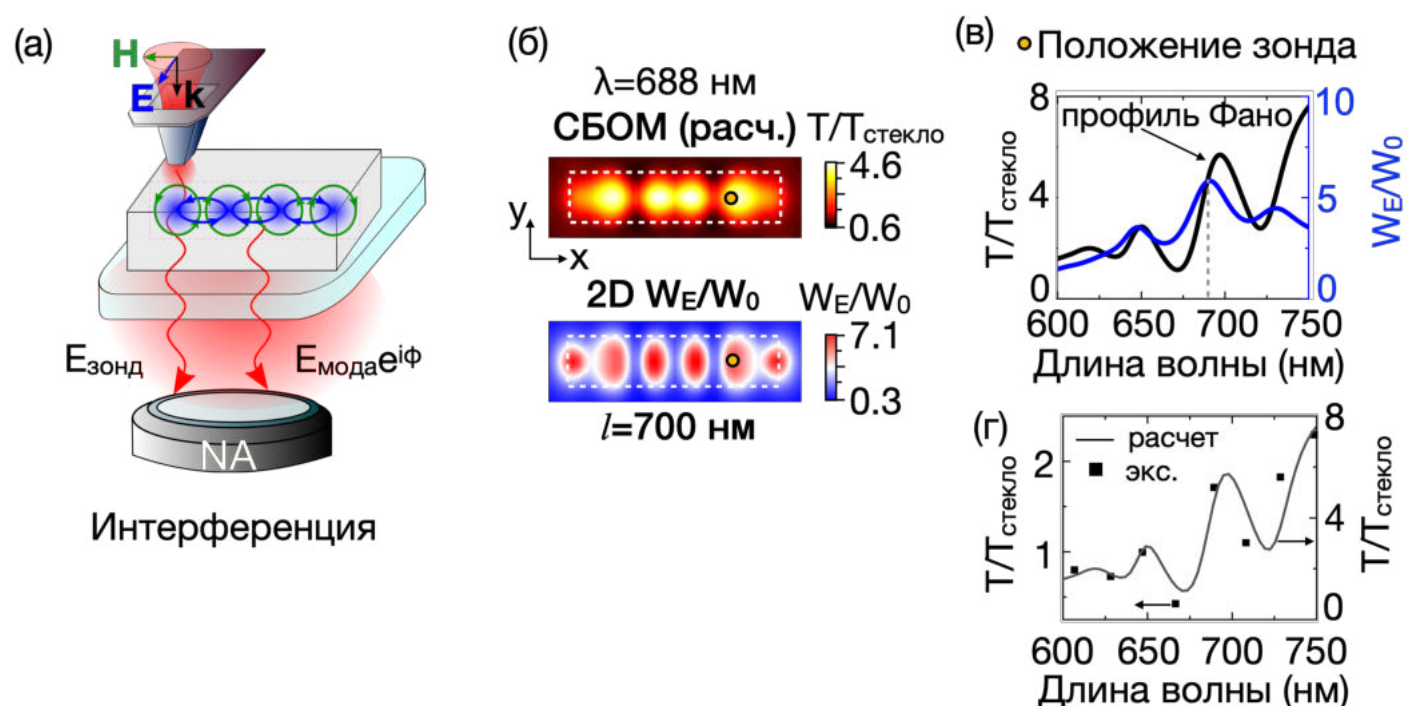


Рис. 62. (а) Схематический вид интерференции излучения оптической моды и излучения, распространяющегося от зонда. (б) СБОМ изображение и карта интегральной локализации электрического поля W_E/W_0 α -Si наностержня с $l = 700$ нм на длине волны $\lambda = 688$ нм. (в) Численный расчет ближнепольного спектра пропускания света через зонд и наноплазмонную антенну $T/T_{\text{стекло}}$ (черная кривая) и спектра интегральной локализации электрического поля W_E/W_0 (синяя кривая). Расчет проводился в положении, отмеченном круглой точкой на (б). (г) Сравнение численных расчетов спектров $T/T_{\text{стекло}}$ (черная кривая) и экспериментальных значений $T/T_{\text{стекло}}$ (точки) в положении зонда, отмеченном круглой точкой на (б).

распространяющимся от зонда. Схематически данный процесс показан на Рисунке 62(а). Излучение возбужденной оптической моды имеет задержку по фазе ϕ относительно прошедшего через наноплазмонную антенну излучения зонда. В зависимости от разности фаз интерференция двух каналов может приводить к увеличению сигнала $T/T_{\text{стекло}}$ при конструктивной интерференции и к уменьшению — при деструктивной интерференции.

Интерференцию между излучением оптической моды и излучением, распространяющимся от зонда, можно показать измерениями ближнепольных спектров пропускания $T/T_{\text{стекло}}(\lambda)$ при фиксированном положении зонда. Для этого было взято положение зонда, которое соответствовало одному из максимумов карты интегральной локализации поля W_E/W_0 (Рисунок 62(б)), полученному для стержня с длиной $l = 700$ нм на длине волны $\lambda = 688$ нм и ТЕ поляризации падающего на зонд света. Положение зонда соответствует второму максимуму W_E/W_0 от центра стержня, отмеченному круглой точкой на карте W_E/W_0 . Рисунок 62(в) показывает спектральную зависимость величины пропускания $T/T_{\text{стекло}}$ (черная кривая) и интегральной локализации поля W_E/W_0 (синяя кривая) при фиксированном положении зонда на наностержне. Максимумы на спектре W_E/W_0 показывают спектральное положение наиболее эффективного возбуждения оптических мод. На длине волны $\lambda = 688$ нм возбуждается мода TE_{116}^o . При этом кривая пропускания $T/T_{\text{стекло}}$ имеет асимметричный вид (профиль Фано) в окрестности максимумов W_E/W_0 . Аналогичный асимметричный профиль $T/T_{\text{стекло}}$ наблюдается в области максимума W_E/W_0 на $\lambda = 652$ нм, связанного с возбуждением моды TE_{117}^e . Форма Фано ближнепольного спектра пропускания проявляется в результате интерференции спектрально узкого излучения оптической моды и спектрально широкого нерезонансного излучения зонда, между которыми присутствует сдвиг по фазе ϕ , также зависящий от длины волны. График на Рисунке 62(г) показывает сравнение расчетной спектральной зависимости $T/T_{\text{стекло}}$ (черная кривая) с экспериментальными данными $T/T_{\text{стекло}}$ (точки) в положении 2 апертурного зонда на наностержне. В экспериментальных данных также наблюдается асимметричная спектральная зависимость $T/T_{\text{стекло}}$. Экспериментальную спектральную зависимость $T/T_{\text{стекло}}$ с меньшим шагом по длине волны в данном спектральном диапазоне не удалось построить из-за ограниченного набора длин волн, в котором измерялись СБОМ изображения.

6. Модель резонанса Фано для описания контраста СБОМ изображений

Как было показано выше, локальное возбуждение TE_{11m}^s и TM_{11m}^s мод Фабри-Перо приводит к различному контрасту на СБОМ изображениях: положения зонда, соответствующие наиболее эффективному возбуждению TE_{11m}^s (TM_{11m}^s) мод Фабри-Перо, находятся в области максимумов (минимумов) на СБОМ изображениях. Поскольку регистрируемая интенсивность в СБОМ измерениях является результатом интерференции излучения оптической моды и излучения, распространяющегося от зонда [158–160], то природа различного контраста СБОМ изображений может быть объяснена с помощью модели резонанса Фано. В зависимости от разности фаз между излучением оптической моды и нерезонансного фона от

апертурного зонда возможна конструктивная и деструктивная интерференция, приводящая соответственно к максимумам и минимумам регистрируемого сигнала.

В качестве модели для аппроксимации ближнепольных спектров пропускания света через зонд при возбуждении оптических мод Фабри-Перо была выбрана модель резонанса Фано в следующем виде [175]:

$$T(\omega) = \left| A + \sum_{j=1} \frac{b_j \Gamma_j e^{i\phi_j}}{\omega - \omega_j + i\Gamma_j} \right|^2, \quad (21)$$

где A — амплитуда нерезонансно прошедшего света, b_j — амплитуда излучения j -ой оптической моды, ϕ_j — разность фаз между излучением j -ой оптической моды и нерезонансно прошедшим излучением, ω_j — частота j -ой оптической моды Γ_j — спектральная ширина j -ой моды.

Для аппроксимации ближнепольных спектров пропускания по модели резонанса Фано использовались расчетные спектры для наностержня с длиной $l = 700$ нм, рассчитанные при положении зонда в центре наностержня ($x = 0$ нм, $y = 0$ нм). Для учета спектральной зависимости внутреннего поглощения в аморфном кремнии спектры пропускания при наличии наноантенны нормировались на спектр пропускания через кремниевую подложку T_{Si} . Он рассчитывался с помощью монитора, размещенного на расстоянии 105 нм от верхней грани слоя кремния с общей толщиной 3 мкм. После преобразования значений ближнего поля в дальнее поле сигнал суммировался по области углов, соответствующей числовой апертуре объектива в экспериментальной установке. Аппроксимация проводилась для ТЕ (Рисунок 63(а)) и ТМ (Рисунок 63(б)) поляризованного света, падающего на зонд. Черная кривая на Рисунке 63(а) изображает рассчитанную спектральную зависимость T/T_{Si} для ТЕ поляризации падающего на зонд света. Спектр имеет асимметричные резонансы в окрестности $\lambda = 650$ нм и $\lambda = 740$ нм. Для выявления спектральных положений, при которых происходит наиболее эффективное возбуждение оптических мод, был проведен расчет спектра интегральной локализации электрического поля W_E/W_0 , показанный синей кривой на Рисунке 63(а). Спектр W_E/W_0 имеет два максимума на $\lambda = 652$ нм и $\lambda = 739$ нм. Данные пики связаны с возбуждением TE_{117}^e и TE_{115}^e мод Фабри-Перо соответственно (Рисунок 57). В окрестности данных максимумов спектральная зависимость T/T_{Si} имеет асимметричную форму Фано. Резонансная особенность около $\lambda = 600$ нм на спектре W_E/W_0 связана с возбуждением моды более высокого порядка. Пунктирной кривой на Рисунке 63(а) приведен результат аппроксимации кривой T/T_{Si} при помощи модели резонанса Фано (21). Аппроксимация выполнялась в программе Wolfram Mathematica 12. Для аппроксимации использовались три резонанса. Резонансные частоты (длины волн) определялись по максимумам спектров W_E/W_0 . Они составили $\omega_1 = 2.55 \times 10^{15} c^{-1}$ ($\lambda = 739$ нм) для TE_{117}^e моды, $\omega_2 = 2.91 \times 10^{15} c^{-1}$ ($\lambda_2 = 647$ нм) для TE_{115}^e моды и $\omega_3 = 3.125 \times 10^{15} c^{-1}$ ($\lambda_3 = 603$ нм) для моды более высокого порядка. Остальные параметры определялись в результате аппроксимации. Их значения приведены в Таблице 2.

Результаты расчетов спектров пропускания и интегральной локализации магнитного поля

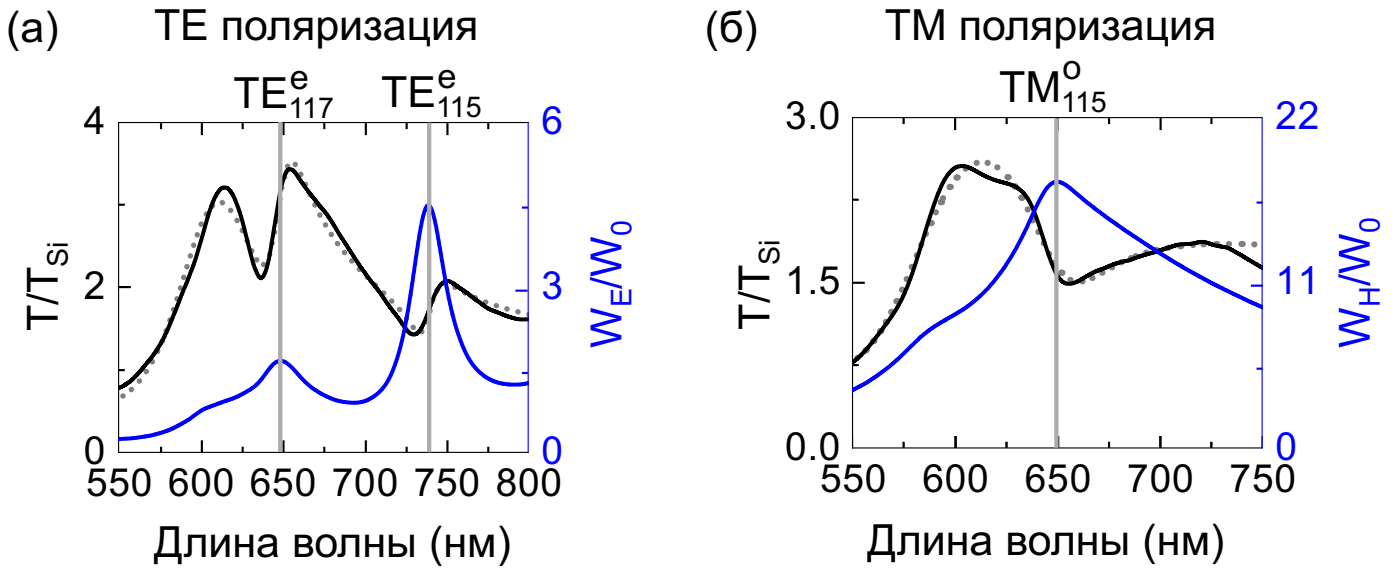


Рис. 63. Черная кривая — расчетный спектр пропускания света через зонд при его расположении на центре ($x = 0$ нм, $y = 0$ нм) наностержня с $l = 700$ нм. Пунктирная кривая — аппроксимация расчетных спектров пропускания по модели резонанса Фано 21. Синяя кривая — спектр интервальной локализации электрического (для ТЕ поляризации) и магнитного (для ТМ поляризации) поля. (а), (б) показывают результаты для ТЕ и ТМ поляризации падающего на зонд излучения соответственно.

W_H/W_0 при ТМ поляризации падающего на зонд света показаны на Рисунке 63(б) черной и синей кривыми соответственно. Спектр W_H/W_0 имеет максимум при $\lambda = 650$ нм. Ранее было показано, что на длине волны $\lambda = 650$ нм зонд возбуждает TM_{115}^o моду (Рисунок 60). Ее возбуждение приводит к асимметричной форме спектра T/T_{Si} в окрестности резонансной длины волны. Также на спектре W_H/W_0 наблюдается более слабый максимум на $\lambda = 587$ нм, связанный с возбуждением моды более высокого порядка TM_{01m}^o . Пунктирная кривая на Рисунке 63(б) показывает результаты аппроксимации кривой T/T_{Si} моделью резонанса Фано 21. Резонансные частоты (длины волн) определялись по положениям максимумов W_H/W_0 . Для TM_{115}^o моды $\omega_1 = 2.90 \times 10^{15} c^{-1}$ ($\lambda = 650$ нм) и для TM_{01m}^o моды — $\omega_2 = 3.21 \times 10^{15} c^{-1}$ ($\lambda = 587$ нм). Определенные параметры модели приведены в Таблице 3. Данные результаты

Таблица 2. Параметры аппроксимации моделью резонанса Фано ближнепольного спектра пропускания T/T_{Si} при возбуждении ТЕ мод Фабри-Перо. Длина стержня $l = 700$ нм. Положение зонда соответствует центру стержня.

A	$\phi_1(TE_{115}^e)$	$\phi_2(TE_{117}^e)$	ϕ_3	$\Gamma_1 \times 10^{14} c^{-1}$	$\Gamma_2 \times 10^{14} c^{-1}$	$\Gamma_3 \times 10^{14} c^{-1}$	b_1	b_2	b_3
0.956	1.12π	1.04π	0.82π	0.27	0.51	1.85	0.27	0.57	1.12

показывают различные значения параметра ϕ для ТЕ и ТМ мод, что становится причиной различной спектральной зависимости фазы резонанса Фабри-Перо моды. Для TE_{117}^e и TE_{115}^e мод сдвиг фазы составил $\phi_1(TE_{115}^e) = 1.12\pi$ и $\phi_2(TE_{117}^e) = 1.04\pi$, что близко к значению π в

Таблица 3. Параметры аппроксимации моделью резонанса Фано ближнепольного спектра пропускания T/T_{Si} при возбуждении ТМ мод Фабри-Перо. Длина стержня $l = 700$ нм. Положение зонда соответствует центру стержня.

A	$\phi_1(TM_{115}^o)$	ϕ_2	$\Gamma_1 \times 10^{14} c^{-1}$	$\Gamma_2 \times 10^{14} c^{-1}$	b_1	b_2
1.17	1.68π	0.96π	0.84	1.9	0.31	0.74

обоих случаях. Для TM_{115}^o моды сдвиг фазы составил $\phi_1(TM_{115}^o) = 1.68\pi$. Разные значения фазы приводит к разной форме спектров пропускания и положения минимумов относительно спектрального положения наиболее эффективного возбуждения мод. Положения максимумов локализации электромагнитного поля для TE_{117}^e и TE_{115}^e моды находятся на склонах кривой T/T_{Si} , что изображено вертикальными линиями на Рисунке 63(а). Максимум интегральной локализации поля, связанный с возбуждением TM_{115}^o моды, находится вблизи минимума T/T_{Si} (Рисунок 63(б), что объясняется деструктивной интерференцией излучения оптической моды и излучения зонда.

7. Сдвиг фазы TE_{11m}^s и TM_{11m}^s мод Фабри-Перо при отражении от концов наностержня. Эффективная длина наностержня

Формирование мод Фабри-Перо в кремниевом наностержне происходит в результате конструктивной интерференции вытекающих мод, которые отразились от краев наностержня. Отражение света от краев наностержня приводит к сдвигу фазы, который модифицирует условие возникновения резонансов Фабри-Перо по сравнению с условиями для резонатора из двух параллельных плоских зеркала ($kl = \pi m$, $k = 2\pi/\lambda_{ФП}$). Обобщенное условие резонансов Фабри-Перо определяется выражением [52, 178]:

$$2k_{ФП}l + 2\phi_{отр} = 2\pi m, \quad (22)$$

где $k_{ФП}$ — волновое число мод Фабри-Перо, l — длина стержня, m — порядок моды Фабри-Перо, $\phi_{отр}$ — смещение по фазе, возникающее при отражении света от левого и правого торцов. Полагая, что $k_{ФП} = 2\pi/\lambda_{ФП}$, где $\lambda_{ФП}$ — длина волны моды Фабри-Перо, можно записать:

$$m = \frac{2l}{\lambda_{ФП}} + \frac{\phi_{отр}}{\pi} \quad (23)$$

Выражение 23 позволяет определить сдвиг фазы $\phi_{отр}$ по известным значениям m и $\lambda_{ФП}$. Длина волны мод Фабри-Перо $\lambda_{ФП}$ определяется как удвоенное расстояние между максимумами (минимумами) на СБОМ изображениях для TE_{11m}^s (TM_{11m}^s) мод. Расстояние между максимумами (минимумами) СБОМ изображения равняется $\lambda_{ФП}/2$.

Для вычисления сдвига фазы $\phi_{отр}$ использовались данные для стержней с длинами $l =$

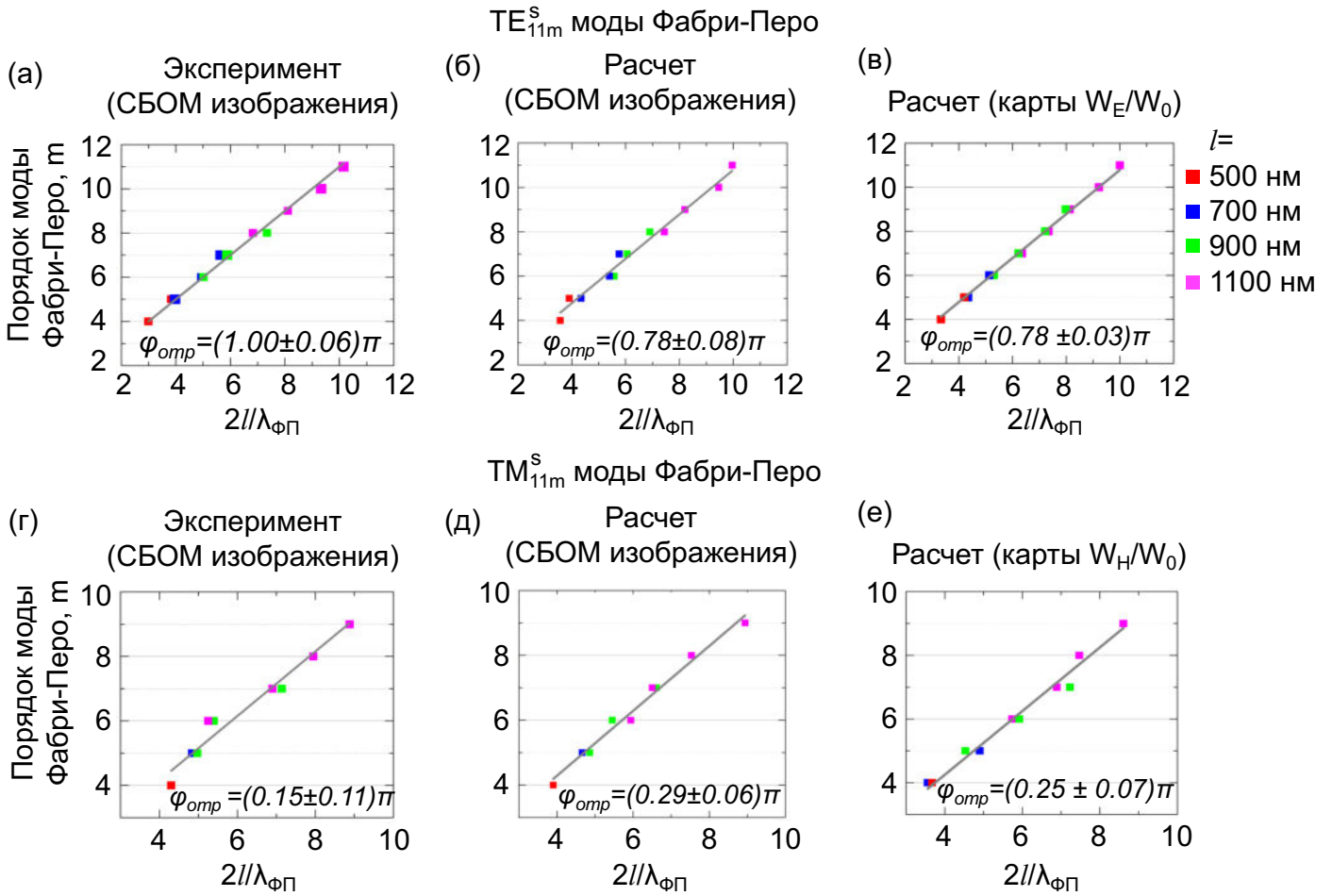


Рис. 64. Зависимость порядка m моды Фабри-Перо от величины $2l/\lambda_{\text{ФП}}$ для вычисления $\phi_{\text{отр}}$. (а-в) — зависимость для TE_{11m}^s мод Фабри-Перо, (г-е) — для TM_{11m}^s мод Фабри-Перо. Зависимости (а,г) определялись по экспериментальным СБОМ изображениям, (б,д) — по рассчитанным СБОМ изображениям, (в,е) — по рассчитанной величине интегральной локализации поля. Серые прямые изображают результат аппроксимации, полученных зависимостей $m(2l/\lambda_{\text{ФП}})$. Красные, синие, зеленые и фиолетовые точки соответствуют модам Фабри-Перо в наностержнях с длинами $l = 500, 700, 900, 1100$ нм соответственно.

500, 700, 900 нм, представленные выше, а также результаты измерения и расчетов для наностержня с $l = 1100$ нм, показанные в работе [79]. Для TE_{11m}^s ФП мод порядок m для составил от 3 до 11, который определялся по положениям максимумов на СБОМ изображениях. Поскольку возбуждение TM_{11m}^s ФП мод приводит к минимумам на СБОМ изображениях, кроме положений на торцах, то для вычисления $\lambda_{\text{ФП}}$ использовались моды с порядком $m \geq 4$, для которых определимо значение $\lambda_{\text{ФП}}$ по СБОМ изображениям. Экспериментальная зависимость $m(2l/\lambda_{\text{ФП}})$ показана Рисунке 64(а) и (г) для TE_{11m}^s и TM_{11m}^s ФП мод соответственно. Результат аппроксимации экспериментальной зависимости по формуле 23 также приведен на Рисунке 64(а) и (г) в виде прямой линии. Рассчитанный экспериментальный сдвиг фазы при отражении от концов стержня составил $\phi_{\text{отр}} = (1.00 \pm 0.06)\pi$ для TE_{11m}^s мод и $\phi_{\text{отр}} = (0.15 \pm 0.11)\pi$ для TM_{11m}^s мод. Данные результаты показывают отличие сдвига по фазе между TE_{11m}^s и TM_{11m}^s ФП модами. Результаты зависимости $m(2l/\lambda_{\text{ФП}})$, вычисленные по рассчитанным СБОМ изображениям, и результаты аппроксимации зависимости по фор-

муле 23 для TE_{11m}^s и TM_{11m}^s ФП мод приведены на Рисунке 64(б) и (д) соответственно. Сдвиг фазы при отражении от краев стержня, вычисленный по расчетным СБОМ изображениям, составил $\phi_{отр} = (0.78 \pm 0.08)\pi$ для TE_{11m}^s ФП мод и $\phi_{отр} = (0.29 \pm 0.06)\pi$ для TM_{11m}^s ФП мод. Отличие от экспериментальных результатов связано с наличием неровностей и скруглений на концах изготовленных стержней, которые не были учтены в расчетах СБОМ изображений. Второй причиной отличия экспериментального и расчетного сдвига фазы является погрешность определения длины стержня по СЭМ изображениям. Если выражение 23 переписать в виде $l + \phi_{отр}/k_{ФП} = m\lambda_{ФП}/2$, то сдвиг фазы при отражении можно интерпретировать как изменение длины стержня на величину $\phi_{отр}/k_{ФП}$ [19, 86]. Изменение длины стержня вызвано локализацией поля моды Фабри-Перо за торцами наностержня. Эффективная длина стержня определяется как $l^* = l + \phi_{отр}\lambda_{ФП}/2\pi$. Экспериментально эффективная длина стержня составила $l_{TE}^* = l + (0.50 \pm 0.03)\lambda_{ФП}$ для TE_{11m}^s мод и $l_{TM}^* = l + (0.075 \pm 0.050)\lambda_{ФП}$ для TM_{11m}^s мод.

Расчет длины волны $\lambda_{ФП}$ более точно был проведен по пространственным положениям максимумов интегральной локализации электрического W_E/W_0 (магнитного W_H/W_0) полей для TE_{11m}^s (TM_{11m}^s) мод ФП. Данные максимумы точно совпадают с положениями пучностей поперечной компоненты электрического (магнитного) поля. Длина волны $\lambda_{ФП}$ определяется как удвоенное расстояние между пиками локализации электрического W_E/W_0 (для TE_{11m}^s мод) и магнитного W_H/W_0 (для TM_{11m}^s мод) полей. Зависимости $m(2l/\lambda_{ФП})$, построенная по величинам локализации поля, для TE_{11m}^s и TM_{11m}^s ФП мод показаны на Рисунке 64(в) и (е) соответственно. Результат аппроксимации данных по формуле 23 изображен прямой линией. Сдвиг фаз при отражении от концов стержня составил $\phi_{отр} = (0.78 \pm 0.03)\pi$ для TE_{11m}^s мод и $\phi_{отр} = (0.25 \pm 0.03)\pi$ для TM_{11m}^s мод. Значение $\phi_{отр}$ совпадает со значением, определенным по рассчитанным СБОМ изображениям для TE_{11m}^s мод. Для TM_{11m}^s мод обнаружено незначительное отличие на 0.04π , которое объясняется не полным совпадением положений минимумов на СБОМ изображениях с положением зонда. Данный эффект связан существующей зависимостью разницы фазы между излучением зонда и возбужденной оптической моды от положения зонда, а также наличием TE_{01m}^s и TM_{01m}^s . Таким образом, совпадение расчетов зависимости $m(2l/\lambda_{ФП})$ по максимумам (минимумам) СБОМ изображений и карт локализации электрического (магнитного) полей показывает возможность определения длины волн, порядка и сдвига фаз мод Фабри-Перо по СБОМ изображениям.

Выводы по главе 2

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

Основные результаты главы 2 опубликованы в работе [79].

Сканирующая ближнепольная оптическая микроскопия и спектроскопия оптических мод Ми и Фабри-Перо высокого порядка в α -Si нанопризмах в виде призм с круглым, квадратным и треугольным основанием

В данной главе будет рассмотрена сканирующая ближнепольная оптическая микроскопия и спектроскопия оптических мод в α -Si нанопризмах, имеющих форму призм с круглым, квадратным и треугольным основанием.

1. Сканирующая ближнепольная оптическая микроскопия и спектроскопия мод высокого порядка в α -Si нанопризме

1.1. СЭМ и АСМ изображения α -Si нанопризмы

Методика изготовления α -Si нанопризм с формой круглой, квадратной и треугольной призм аналогична методике изготовления α -Si наностержней, описанной в § 2.1. На Рисунке 65(а) показан схематичный вид единичного α -Si нанопризмы, расположенного на стеклянной подложке. Для определения диаметра изготовленной α -Si круглой нанопризмы было получено СЭМ изображение, представленное на Рисунке 65(б). Диаметр изготовленной нанопризмы составил $d = 515$ нм. Для определения высоты нанопризмы было получено ее АСМ изображение с помощью ближнепольного оптического микроскопа WiTec с апертурным зондом (Рисунок 65(в)). Сечение АСМ изображения на Рисунке 65(г) показывает, что толщина нанопризмы равна $h = 96$ нм.

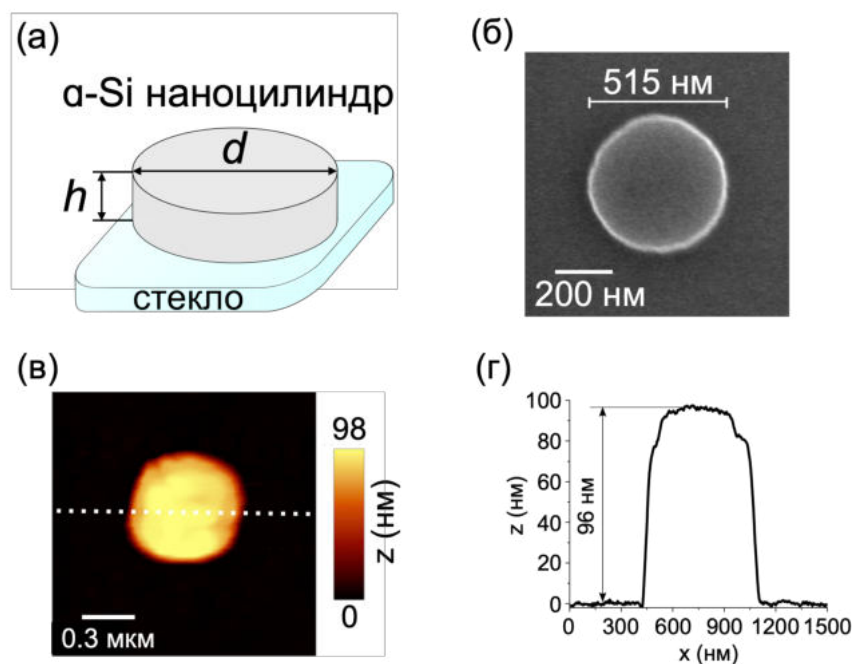


Рис. 65. (а) Схематичное изображение α -Si нанопризмы на стеклянной подложке. (б) СЭМ изображение изготовленного α -Si нанопризмы. (в) АСМ изображение изготовленного α -Si нанопризмы. (г) Сечение АСМ изображения вдоль белой пунктирной линии, показанной на (в).

1.2. Экспериментальные и рассчитанные СБОМ изображения α -Si нанополости. Карты интегральной локализации электрического поля

Экспериментальные СБОМ изображения нанополости в зависимости от длины волны в диапазоне от $\lambda = 610$ нм до $\lambda = 730$ нм приведены на Рисунке 65(а). Соответствующее численное моделирование СБОМ изображений показано на Рисунке 65(б). Светлые области СБОМ изображений соответствуют большим значениям интенсивности света, прошедшего через нанополость, по сравнению с темными областями. По СБОМ изображениям нанополости видно что, интенсивность прошедшего света через зонд в присутствии нанополости может увеличиваться и уменьшаться по сравнению с пропусканием света через зонд, расположенного на стеклянной подложке ($T_{\text{стекло}}$). Изменение пропускания света в присутствии нанополости связано с возбуждением оптических мод в нанополости, происходящим в результате пространственного перекрытия ближнего поля около отверстия зонда с полями оптических мод.

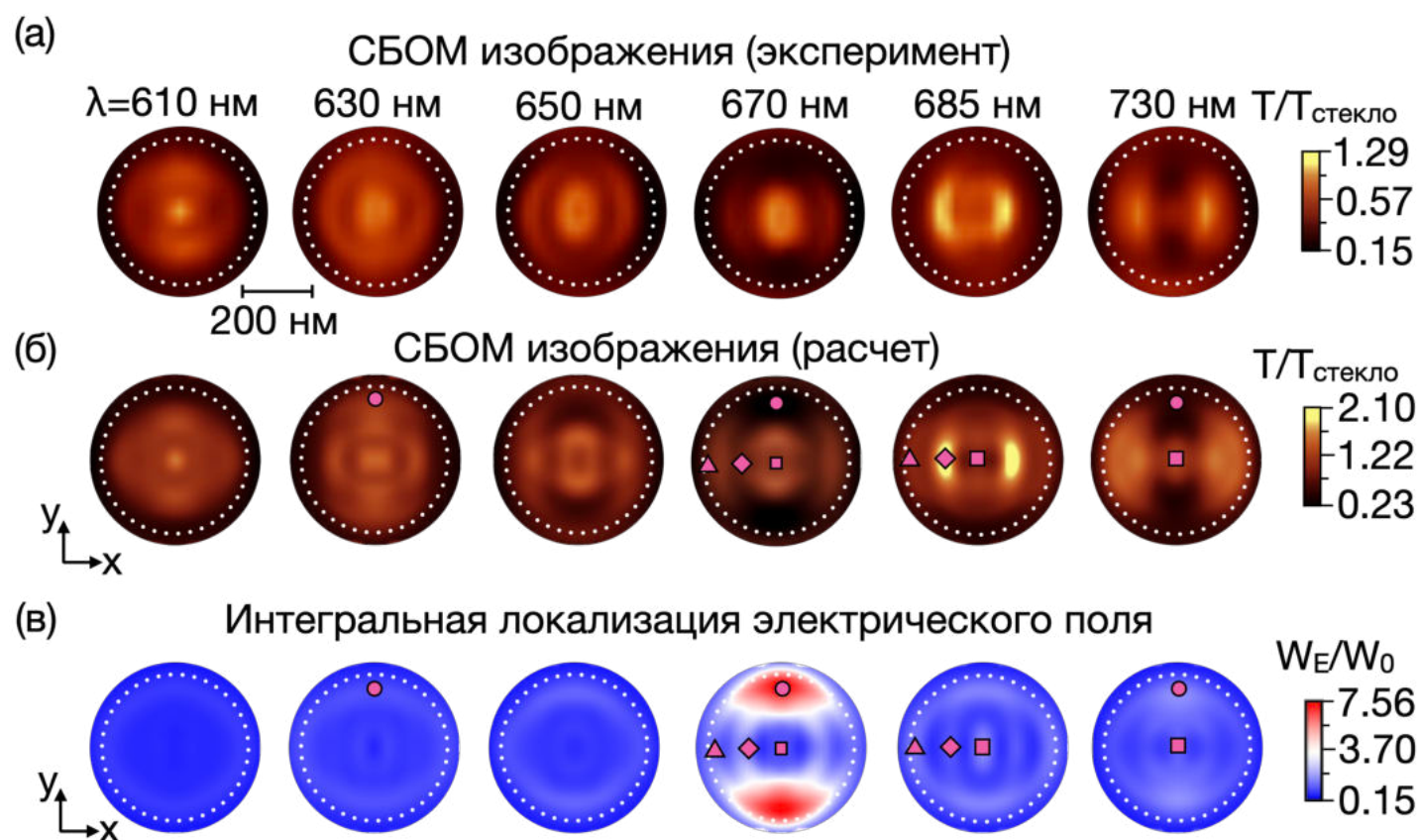


Рис. 65. (а) Экспериментальные СБОМ изображения α -Si нанополости в спектральном диапазоне от $\lambda = 610$ нм до $\lambda = 730$ нм. (б) Рассчитанные СБОМ изображения α -Si нанополости. (в) Карты интегральной локализации электрического поля W_E/W_0 α -Si нанополости. Круглый, квадратный, ромбовидный и треугольные символы на (б) и (в) показывают положения максимумов W_E/W_0 , в которых определяется распределение электромагнитного поля оптических мод.

Для выявления положений апертурного зонда, при которых происходит наиболее эффективное возбуждение оптических мод в нанополости, была рассчитана величина интегральной локализации электрического поля W_E/W_0 , где $W_E = \int_{V_{\text{антенна}}} |E(x, y, z)|^2 dV$ — интеграль-

ная локализация электрического поля внутри нанополости и W_0 – интегральная локализация электрического поля при отсутствии нанополости. Расчет пространственных карт W_E/W_0 осуществлялся аналогично расчету карт W_E/W_0 в наностержнях, описанном в § 2.2.3. Расчет карт W_E/W_0 для нанополости изображен на Рисунке 65(в). Данные карты имеют пространственные области локализации электрического поля. Максимумы в данных областях W_E/W_0 показывают пространственные положения, при которых происходят наиболее эффективные локальные возбуждения оптических мод нанополости при фиксированной длине волны излучения. Также на данных картах существуют области локализации W_E/W_0 , которые не меняют своего пространственного положения, но меняются по значению при изменении длины волны. Максимальные значения в данных областях обозначены фиолетовыми точками в форме круга ($x = 0$ нм, $y = 220$ нм, максимум у верхней границы нанополости), квадрата ($x = 0$ нм, $y = 0$ нм, максимум по центру нанополости), ромба ($x = 120$ нм, $y = 0$ нм, максимум по середине радиуса диска) и треугольника ($x = 240$ нм, $y = 0$ нм, максимум на левом краю нанополости). Однако для определения точного спектрального положения, при котором происходит наиболее эффективное возбуждение оптических мод, необходимо проведение расчетов W_E/W_0 и $T/T_{\text{стекло}}$ во всем спектральном диапазоне при фиксированных положениях зонда, соответствующих положениям найденных максимумов W_E/W_0 .

1.3. Спектры интегральной локализации электрического поля и ближнепольного пропускания α -Si нанополости. Резонанс Фано ближнепольных спектров пропускания

Для определения точного спектрального положения, при котором происходит наиболее эффективное возбуждение оптических мод при фиксированных положениях зонда на нанополости был проведен расчет спектров интегральной локализации электрического поля W_E/W_0 . Пространственными положениями зонда для расчета спектров W_E/W_0 являются положения максимумов на картах W_E/W_0 , отмеченные фиолетовыми точками в форме круга, квадрата, треугольника и ромба на картах W_E/W_0 на Рисунке 66(в) и на СЭМ изображении нанополости на Рисунке 66(а). На картах W_E/W_0 данные максимумы изменяются по интенсивности, но не меняют своего пространственного положения при изменении длины волны. Результаты расчетов спектров W_E/W_0 (синяя кривая) изображены на графиках Рисунка 66(б-д). Спектральные положения максимумов W_E/W_0 отмечены вертикальными штриховыми линиями. Черная кривая на графиках Рисунка 66 (б-д) показывает результаты расчетов ближнепольных спектров пропускания $T/T_{\text{стекло}}$. Максимумы интегральной локализации электрического поля W_E/W_0 лежат около резонансов ближнепольных спектров пропускания зонда $T/T_{\text{стекло}}$. Форма спектров $T/T_{\text{стекло}}$ в области максимумов W_E/W_0 имеет асимметричный профиль, который характерен для резонанса Фано. Максимумы W_E/W_0 находятся на склонах кривой $T/T_{\text{стекло}}$ (секции (б), $\lambda = 624$ нм и $\lambda = 670$ нм и секция (д), $\lambda = 670$ нм и $\lambda = 685$ нм), в минимумах $T/T_{\text{стекло}}$ (секция (в), $\lambda = 685$ нм) и в максимумах (секция (д), $\lambda = 685$ нм). Резонанс Фано в ближнепольных спектрах пропускания зонда $T/T_{\text{стекло}}$ возникает из-за интерференции излучения оптических мод и излучения, распространяющегося от апертурного зонда. Из-за существующей резонансной спектральной зависимости

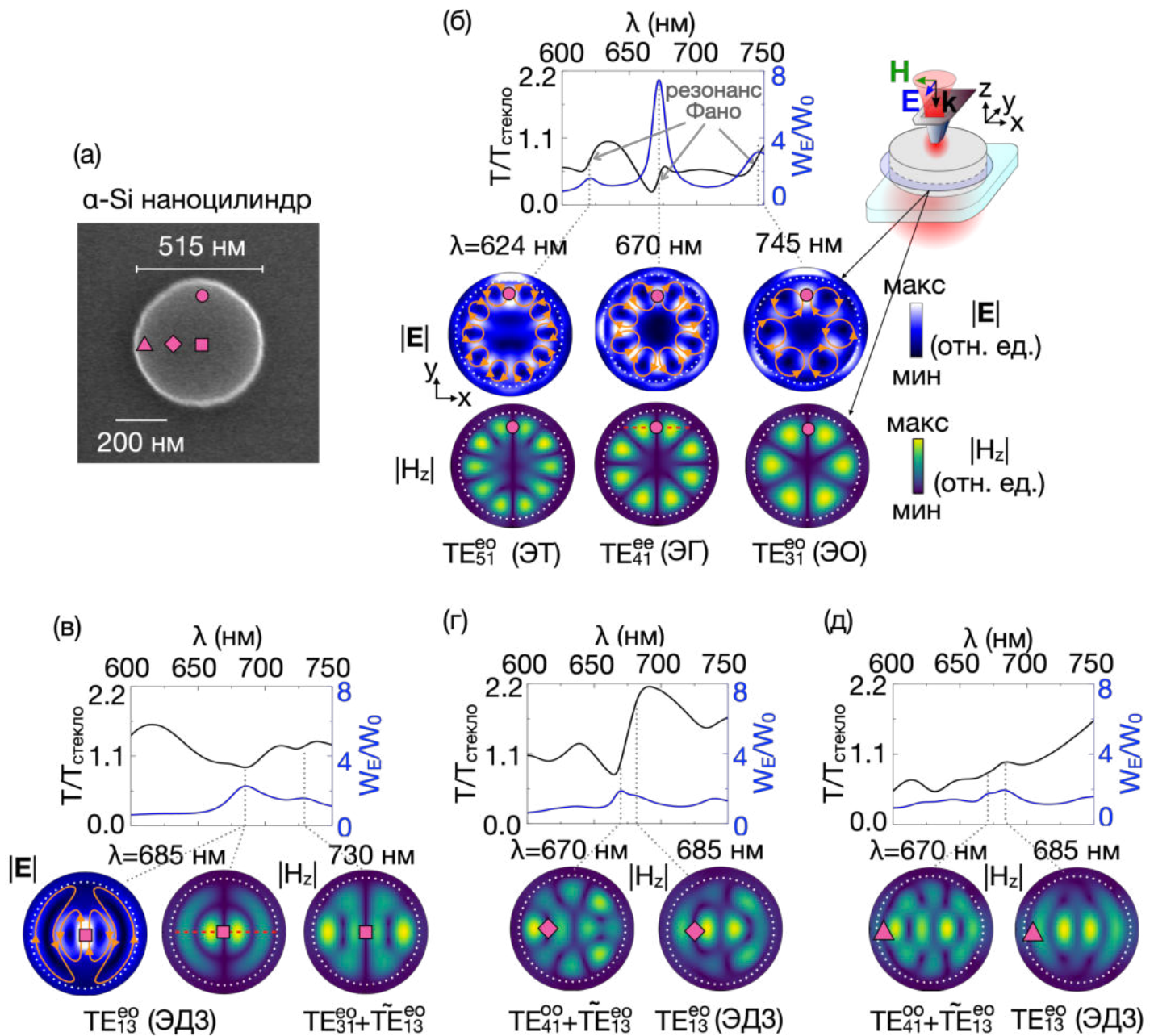


Рис. 66. (а) СЭМ изображение α -Si нанопризмы. (б-д) Спектральная зависимость ближне-польного пропускания $T/T_{\text{стекло}}$ (черная кривая) и интегральной локализации электрического поля W_E/W_0 в положениях зонда отмеченных точками на картинке (а). Вертикальные пунктирные линии показывают спектральное положение максимумов W_E/W_0 . Изображения под графиками (б-д) показывают распределения $|E|$ и нормальной компоненты $|H_z|$ Ми мод высокого порядка, рассчитанные на длинах волн, соответствующих максимумам W_E/W_0 . Распределение $|E|$ и $|H_z|$ рассчитывалось на полувысоте α -Si нанопризмы, как схематично показано в (б). Оранжевые кривые схематически изображают направление электрического поля. Белая пунктирная окружность показывает границы нанопризмы.

фазы излучения оптической моды возникает конструктивная, деструктивная интерференция излучений оптической моды и зонда, которая приводит к максимумам и минимумам на спектрах $T/T_{\text{стекло}}$ соответственно. Наблюдаемые резонансы Фано ближнепольных спектров пропускания в α -Si нанопризме с круглым основанием аналогичны по своей природе резонансам Фано, обнаруженных в ближнепольных спектрах пропускания α -Si наностержней (§2.5.1).

1.4. Оптические моды, возбуждаемые в α -Si нанопризме

На определенных длинах волн, соответствующих максимумам спектров W_E/W_0 , было рассчитано распределение возбуждающихся оптических мод при фиксированных положениях зонда, отмеченных точками на Рисунке 66(а). Результаты расчетов распределения полей изображены на Рисунке 66(б-д) ниже под графиками спектров W_E/W_0 и $T/T_{\text{стекло}}$. Структура оптических мод определялась с помощью численных расчетов методом конечных разностей во временной области аналогично расчетам полей в наностержне. Монитор, определяющий распределение полей в плоскости xy , располагался на полувысоте нанопризмы, как показано на Рисунке 66(б).

Во-первых, рассмотрим оптические моды, возбуждающиеся у верхней границы цилиндра. Положение отмечено круглой точкой. Распределение электрического поля $|\mathbf{E}|$ для трех резонансных длин волн $\lambda = 624$ нм, $\lambda = 670$ нм, $\lambda = 745$ нм имеет структуру электрических токов смещения, расположенных в плоскости нанопризмы (плоскость xy), характерное для ТЕ мод. Распределение нормальной компоненты магнитного поля $|H_z|$ показывает, что токи смещения электрического поля формируют пучности $|H_z|$. Далее структура возбуждаемых оптических мод определяется по распределению нормальной компоненты магнитного поля $|H_z|$, которая позволяет однозначным образом установить порядок и структуру моды. Обозначение мод α -Si нанопризмы осуществляется по индексам TE_{ar}^{ij} , где индекс a обозначает азимутальный порядок, т.е. количество длин волн света, укладываемых по периметру нанопризмы (половина числа пучностей $|H_z|$). Индекс r обозначает радиальный порядок моды, который равен количеству пучностей $|H_z|$ вдоль радиального направления от центра цилиндра. Такие обозначения использовались ранее для обозначения мод в микроволновом диапазоне в цилиндрических диэлектрических антеннах и в обозначениях волноводных (вытекающих) мод диэлектрических волноводов круглого сечения. Индексы i, j обозначают зеркальную симметрию моды относительно плоскостей σ_x и σ_y , проходящих через центр цилиндра, перпендикулярно осями x и y соответственно. Индексы i, j принимают значения либо e (*even*, четная мода), либо o — нечетная мода (*odd*, нечетная мода). Кроме того, каждой моде будет даваться название в соответствии с терминами мультипольного разложения. Таким образом, для случая положения зонда у верхнего края нанопризмы (Рисунок 66(б)) у всех трех оптических мод поля $|\mathbf{E}|$ и $|H_z|$ локализуются по периферии нанопризмы аналогично модам шепчущей галереи. Данное распределение характерно для мод Ми с высоким азимутальным порядком a и низким ($r = 1$) радиальным порядком. Таким образом, на $\lambda = 624$ нм происходит возбуждение TE_{51}^{eo} (электрический триконтадиполь, ЭТ), при $\lambda = 670$ нм — TE_{41}^{ee} (электрический гексадекаполь, ЭГ), на $\lambda = 745$ нм TE_{31}^{eo} (электрический октополь, ЭО). Отметим, что в данных обозначениях азимутальный порядок моды Ми равен ее полярному порядку, по которому происходит название моды Ми. В обозначениях векторных сферических гармоник $N_{\epsilon mnl}$ и $M_{\epsilon mnl}$, описанных в § 1.2.1, возбуждаемые моды являются N_{e551} (ЭТ), N_{o441} (ЭГ), N_{e331} (ЭО).

Оптические моды, локально возбужденные апертурным зондом в центре нанопризмы

(квадратная точка), рассмотрены на Рисунке 66(в). Распределение $|\mathbf{E}|$ и $|H_z|$ оптических мод на резонансной длине волны $\lambda = 685$ нм показаны на Рисунке 66(в). Распределение электрического поля представляет собой токи смещения в плоскости нанополости, характерные для ТЕ мод. Токи смещения и соответствующие пучности $|H_z|$ распределены по всей площади нанополости, что характерно для мод с большим радиальным числом. В данном положении зонда на $\lambda = 685$ нм возбуждается мода TE_{13}^{eo} с радиальным порядком $r = 3$. В терминах мультипольного разложения мода TE_{13}^{eo} является электрическим диполем третьего порядка (ЭДЗ, $\mathbf{N}_{e113}$). На резонансной длине волны $\lambda = 730$ нм $|H_z|$ показывает одновременно радиальную и полярную структуру распределения поля. При этом положении зонда одновременно возбуждаются моды TE_{31}^{eo} и $\tilde{TE}_{13}^{eo}$, обозначенные как $TE_{31}^{eo} + \tilde{TE}_{13}^{eo}$. Знак $\sim$ в $\tilde{TE}$ указывает, что мода возбуждается не на ее резонансной длине волны, т.е. длина волны не соответствует максимуму W_E/W_0 . Возбуждение суперпозиции мод возможно благодаря спектральному перекрытию оптических мод и пространственному перекрытию $|H_z|$ пучностей мод TE_{31}^{eo} и TE_{13}^{eo} . Разложение на отдельные моды суперпозиции $TE_{31}^{eo} + \tilde{TE}_{13}^{eo}$ мод изображено на Рисунке 67(а). Оранжевые окружности показывают области, где для двух мод происходит перекрытие распределения H_z с одинаковым знаком фазы.

В положении зонда, отмеченном точкой с формой ромба (Рисунок 66(г)), на $\lambda = 670$ нм распределение $|H_z|$ является результатом суперпозиции моды TE_{41}^{eo} и $\tilde{TE}_{13}^{eo}$. Возбуждение суперпозиции мод возможно благодаря спектральному перекрытию оптических мод и пространственному перекрытию $|H_z|$ пучностей TE_{41}^{eo} и TE_{13}^{eo} мод. Области H_z , в которых происходит пространственное перекрытие распределения H_z двух мод, показаны на Рисунке 67(б) с помощью оранжевых окружностей. На $\lambda = 685$ нм снова происходит возбуждение TE_{13}^{eo} моды.

Рисунок 66(д) показывает оптические моды, возбуждаемые зондом при его положении на левом краю нанополости (треугольная точка). На длине волны $\lambda = 670$ нм происходит одновременное возбуждение моды TE_{41}^{eo} на ее резонансной длине волны и моды $\tilde{TE}_{13}^{eo}$ на ее нерезонансной длине волны. Схематическое представление декомпозиции распределения $|H_z|$ на длине волны $\lambda = 670$ нм приведено на Рисунке 67(б). На длине волны $\lambda = 685$ нм (Рисунок 66(д)) резонансно возбуждается мода TE_{13}^{eo} (ЭДЗ).

1.5. Соответствие узлов компоненты $|H_z|$ и пучностей компоненты $|E_y|$ возбуждаемых оптических мод с положениями наиболее эффективного возбуждения мод Ми

В данном параграфе проведено соответствие положений апертурного зонда, в которых происходит наиболее эффективное возбуждение оптических мод, с их компонентами электромагнитных полей. Распределения $|H_z|$ в плоскости α -Si нанополости (плоскость xy) на Рисунке 66(б-д) показывают, что положение зонда соответствует узлам компоненты $|H_z|$ для всех возбуждаемых ТЕ мод. Понять причину такого соответствия возможно с помощью расчета распределения полей в плоскости, проходящей через апертурный зонд и пучности компоненты $|H_z|$ возбуждаемых оптических мод (плоскости xz). В качестве примера были взяты две моды: TE_{41}^{eo} (ЭГ), возбуждаемая при положении зонда на верхнем краю нанополости (круглая точка) и TE_{13}^{eo} (ЭДЗ), возбуждаемая в центре нанополости (квадратная точка).

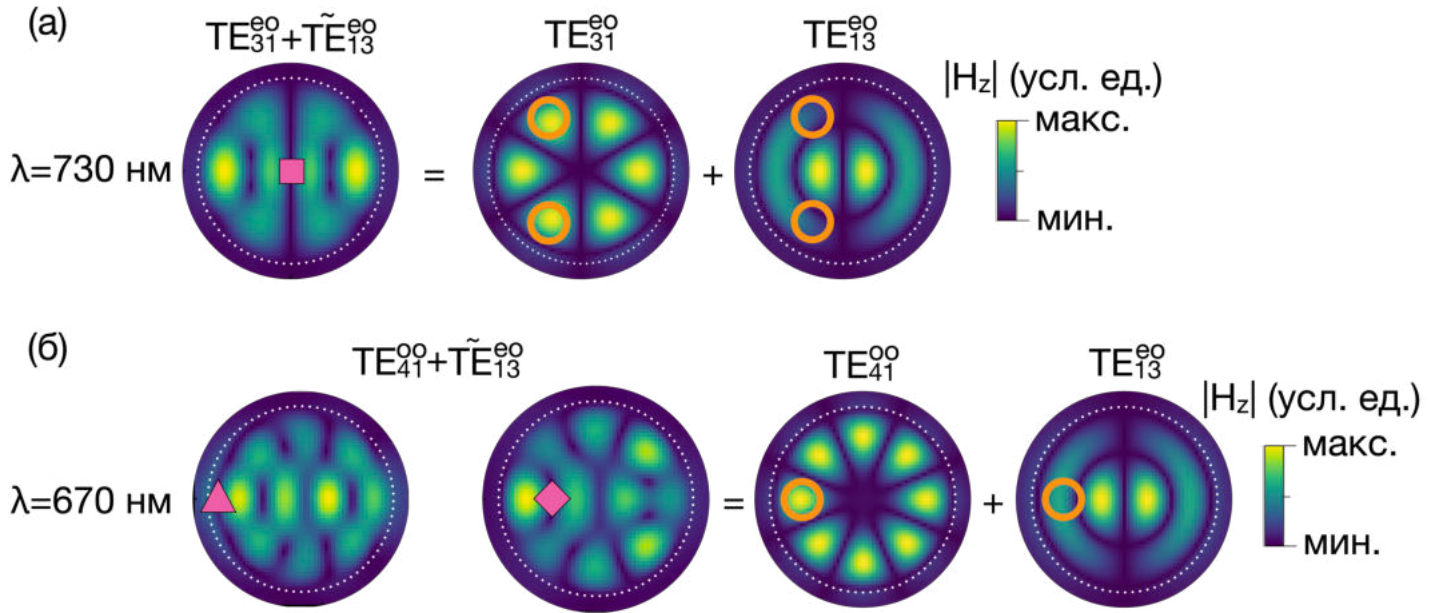


Рис. 67. Схематическое представление декомпозиции мод на отдельные моды TE_{ar}^{ij} , которые одновременно возбуждаются апертурным зондом в α -Si нанопризме. (а) на $\lambda = 730$ нм, (б) на $\lambda = 670$ нм. Фиолетовые точки показывают положение апертурного зонда. Оранжевые окружности изображают области распределения H_z , в которых H_z имеет одинаковый знак фазы и пространственно перекрывается для двух мод.

Рисунок 68(а) изображает распределение компонент $|H_z|$ и $|E_y|$ в плоскости xz для TE_{41}^{eo} моды. Соответствующие распределения $|H_z|$ и $|\mathbf{E}|$ TE_{41}^{eo} моды в плоскости xy приведены на Рисунке 68(б), где красной штриховой линией указаны положения плоскостей xz , в которых выполнялись расчеты. Распределение компоненты $|H_z|$ в обеих плоскостях показывает, что положение зонда соответствует узлу компоненты $|H_z|$. Видно, что распределение компоненты $|H_z|$ апертурного зонда также имеет узел по его центру. Нормальные компоненты магнитного поля апертурного зонда, локализованные у краев его отверстия, пространственно перекрываются с двумя пучностями $|H_z|$ TE_{41}^e моды. Распределение компоненты $|E_y|$ в плоскости xz (секция (а)) показывает, что положение зонда совпадает с пучностью компоненты $|E_y|$. В этом положении компонента $|E_y|$ апертурного зонда пространственно перекрывается с пучностью $|E_y|$ TE_{41}^e моды. Таким образом, наилучшее перекрытие электромагнитных полей апертурного зонда с ТЕ модой осуществляется в ее узле нормальной компоненты $|H_z|$ и в пучности поперечной компоненты $|E_y|$. В этом положении осуществляется наиболее эффективное возбуждение ТЕ моды ближним полем апертурного зонда. В других узлах компоненты $|H_z|$ моды TE_{41}^e возбуждение будет менее эффективным поскольку степень перекрытия с полями зонда будет меньше по сравнению с положением в у края нанопризмы.

Аналогичное совпадение положений зонда, в которых происходит наиболее эффективное возбуждение моды, с узлом нормальной компоненты магнитного поля $|H_z|$ и пучностью поперечной компоненты электрического поля $|E_y|$ наблюдается для TE_{13}^{eo} моды (ЭДЗ). Рисунок 68(в) и (г) показывает совпадение положения зонда, обеспечивающее наиболее эффективное возбуждение TE_{13}^{eo} (ЭДЗ) моды, с узлом нормальной компоненты магнитного поля и пучностью поперечной компоненты электрического поля TE_{13}^{eo} (ЭДЗ) моды.

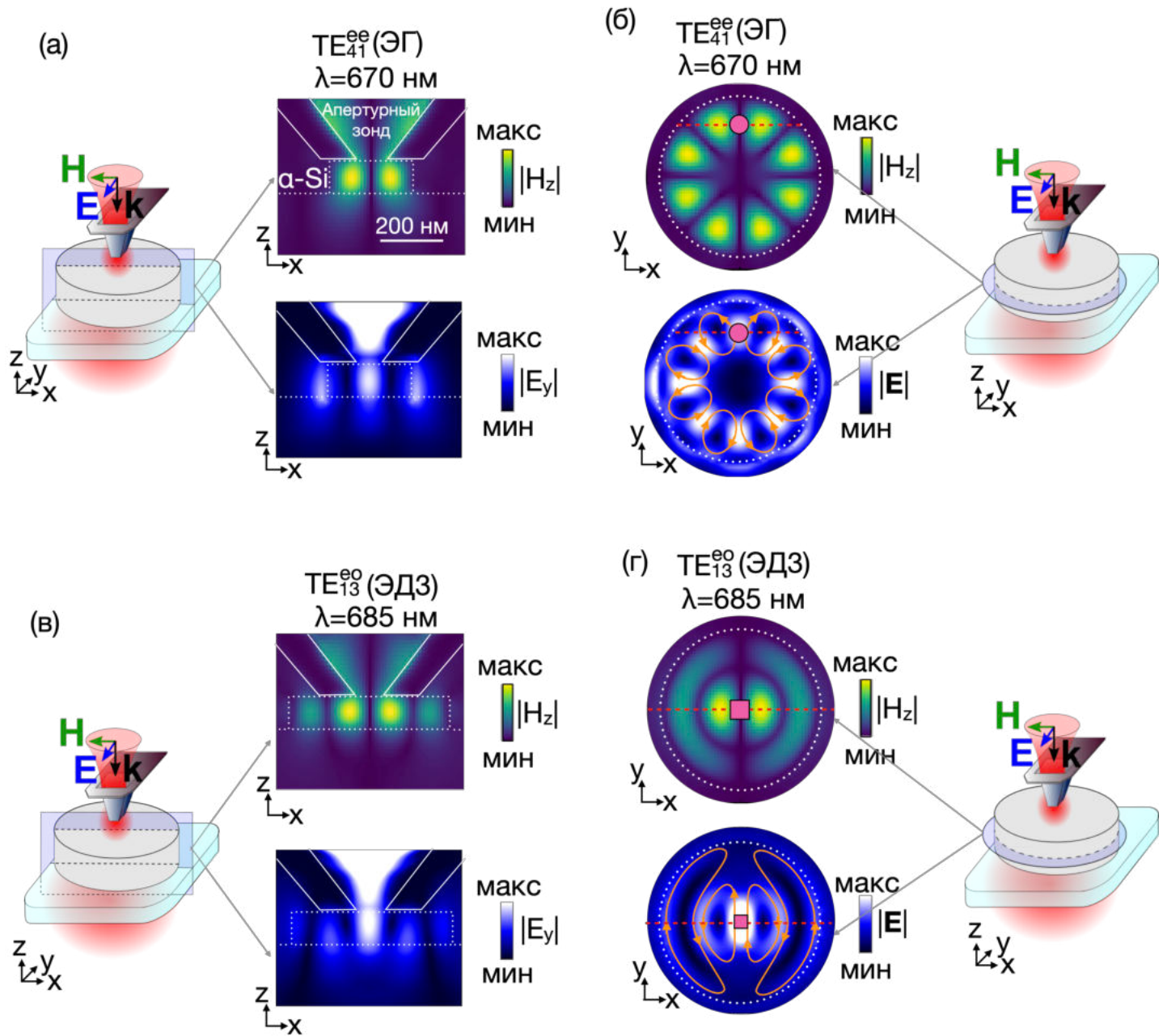


Рис. 68. (а),(в) Распределение $|H_z|$ (верхняя картинка) и $|E_y|$ (нижняя картинка) компонент TE_{41}^{ee} (ЭГ) и TE_{13}^{eo} (ЭДЗ) мод в плоскости xz , проходящей через центр апертурного зонда. (б),(г) Распределение $|H_z|$ (верхняя картинка) и $|E|$ (нижняя картинка) TE_{41}^{ee} (ЭГ) и TE_{13}^{eo} (ЭДЗ) мод соответственно, в плоскости xy , проходящей через плоскость нанопризмы на его полувысоте. Белые пунктирные линии и окружности показывают границы нанопризмы. Белые сплошные линии изображают границы апертурного зонда. Оранжевые кривые и стрелки на распределение $|E|$ в (б) и (г) схематически показывают направление электрического поля TE_{41}^{ee} и TE_{13}^{eo} мод соответственно. Красная штриховая линия на (б) и (г) указывает на положение плоскости xz , в которой проводился расчет распределений $|H_z|$ и $|E_y|$ в (а) и (в) соответственно.

Таким образом, с помощью численного моделирования показано, что для ТЕ мод наиболее эффективное возбуждение, приводящее к наибольшей интегральной локализации электрического поля, осуществляется в положениях апертурного зонда, совпадающих с узлом нормальной компоненты магнитного поля (компоненты $|H_z|$) и пучностью поперечной компонентой электрического поля, сонаправленной с поляризацией падающего на зонд излучения

(компонента $|E_y|$). Данный вывод аналогичен случаю возбуждения ТЕ мод Фабри-Перо в кремниевых наностержнях, описанному в Главе 2 диссертационной работы.

1.6. Соответствие особенностей СБОМ изображений α -Si нанопризмы с возбуждаемыми модами Ми

Данный параграф будет посвящен соответствию особенностей СБОМ изображений α -Si нанопризмы с возбуждаемыми оптическими модами Ми. Спектры интегральной локализации электрического поля показывают наибольшие значения на длинах волн $\lambda = 670$ нм при возбуждении TE_{41}^{ee} моды и на $\lambda = 685$ нм при возбуждении TE_{13}^{eo} моды.

1) Анализ СБОМ изображения на длине волны $\lambda = 670$ нм.

Рисунок 69(а),(б) показывает экспериментальное и расчетное СБОМ изображение соответственно α -Si нанопризмы на длине волны $\lambda = 670$ нм. Карта интегральной локализации электрического поля приведена на Рисунке 69(в). Распределение $|H_z|$ в положениях апертурного зонда, соответствующих максимумам W_E/W_0 и отмеченных точками, изображены на Рисунке 69(г-е). В положении зонда около верхней границы нанопризмы (круглая точка) возбуждается мода TE_{41}^{ee} (ЭГ). На Рисунке 69(б) видно, что данное положение соответствует локальному минимуму на расчетном СБОМ изображении. Темная область около круглой точки на СБОМ изображении также связана с возбуждением моды TE_{41}^{ee} , однако с меньшей эффективностью, поскольку снижается степень пространственного перекрытия полей моды и зонда. Аналогичные локальный минимум наблюдается на экспериментальном СБОМ изображении. Карта интегрального усиления электрического поля W_E/W_0 имеет максимумы, расположенные вдоль оси x , помеченные квадратной, ромбовидной и треугольной точками. В центре нанопризмы (квадратная точка) возбуждается мода $\tilde{TE}_{13}^{eo}$. Знак $\sim$ означает, что распределение компоненты $|H_z|$ моды показано не на резонансной длине волны данной моды, т.е. W_E/W_0 на данной длине волны не принимает максимального значения. Распределение $|H_z|$ поля TE_{13}^{eo} моды на резонансной длине волны ($\lambda = 685$ нм) при положении зонда в центре нанопризмы (квадратная точка) изображено на Рисунке 69(ж). Распределение $|H_z|$ на резонансной ($\lambda = 685$ нм) и нерезонансной ($\lambda = 670$ нм) длине волны имеют одинаковую структуру в виде трех пучностей (полуволн), расположенных вдоль радиального направления. Возбуждение моды $\tilde{TE}_{13}^{eo}$ приводит к локальному минимуму на экспериментальном (секция (а)) и расчетном (секция (б)) СБОМ изображении.

Распределение $|H_z|$ в нецентральных положениях зонда вдоль оси x (ромбовидная и треугольная точки) изображено на Рисунке 69(е) на $\lambda = 670$ нм. В этих положениях возбуждается суперпозиция мод TE_{41}^{eo} и $\tilde{TE}_{13}^{eo}$. Возбуждение мод $TE_{41}^{eo} + \tilde{TE}_{13}^{eo}$ приводит к локальным минимумам на экспериментальном и расчетном СБОМ изображении, что отмечено ромбовидной и треугольной точками на секции (б). Рисунок 69(ж) показывает, что на длине волны $\lambda = 685$ нм в положениях, отмеченных ромбовидной и треугольной точками, происходит возбуждение моды TE_{13}^{eo} , а не суперпозиции мод TE_{41}^{eo} и TE_{13}^{eo} . Случай резонансного возбуждения моды TE_{13}^{eo} на $\lambda = 685$ нм и анализ контраста СБОМ изображения при резонансном возбуждении этой моды будет рассмотрен далее.

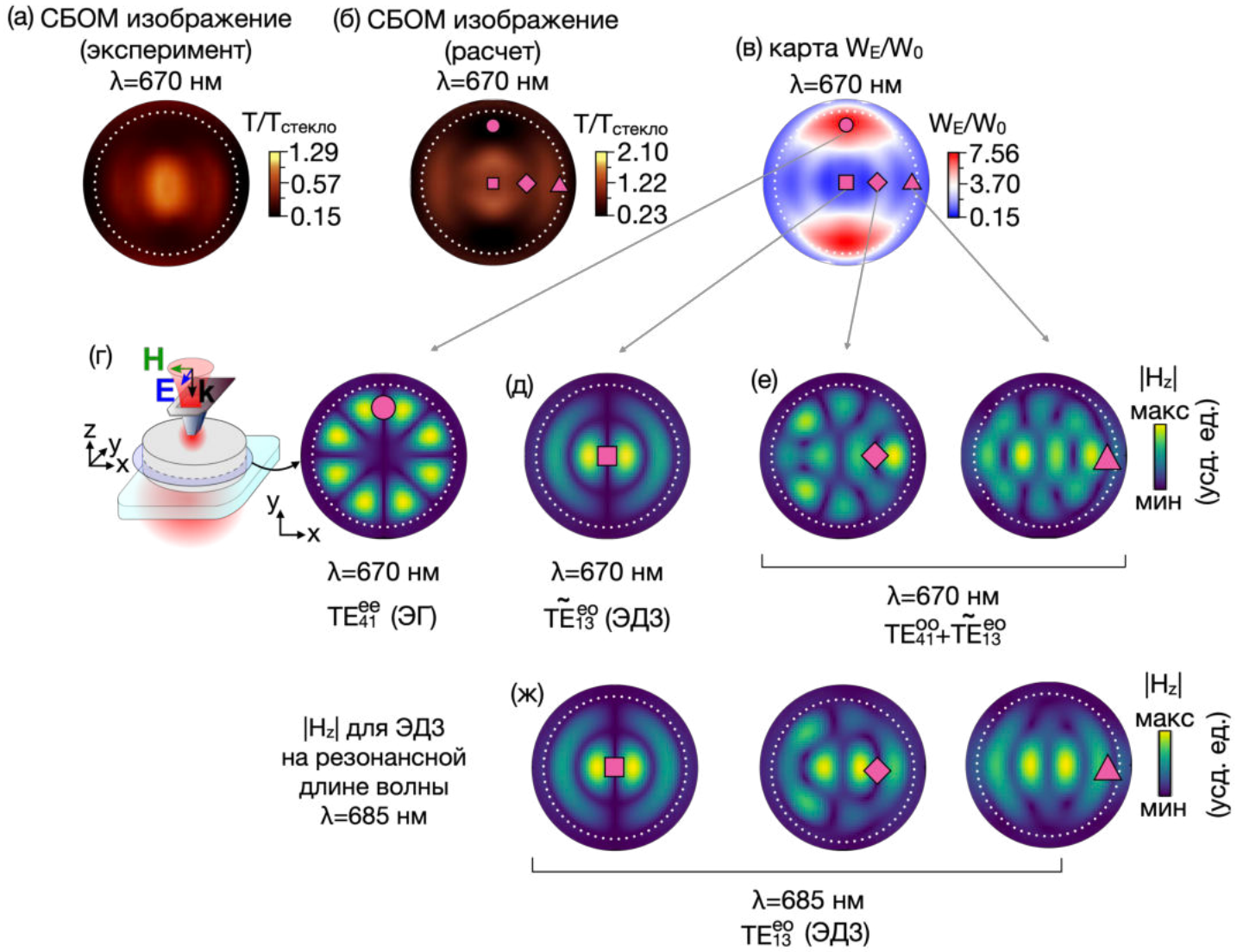


Рис. 69. Экспериментальное (а) и расчетное (б) СБОМ изображения α -Si нанопризмы на длине волны $\lambda = 670$ нм. (в) Карта интегральной локализации электрического поля W_E/W_0 в нанопризме на длине волны $\lambda = 670$ нм. (г-ж) Распределение компоненты $|H_z|$ оптических мод в xy плоскости, проходящей на полувысоте нанопризмы, которая показана на картинке в (г) слева. (г) Распределение $|H_z|$ для TE_{41}^{ee} моды, (д) — для $\tilde{TE}_{13}^{eo}$, (е) — для суперпозиции мод TE_{41}^{oo} и $\tilde{TE}_{13}^{eo}$, (ж) — для моды TE_{13}^{eo} . 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.

2) Анализ СБОМ изображения на длине волны $\lambda = 685$ нм.

Рисунок 70(а),(б) 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 70(в). Как было показано выше, в пространственных положениях зонда, соответствующих квадратной, ромбовидной и треугольной точкам на карте W_E/W_0 , происходит наиболее эффективное возбуждение TE_{13}^{eo} моды (ЭДЗ). Распределения $|H_z|$ в указанных пространственных положениях изображены на Рисунке 70(г). Эти положения соответствуют локальным максимумам на расчетном СБОМ изображении (Рисунок 70(б)). Аналогичные локальные максимумы проявляются на экспериментальном СБОМ изображении (Рисунок 70(а)) за исключением максимума у краев нанопризмы (тре-

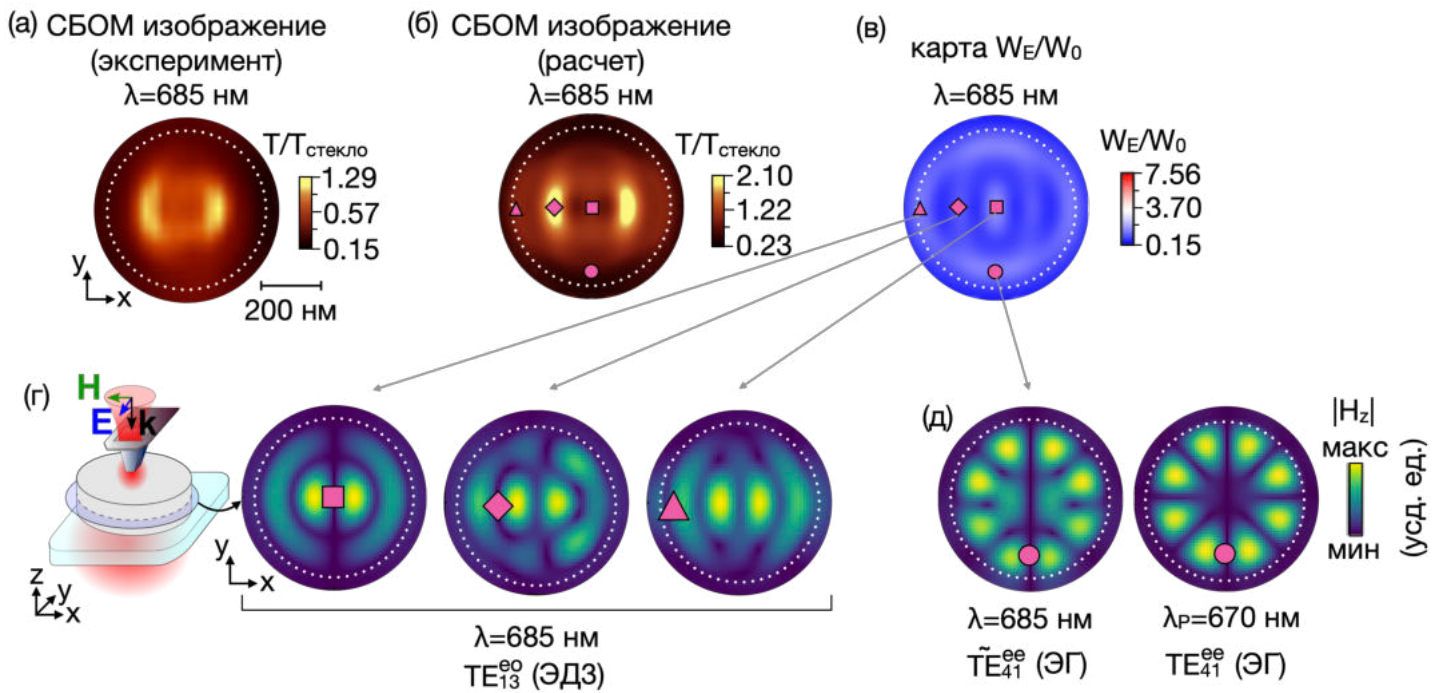


Рис. 70. Экспериментальные (а) и расчетные (б) СБОМ изображения α -Si нанопризмы на $\lambda = 685$ нм. (в) Интегральная локализация электрического поля W_E/W_0 в нанопризме на $\lambda = 685$ нм. (г,д) Распределение компоненты $|H_z|$ оптических мод в xy плоскости, проходящей на половине нанопризмы, которая показана на картинке в (г) слева. (г) — $|H_z|$ для TE_{13}^{eo} моды, (д) — для $\tilde{TE}_{41}^{eo}$ и TE_{41}^{eo} мод на нерезонансной ($\lambda = 685$ нм) и резонансной длине волны ($\lambda_R = 670$ нм). Положения зонда соответствуют максимумам на карте W_E/W_0 (фиолетовые точки на (б) и (в)). Знак $\sim$ обозначает, что $|H_z|$ показана не на резонансной длине волны оптической моды.

угольная точка), что связано с существующим скруглением краев у изготовленного нанопризмы и большого рассеяния света при расположении зонда у границы нанопризмы. При возбуждении моды TE_{13}^{eo} в трех положениях наблюдается неравномерная интенсивность локальных максимумов на экспериментальном и расчетном СБОМ изображениях. Средний максимум (ромбовидная точка) больше по интенсивности по сравнению с центральным (квадратная точка) и максимумом у границы нанопризмы (треугольная точка). Это различие можно объяснить следующим образом. Мода TE_{13}^{eo} имеет пучности $|H_z|$ разной формы: первая пучность от центра нанопризмы имеет форму близкой к окружности, вторая и третья пучности — форму полумесяца. При положении зонда в центре нанопризмы (квадратный символ) ближнее поле зонда перекрывается с двумя одинаковыми по форме пучностями моды TE_{13}^{eo} . Для положения зонда на краю нанопризмы ближнее поле зонда также перекрывается с одинаковыми по форме (в форме полумесяца) пучностями $|H_z|$. Однако в среднем положении вдоль оси x (ромбовидный символ), ближнее поле зонда перекрывается с разными по форме пучностями: первая имеет форму окружности, вторая — полумесяца. Из-за разной формы пучностей пространственное перекрытие полей зонда и моды уменьшается. Это приводит к меньшей величине интегральной локализации электрического поля W_E/W_0 . Карта W_E/W_0 показывает, что при центральном (квадратная точка) и краевом (треугольная точка) положении зонда значение W_E/W_0 больше, чем в промежуточном положении (ромбовидная

точка). Меньшее значение W_E/W_0 говорит о том, что эффективность возбуждения моды излучения 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 положении зонда. По положению максимумов на СБОМ изображении, соответствующих ромбовидной точке, можно определить расстояние $(\lambda_x/2)$ между пучностями $|E_y|$ (узлами $|H_z|$) моды TE_{13}^{eo} . В эксперименте и расчете значение половины длины волны моды составило $\lambda_x = 120$ нм. В эксперименте данная величина определялась как расстояние между двумя максимумами на СБОМ изображении.

Карта W_E/W_0 на Рисунке 70(в) имеет максимум около границы нанополости, расположенной по оси y , отмеченный круглой точкой. Распределение $|H_z|$ на Рисунке 70(д) слева 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. Круглая точка на расчетном СБОМ изображении (Рисунок 70(б)) показывает, что нерезонансное возбуждение $\tilde{TE}_{41}^{ee}$ моды приводит к области локального минимума на СБОМ изображении. Спектр ближнепольного пропускания $T/T_{\text{стекло}}$ (Рисунок 66(б)) в этом положении зонда на $\lambda = 685$ нм имеет максимум, обусловленный конструктивной интерференцией излучения моды $\tilde{TE}_{41}^{ee}$ и излучения, распространяющегося от зонда. 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 $\tilde{TE}_{41}^{ee}$.

Таким образом, в этом параграфе показано, что СБОМ изображения при фиксированной длине волны представляют собой суперпозицию отклика локально возбуждаемых оптических мод Ми с высоким радиальным и полярным порядком. На длине волны $\lambda = 670$ нм СБОМ изображение представляет собой резонансное возбуждение TE_{41}^{ee} моды и нерезонансное возбуждение TE_{13}^{eo} . Кроме того, в положениях перекрытия пучностей компоненты $|H_z|$ мод TE_{41}^{eo} и TE_{13}^{eo} происходит их одновременное возбуждение. Резонансное возбуждение TE_{41}^{ee} моды и нерезонансное возбуждение моды TE_{13}^{eo} приводят к локальным минимумам на СБОМ изображении, что связано с деструктивной интерференцией излучения моды и излучения, распространяющегося от зонда. На длине волны $\lambda = 685$ нм СБОМ изображение представляет собой отклик локально и резонансно возбуждаемой моды TE_{13}^{eo} (ЭДЗ) и нерезонансно возбуждаемой моды TE_{41}^{ee} (ЭГ). Резонансное возбуждение моды TE_{13}^{eo} приводит к локальным максимумам на СБОМ изображении, в то время как нерезонансное возбуждение моды $\tilde{TE}_{41}^{ee}$ приводит к локальному минимуму. Появление локальных максимумов при возбуждении моды TE_{13}^{eo} связано с конструктивной интерференцией излучения моды с излучением, распространяющимся от зонда. Интенсивность каждого локального максимума на СБОМ изображении зависит от эффективности возбуждения моды TE_{13}^{eo} в узлах ее распределения $|H_z|$. Локальный минимум на СБОМ изображении при нерезонансном возбуждении моды TE_{41}^{ee} связан с тем, что излучение моды менее интенсивное по сравнению с излучением моды TE_{13}^{eo} , несмотря на то, что на спектре ближнепольного пропускания на этой длине волны наблюдается конструктивная интерференция моды TE_{41}^{ee} и излучения распространяющегося от зонда.

1.7. Оптические моды, возбуждаемые в α -Si нанопризме источником света с плоским фронтом при нормальном падении. Сравнение со случаем возбуждения апертурным зондом

В этом параграфе будет рассмотрен случай возбуждения оптических мод в α -Si нанопризме с помощью плоской электромагнитной волны при нормальном падении. Схематический вид модели показан на Рисунке 71(а) слева. Электромагнитная волна поляризована вдоль оси y аналогично направлению поляризации падающего на зонд света. Для детектирования возбуждаемых оптических мод были рассчитаны спектр экстинкции (Рисунок 71(а), черная кривая) и интегрального усиления поля W_E/W_0 (Рисунок 71(а), синяя кривая). Спектр W_E/W_0 имеет один максимум на $\lambda = 685$ нм. Спектр экстинкции в области максимума W_E/W_0 имеет асимметричный профиль Фано. Распределение $|H_z|$ в максимуме спектра W_E/W_0 , рассчитанное на полувывоте нанопризмы (Рисунок 71(б)), показывает возбуждение одной моды TE_{13}^{eo} .

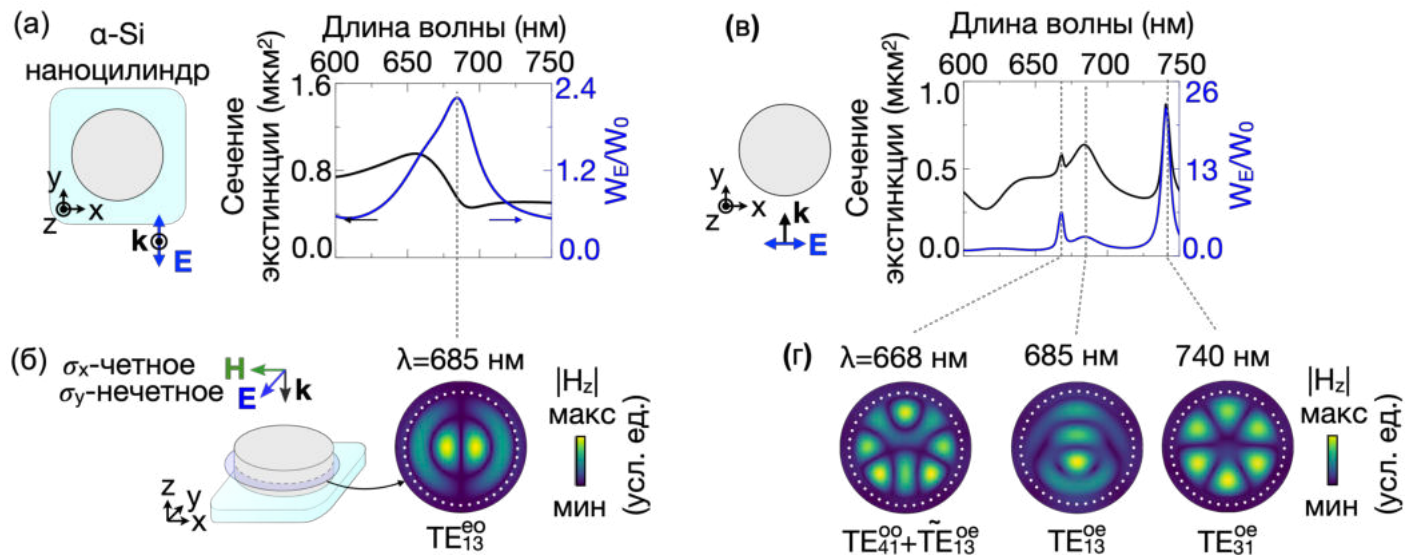


Рис. 71. Возбуждение мод Ми в α -Si нанопризме с помощью источника излучения с плоским фронтом. Расчетный спектр экстинкции (черная кривая) и интегральной локализации электрического поля W_E/W_0 (синяя кривая) α -Si нанопризмы, при возбуждении плоской волной, направленной под нормалью к поверхности нанопризмы (а) и (в) — в торец нанопризмы. Распределение компоненты $|H_z|$, рассчитанное на полувывоте нанопризмы в плоскости xy при нормальном падении света на нанопризму (б) и в его торец (г).

Таблица 4 показывает сравнение количества мод, возбуждаемых апертурным зондом и источником света с плоским фронтом, падающим под нормалью. Зонд возбуждает большее количество оптических мод по сравнению с источником излучения с плоским волновым фронтом при нормальном падении. С помощью источника света с плоским фронтом не возбуждаются моды TE_{51}^{eo} , TE_{41}^{ee} , TE_{31}^{eo} . Понять причину расхождения в количестве возбуждаемых мод можно, исходя из анализа симметрии электромагнитного поля источника света с плоским фронтом и оптической моды. Источник излучения с плоским фронтом, падающий под нормалью к нанопризме и поляризованный вдоль оси y , имеет симметрию поля четной моды

относительно плоскости зеркальной симметрии yz (плоскость σ_x). Т.е. компонента E_y преобразуется как у полярного вектора $E_y(x, y, z) = E_y(-x, y, z)$ и компонента магнитного поля H_x как у аксиального вектора (псевдовектора) $H_x(x, y, z) = -H_x(-x, y, z)$. Относительно плоско-

Таблица 4. Оптические моды, возбуждаемые в α -Si нанополоске с помощью апертурного зонда и источника света с плоским фронтом, падающим под нормалью.

Моды возбуждаемые зондом	TE ₅₁ ^{eo}	TE ₄₁ ^{ee}	TE ₃₁ ^{eo}	TE ₁₃ ^{eo}
Моды, возбуждаемые источником света с плоским фронтом, направленным под нормалью к поверхности нанополоски	×	×	×	✓

сти зеркальной симметрии xz (плоскость σ_y) источник света с плоским фронтом имеет симметрию поля как у нечетной моды, т.е. $E_y(x, y, z) = -E_y(x, -y, z)$ и $H_x(x, y, z) = H_x(x, -y, z)$. Возбуждение оптической моды происходит в случае совпадения с симметрией электромагнитного поля источника. Симметрия распределения поля моды TE₁₃^{eo} полностью совпадает с источником света с плоским фронтом, в результате чего происходит возбуждение этой моды. Симметрия TE₄₁^{ee} моды относительно плоскости σ_y противоположна симметрии источника света с плоским фронтом, поэтому ее возбуждение запрещено. Однако симметрия распределения поля TE₅₁^{eo} и TE₃₁^{eo} моды совпадает с симметрией источника света с плоским фронтом, но эти моды не могут быть возбуждены таким источником. Отсутствие возбуждения данных мод связано с наличием вращательной симметрии C_5 у TE₅₁^{eo} моды и C_3 у TE₃₁^{eo} моды. Электромагнитное поле источника света с плоским фронтом, падающим под нормалью, имеет симметрию C_2 и поэтому не может возбудить эти моды. При не нормальном падении источника света с плоским фронтом на нанополоску симметрия его поля нарушается, что приводит к возбуждению моды TE₅₁^{eo}, TE₄₁^{ee} и TE₃₁^{eo}. Наиболее эффективно данные моды могут быть возбуждены при падении источника света под углом 90° . Однако стоит отметить, что такая геометрия облучения планарного нанополоски затруднительна в эксперименте. Рисунок 71(в) показывает численные расчеты спектров экстинкции (черная кривая) и интегральной локализации электрического поля W_E/W_0 (синяя кривая) при падении плоской электромагнитной волны в торец нанополоски без подложки. При таком падении света возбуждаются три оптические моды в данном спектральном диапазоне на длинах волн $\lambda = 668$ нм, $\lambda = 685$ нм и $\lambda = 740$ нм. Распределение $|H_z|$ показывает, что на $\lambda = 668$ нм происходит резонансное возбуждение TE₄₁^{ee} моды и нерезонансное возбуждение TE₁₃^{eo} моды, проявляющееся в виде наличия пучностей $|H_z|$ у центра нанополоски. На длине волны $\lambda = 685$ нм возбуждается TE₁₃^{eo} мода, на $\lambda = 740$ нм — TE₃₁^{eo} мода. Таким образом, в случае спектрального перекрытия мод, источник света с плоским фронтом возбуждает суперпозицию мод. Локальное возбуждение апертурным зондом имеет преимущество, поскольку позволяет селективно возбуждать отдельную моду, даже если она спектрально перекрыта с другой модой. Возбуждение отдельной моды необходимо при изучении их диаграмм рассеяния.

2. Сканирующая ближнепольная оптическая микроскопия и спектроскопия Ми и Фабри-Перо мод высокого порядка в α -Si нанопризме с формой прямоугольной призмы

2.1. СЭМ и АСМ изображения α -Si цилиндрической нанопризмы.

На Рисунке 72(а) показан схематичный вид единичной α -Si квадратной нанопризмы, расположенной на стеклянной подложке. Для определения стороны a изготовленной α -Si квадратной нанопризмы было получено СЭМ изображение, представленное на Рисунке 72(б). Сторона изготовленной квадратной нанопризмы составила $a \approx 515$ нм. Для определения высоты нанопризмы было получено ее АСМ изображение с помощью ближнепольного оптического микроскопа WiTec с апертурным зондом (Рисунок 72(в)). Сечение АСМ изображения на Рисунке 72(г) показывает, что толщина изготовленной квадратной нанопризмы равна $h = 95$ нм.

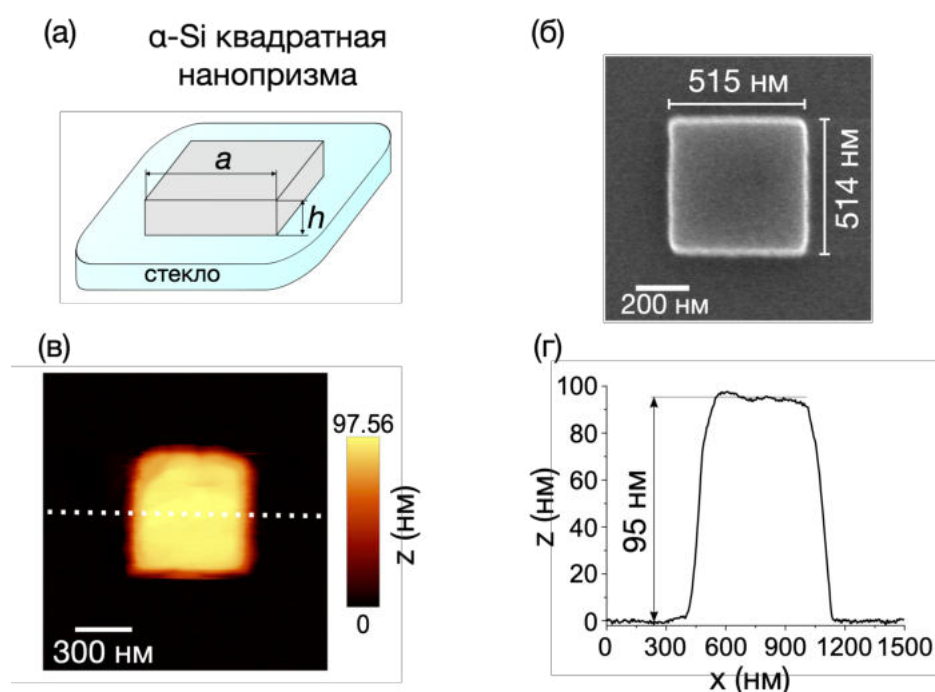


Рис. 72. (а) Схематичное изображение α -Si квадратной нанопризмы на стеклянной подложке. (б,в) СЭМ и АСМ изображения, изготовленной α -Si квадратной нанопризмы соответственно. (г) Сечение АСМ изображения вдоль белой пунктирной линии, показанной в (в).

2.2. Экспериментальные и рассчитанные СБОМ изображения α -Si квадратной нанопризмы. Карты интегральной локализации электрического поля

Экспериментальные СБОМ изображения α -Si квадратной нанопризмы в зависимости от длины волны в диапазоне от $\lambda = 624$ нм до $\lambda = 732$ нм приведены на Рисунке 72(а). Соответствующее численное моделирование СБОМ изображений показано на Рисунке 72(б). Светлые области СБОМ изображений соответствуют большим значениям интенсивности света, прошедшего через нанопризму, по сравнению с темными областями. По СБОМ изображениям квадратной нанопризмы видно что, интенсивность прошедшего света через зонд в присутствии нанопризмы может увеличиваться и уменьшаться по сравнению с пропусканием света через зонд при его положении на стеклянной подложке ($T_{\text{стекло}}$). Изменение пропускания света через зонд в присутствии нанопризмы связано с возбуждением оптических мод в α -Si

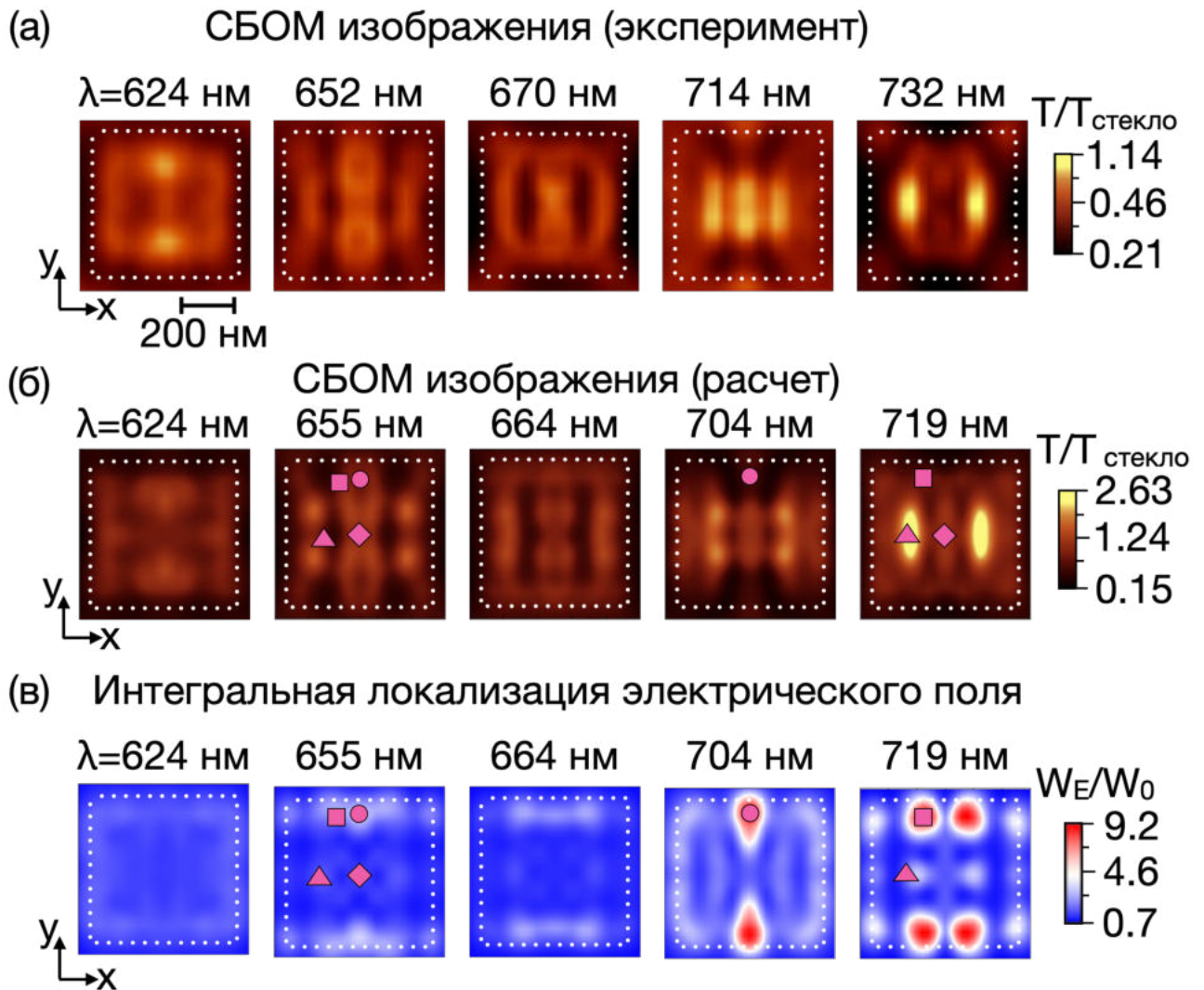


Рис. 72. (а) Экспериментальные СБОМ изображения α -Si квадратной нанопризмы в спектральном диапазоне от $\lambda = 624$ нм до $\lambda = 732$ нм. (б) Рассчитанные СБОМ изображения α -Si квадратной нанопризмы. (в) Рассчитанные карты интегральной локализации поля W_E/W_0 в α -Si нанопризме при сканировании апертурным зондом. Круглая, квадратная, ромбовидная и треугольная точки на (б) и (в) показывают положения максимумов W_E/W_0 , в которых определяется распределение электромагнитного поля оптических мод.

квадратной нанопризме, происходящим в результате взаимодействия с ближним полем около отверстия зонда.

Для выявления положений апертурного зонда, при которых происходит наиболее эффективное возбуждение оптических мод в квадратной нанопризме, была рассчитана величина интегральной локализации электрического поля W_E/W_0 , где $W_E = \int_{V_{\text{антенна}}} |E(x, y, z)|^2 dV$ — интегральная локализация электрического поля внутри нанопризмы и W_0 — интегральная локализация электрического поля при отсутствии нанопризмы. Расчет карт W_E/W_0 осуществлялся аналогично расчету карт W_E/W_0 наностержней (Главе 2) и нанопризмы (Глава 3). Карты W_E/W_0 для квадратной нанопризмы показаны на Рисунке 72(в) на длинах волн, соответствующих расчетным СБОМ изображениям. Максимумы W_E/W_0 указывают на положения зонда, в которых происходят наиболее эффективное локальное возбуждение оптических мод квадратной нанопризмы при фиксированной длине волны излучения. Также на

этих картах существуют пространственные области локализации W_E/W_0 , которые не меняют своего пространственного положения при изменении длины волны, но меняются по значению. Максимальные значения в данных областях обозначены фиолетовыми точками в форме ромба ($x = 0$ нм, $y = 0$ нм, максимум W_E/W_0 по центру квадратной нанопризмы), треугольника ($x = -120$ нм, $y = 0$ нм), круга ($x = 0$ нм, $y = 220$ нм, максимум W_E/W_0 у верхней границы квадратной нанопризмы), квадрата ($x = -80$ нм, $y = 200$ нм, максимум W_E/W_0 у верхней границы квадратной нанопризмы). Однако для определения точного спектрального положения, при котором происходит наиболее эффективное возбуждение оптических мод, необходимо проведение расчетов W_E/W_0 и $T/T_{\text{стекло}}$ во всем спектральном диапазоне при фиксированных положениях зонда в найденных положениях максимумов W_E/W_0 .

2.3. Спектры интегральной локализации электрического поля и ближнепольного пропускания α -Si квадратной нанопризмы. Резонанс Фано ближнепольных спектров пропускания.

Для определения точного спектрального положения, при котором происходит наиболее эффективное возбуждение оптических мод при фиксированных положениях зонда на квадратной нанопризме, был проведен расчет спектров интегральной локализации электрического поля W_E/W_0 . Пространственными положениями зонда для расчета спектров W_E/W_0 являются положения максимумов на картах W_E/W_0 , отмеченные фиолетовыми точками в форме круга, квадрата, треугольника и ромба на Рисунке 72(в) и на СЭМ изображении квадратной нанопризмы на Рисунке 73(а). На картах W_E/W_0 данные максимумы изменяются по интенсивности, но не меняют своего пространственного положения при изменении длины волны. Результаты расчетов спектров W_E/W_0 (синяя кривая) показаны на Рисунке 73(б-д). Спектральные положения максимумов W_E/W_0 отмечены вертикальными штриховыми линиями. Черная кривая на графиках Рисунка 73(б-д) изображает результаты расчетов ближнепольных спектров пропускания $T/T_{\text{стекло}}$. Максимумы интегральной локализации электрического поля W_E/W_0 лежат около резонансов ближнепольных спектров пропускания зонда $T/T_{\text{стекло}}$. Форма спектров $T/T_{\text{стекло}}$ в области максимумов W_E/W_0 имеет ассиметричный вид, который характерен для резонанса Фано. Максимумы W_E/W_0 находятся на склоне кривой $T/T_{\text{стекло}}$. Наблюдаемые резонансы Фано ближнепольных спектров пропускания в α -Si квадратной нанопризмы аналогичны по своей природе резонансам Фано, обнаруженным в α -Si наностержнях и нанопризмах. Они возникают из-за интерференции излучения оптической моды и излучения, распространяющегося от апертурного зонда. Из-за существующей резонансной спектральной зависимости фазы излучения оптической моды возникает конструктивная и деструктивная интерференция излучения оптической моды и зонда, которая приводит к максимумам и минимумам $T/T_{\text{стекло}}$ соответственно.

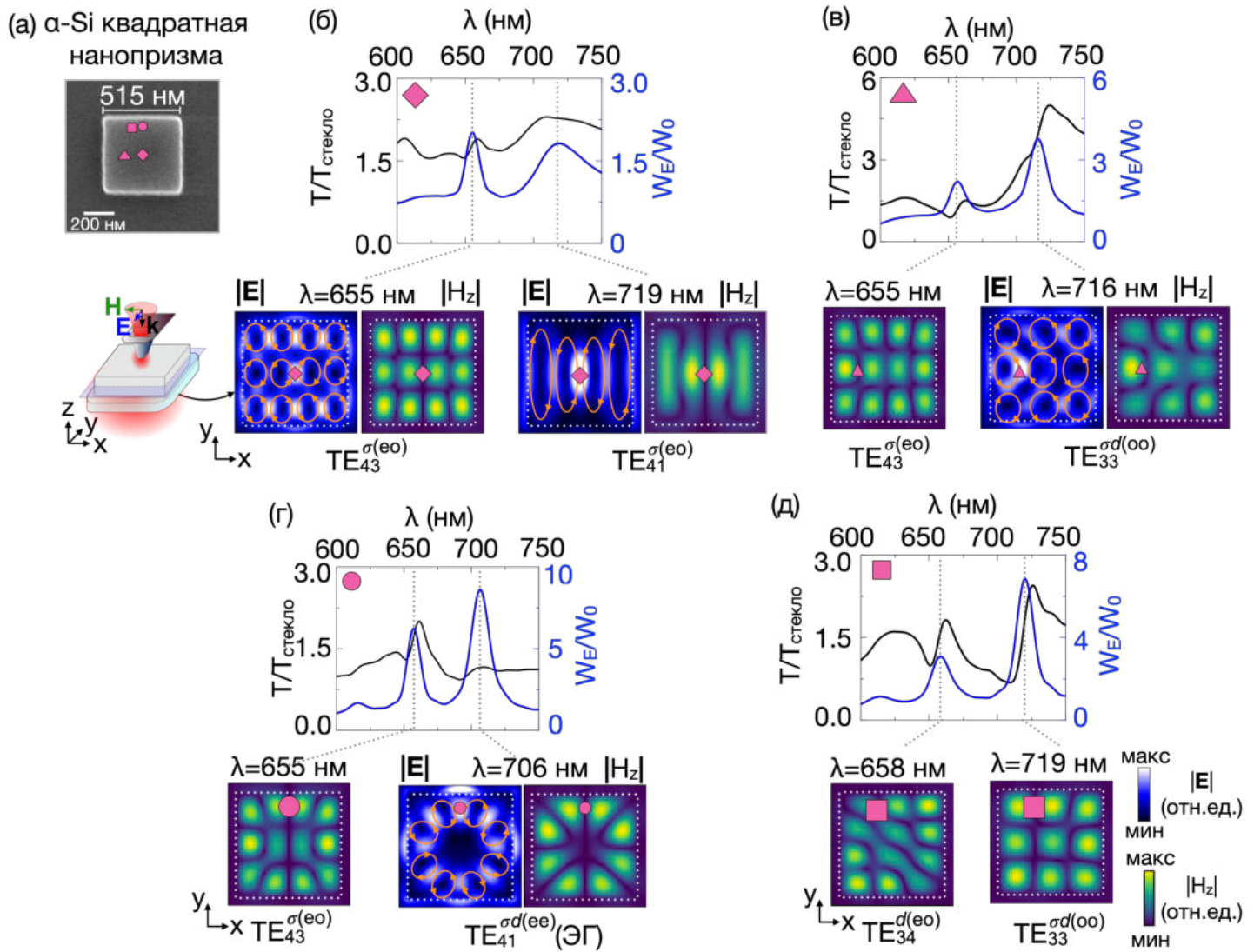


Рис. 73. (а) СЭМ изображение α -Si квадратной нанопризмы. (б-д) Спектральная зависимость ближнепольного пропускания света через зонд $T/T_{\text{стекло}}$ (черная кривая) и интегральной локализации электрического поля W_E/W_0 (синяя кривая) в положениях зонда, отмеченных фиолетовыми точками на (а). Вертикальные пунктирные линии показывают спектральное положение максимумов W_E/W_0 . Изображения под графиками (б-д) показывают распределение электрического поля $|E|$ и компоненты $|H_z|$ мод Фабри-Перо (б-д) и моды Ми (г, $\lambda = 706$ нм) высокого порядка, рассчитанное на длинах волн, соответствующих максимумам W_E/W_0 . Распределение $|E|$ и $|H_z|$ рассчитывалось на полувысоте α -Si квадратной нанопризмы, как схематично показано в (б). Оранжевые кривые схематически показывают направление электрического поля. Белый пунктирный квадрат показывает границы квадратной нанопризмы.

2.4. Оптические моды, возбуждаемые в α -Si квадратной нанопризме.

На длинах волн и в положениях зонда, соответствующих максимальным значениям на спектрах и картах W_E/W_0 , было определено распределение оптических мод. Результаты расчетов полей приведены на Рисунке 73(б-д) ниже под графиками спектров W_E/W_0 и $T/T_{\text{стекло}}$. Монитор, определяющий распределение полей, располагался на полувысоте квадратной нанопризмы, как показано на Рисунке 66(б).

Во-первых, рассмотрим оптические моды, возбуждающиеся в центре α -Si квадратной нанопризмы. Положение отмечено ромбовидной точкой на СЭМ изображении (Рисунок 66(а)).

Распределение электрического поля $|\mathbf{E}|$ для резонансных длин волн $\lambda = 655$ нм и $\lambda = 719$ нм показывает, что возбуждаемые моды имеют структуры электрических токов смещения (оранжевые кривые), расположенных в плоскости квадратной нанопризмы (плоскость xy), характерны для ТЕ мод. Распределение нормальной компоненты магнитного поля $|H_z|$ показывает, что токи смещения электрического поля формируют пучности $|H_z|$. Далее структура возбуждаемых оптических мод определяется по нормальной компоненте магнитного поля $|H_z|$, которая позволяет однозначным образом определить порядок моды ТЕ типа. Обозначение мод α -Si квадратной нанопризмы осуществляется по индексам $\text{TE}_{hv}^{\sigma(ij)}$, $\text{TE}_{hv}^{d(ij)}$, где индексы h и v обозначают порядок моды вдоль осей x и y , который равен числу пучностей $|H_z|$ (числу полуволн) вдоль осей x и y соответственно. Поскольку квадратная нанопризма принадлежит к точечной группе вращения $C_{4v} = \{E, C_2, C_4, C_4^{-1}, \sigma_x, \sigma_y, d', d''\}$, то моды будут классифицироваться по их симметрии относительно плоскостей σ и d . Индексы $\sigma(ij)$ обозначают симметрию моды относительно плоскостей σ_x (индекс i) и σ_y (индекс j), перпендикулярных осям x и y соответственно и проходящих через центр призмы. Индексы $d(ij)$ показывают симметрию моды относительно плоскостей, проходящих через диагонали d' и d'' нанопризмы, направленных от верхнего левого края к нижнему правому (индекс i) и от верхнего правого края к нижнему левому (индекс j). Индексы i, j принимают значения либо e (*even*, четная мода), либо o (*odd*, нечетная мода). Для четной моды $H_z(x, y, z)$ преобразуется как нечетная функция, а для нечетной моды — как четная функция, поскольку $\mathbf{H}$ является аксиальным вектором (псевдовектором). Кроме того, моды которые обладают зеркальной симметрией относительно плоскостей σ_x , σ_y и d' , d'' будут обозначаться как $\text{TE}_{hv}^{\sigma d(ij)}$, где i показывает симметрию моды относительно плоскостей σ_x , σ_y и j — относительно плоскостей d' , d'' . В случае возбуждения мод Ми, ее обозначение аналогично модам Ми нанопризм, т.е. по азимутальному (a) и радиальному (r) порядкам. Таким образом, для случая положения зонда над центром квадратной нанопризмы (Рисунок 73(б)) у обеих оптических мод поля $|\mathbf{E}|$ и $|H_z|$ локализуются по всему объему призмы. При этом распределение $|H_z|$ обладает шахматоподобной структурой. Такая структура поля характерна для мод Фабри-Перо, которые образуются в результате интерференции волн, отразившихся от противоположных граней квадратной нанопризмы. На длине волны $\lambda = 655$ нм происходит возбуждение $\text{TE}_{43}^{\sigma(eo)}$ моды Фабри-Перо, а на $\lambda = 719$ нм — $\text{TE}_{41}^{\sigma(eo)}$ моды Фабри-Перо.

Рисунок 73(в) показывает оптические моды, которые возбуждаются в пространственном положении зонда, отмеченном треугольной точкой ($x = 120$ нм, $y = 0$ нм). На $\lambda = 655$ нм снова возбуждается моды $\text{TE}_{43}^{\sigma(eo)}$. На $\lambda = 716$ нм происходит возбуждение $\text{TE}_{33}^{\sigma d(o o)}$ моды Фабри-Перо с нечетной симметрией относительно плоскостей σ_x , σ_y и двух диагоналей. Стоит отметить, что в предыдущем положении зонда на близкой длине волны ($\lambda = 719$ нм) происходило возбуждение моды $\text{TE}_{41}^{\sigma(eo)}$. Возбуждение моды $\text{TE}_{33}^{\sigma d(o o)}$ в текущем положении зонда происходит из-за лучшего пространственного перекрытия полей зонда с полями $\text{TE}_{33}^{\sigma d(o o)}$ моды по сравнению с $\text{TE}_{41}^{\sigma(eo)}$ модой.

Рисунок 73(г) показывает оптические моды, возбуждаемые зондом, при его пространственном положении, соответствующим верхнему краю квадратной нанопризмы (круглая точка).

На $\lambda = 655$ нм происходит возбуждение $\text{TE}_{43}^{\sigma(eo)}$ моды Фабри-Перо. Распределение $|\mathbf{E}|$ и $|H_z|$ на длине волны $\lambda = 706$ нм имеет вид моды Ми схожей по структуре с модой шепчущей галереи. Она представляет собой восемь пучностей компоненты $|H_z|$ магнитного поля, расположенных по периферии квадратной нанопризмы. В терминах мод Ми, данная мода является электрическим гексадекаполем (ЭГ), а в терминах мод диэлектрического цилиндра $\text{TE}_{41}^{\sigma d(ee)}$.

Рисунок 73(д) изображает оптические моды, возбуждаемые зондом, в положении у верхнего края квадратной нанопризмы, но смещенном относительно ее плоскости симметрии (квадратная точка). На $\lambda = 658$ нм возбуждается $\text{TE}_{34}^{d(eo)}$ мода с симметрией относительно плоскостей, проходящих через диагонали квадратной нанопризмы. На длине волны $\lambda = 719$ нм ближнее поле зонда возбуждает $\text{TE}_{33}^{\sigma d(oa)}$ моду Фабри-Перо.

Таким образом, с помощью ближнего поля апертурного зонда возможно селективное возбуждение ТЕ мод типа Фабри-Перо и мод Ми в α -Si квадратной нанопризме. Для данной нанопризмы происходит возбуждение мод $\text{TE}_{41}^{\sigma(eo)}$, $\text{TE}_{33}^{\sigma d(oa)}$, $\text{TE}_{43}^{\sigma(eo)}$ и $\text{TE}_{34}^{d(eo)}$, а также возбуждение моды Ми (ЭГ , $\text{TE}_{41}^{\sigma d(ee)}$). Отметим, что моды $\text{TE}_{41}^{\sigma d(ee)}$ (ЭГ) и $\text{TE}_{33}^{\sigma d(oa)}$ имеют также четную вращательную симметрию C_4 . Моды $\text{TE}_{41}^{\sigma d(eo)}$, $\text{TE}_{43}^{\sigma(eo)}$ и $\text{TE}_{34}^{d(eo)}$ имеют нечетную вращательную симметрию C_2 . Пространственные положения зонда, в которых происходит наиболее эффективное возбуждение оптических мод, находятся в узлах нормальной компоненты магнитного поля $|H_z|$ и в пучностях поперечной компоненты электрического поля $|E_z|$ оптических мод, со направленной с поляризацией падающего на зонд излучения. Данное наблюдение аналогично случаю возбуждения ТЕ мод Фабри-Перо в α -Si наностержнях и мод Ми в нанопризме, рассмотренных в Главе 2 и 3 соответственно.

2.5. Соответствие особенностей СБОМ изображений α -Si квадратной нанопризмы с возбуждаемыми модами Фабри-Перо и Ми.

Данный параграф посвящен соответствию особенностей СБОМ изображений α -Si квадратной нанопризмы с возбуждаемыми оптическими модами Фабри-Перо и Ми. Спектры интегральной локализации электрического поля показывают наибольшее значения на длине волны $\lambda = 655$ нм при возбуждении $\text{TE}_{43}^{\sigma(eo)}$ моды, на длине волны $\lambda = 706$ нм при возбуждении моды TE_{41}^{ee} (Ми, ЭГ) и на длине волны $\lambda = 719$ нм при возбуждении мод $\text{TE}_{41}^{\sigma(eo)}$ и $\text{TE}_{33}^{\sigma d(oa)}$.

1) Анализ СБОМ изображения на длине волны $\lambda = 655$ нм.

Рисунок 74(а) и (б) показывает экспериментальное и расчетное СБОМ изображения α -Si квадратной нанопризмы на длинах волн $\lambda = 652$ нм и $\lambda = 655$ нм соответственно. Максимумы карты W_E/W_0 (Рисунок 74(в)) 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 точками, изображено на Рисунке 74(г-е). Распределение $|H_z|$ на Рисунке 74(г) показывает, что в положениях зонда на квадратной нанопризме, соответствующих ромбовидной, треугольной и круглой точкам, возбуждается мода $\text{TE}_{43}^{\sigma(eo)}$. Положения максимумов W_E/W_0 отмечены на расчетном СБОМ изображении

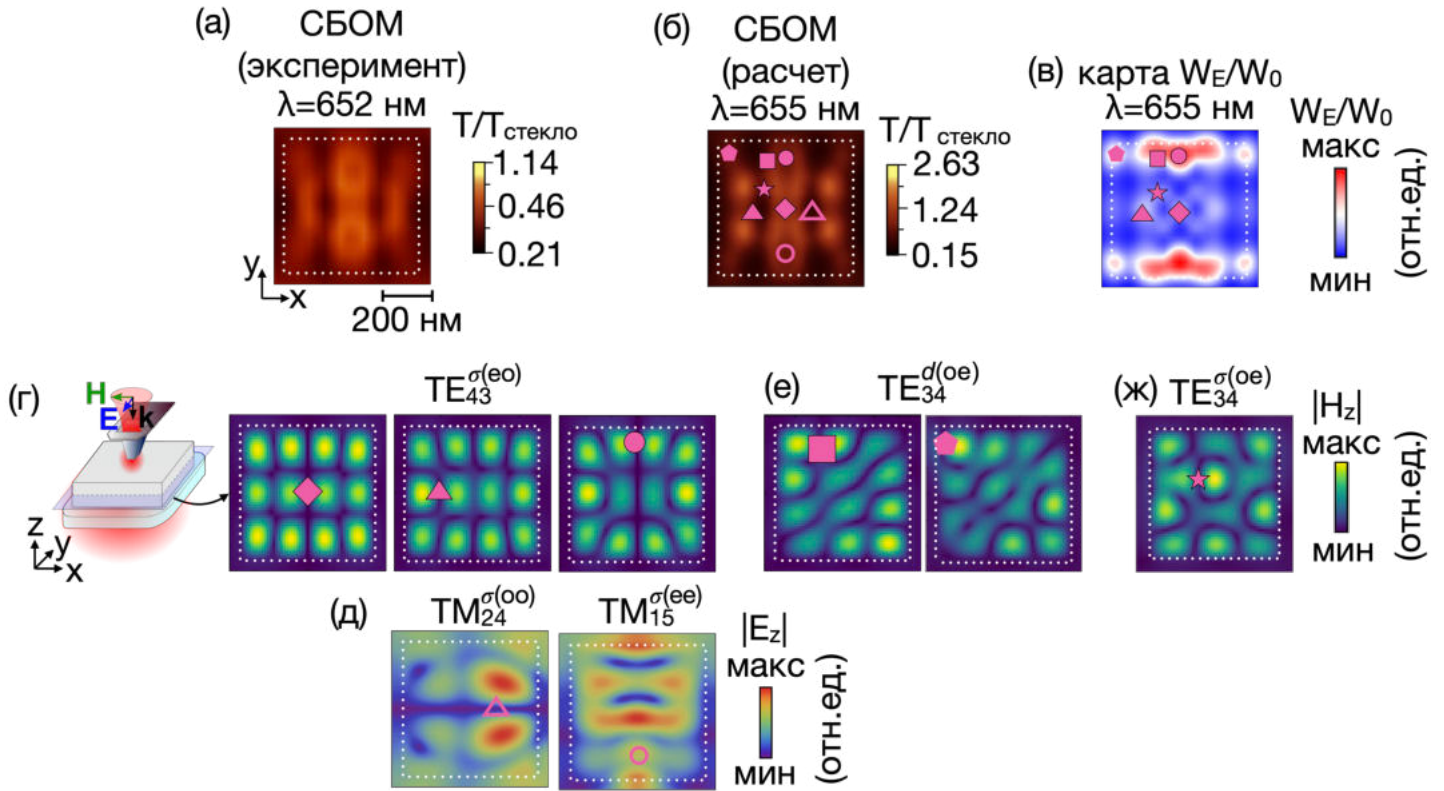


Рис. 74. Экспериментальное (а) и расчетное (б) СБОМ изображение α -Si квадратной нанопризмы на длине волны $\lambda = 652$ нм и $\lambda = 655$ нм соответственно. (в) Карта интегральной локализации электрического поля W_E/W_0 в квадратной нанопризме на длине волны $\lambda = 655$ нм. (г-е) Распределение компоненты $|H_z|$ оптических мод в плоскости xy , проходящей на полувысоте квадратной нанопризмы, которая показана на картинке (г) слева. (г) Распределение $|H_z|$ $TE_{43}^{\sigma(eo)}$ моды Фабри-Перо, (д) — $TE_{34}^{d(eo)}$ моды Фабри-Перо с диагональной симметрией, (е) — $TE_{34}^{\sigma(eo)}$ моды Фабри-Перо. Положения зонда соответствуют максимумам на карте W_E/W_0 (точки на (в) и (б)). Пунктирный белый квадрат показывает границы квадратной призмы.

на Рисунке 74(б). В центре призмы наблюдается область минимума $T/T_{\text{стекло}}$. Аналогичные локальный минимум $T/T_{\text{стекло}}$ наблюдается на экспериментальном СБОМ изображении (Рисунок 74(а)). В положении отмеченном треугольной и круглой точками $T/T_{\text{стекло}}$ имеет промежуточное значение (расположено между максимумом и минимумами на СБОМ изображении). Несоответствие максимума локализации электрического поля с точным положением максимума или минимума на СБОМ изображении связано с возбуждением моды ТМ типа, $TM_{42}^{\sigma o}$. Ее возбуждение менее эффективно по сравнению с модой $TE_{43}^{\sigma o}$, из-за чего не наблюдается отдельного пика на карте локализации поля. Рисунок 74(д) показывает, что при положении зонда в минимуме СБОМ изображения, отмеченном открытой треугольной точкой ($x = -100$ нм и $y = 0$ нм) на Рисунке 74(б), происходит возбуждение $TM_{42}^{\sigma o}$ моды.

Распределение $|H_z|$ на Рисунке 74(е) показывает, что при положениях зонда, соответствующих квадратной и пятиугольной точкам, возбуждается $TE_{34}^{d(eo)}$ мода, обладающая симметрией относительно диагоналей квадратной нанопризмы. Эти положения соответствуют локальным максимумам величины $T/T_{\text{стекло}}$ на расчетном СБОМ изображении (Рисунок 74(б)). Аналогичные локальные максимумы $T/T_{\text{стекло}}$ наблюдаются на экспериментальном СБОМ изображении (Рисунок 74(а)). Таким образом, положения зонда, в которых происходит наиболее

эффективное возбуждение $TE_{34}^{d(eo)}$ моды Фабри-Перо, соответствуют областям максимумов на СБОМ изображении.

По распределению $|H_z|$ на Рисунке 74(д) видно, что возбуждается $TE_{34}^{\sigma(ee)}$ мода Фабри-Перо в положении зонда, соответствующего максимуму W_E/W_0 , отмеченного звездообразной точкой. Положение данного локального максимума W_E/W_0 также отмечено на расчетном СБОМ изображении звездообразной точкой на Рисунке 74(б). Видно, что оно соответствует области минимума на СБОМ изображении. Таким образом, положения зонда, в котором происходит наиболее эффективное возбуждение $TE_{34}^{\sigma(ee)}$ моды Фабри-Перо, соответствует области минимума СБОМ изображения.

2) СБОМ изображение на длине волны $\lambda = 704$ нм.

Рисунок 75(а) и (б) показывает экспериментальное и расчетное СБОМ изображение α -Si квадратной нанопризмы на длине волн $\lambda = 714$ нм и $\lambda = 704$ нм соответственно. Распределение $|H_z|$ в положениях апертурного зонда, соответствующих максимумам карты W_E/W_0 (Рисунок 75(в)), помеченных точками, изображено на Рисунке 75(г-е).

Во первых, рассмотрим пространственное положение зонда на квадратной нанопризме,

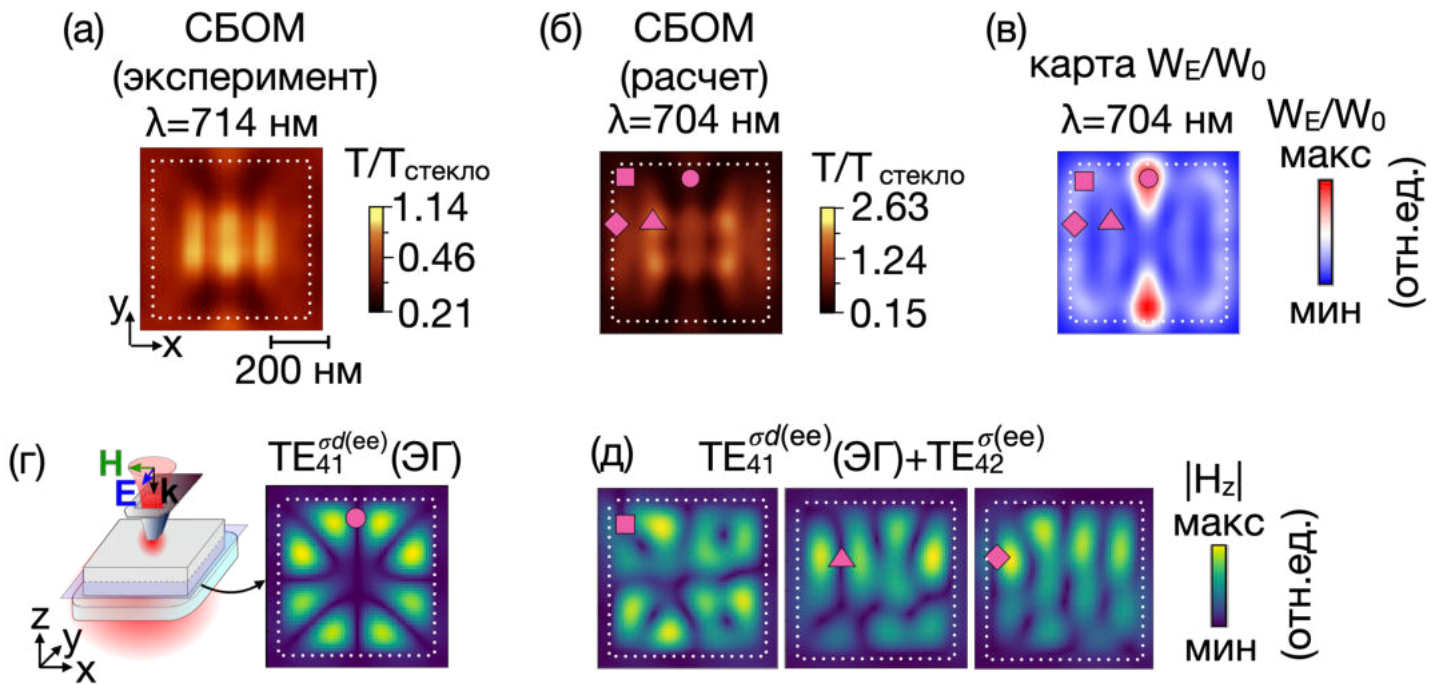


Рис. 75. Экспериментальное (а) и расчетное (б) СБОМ изображение α -Si квадратной нанопризмы на длине волны $\lambda = 704$ нм. (в) Карта интегральной локализации электрического поля W_E/W_0 в квадратной нанопризме на длине волны $\lambda = 704$ нм. (г-е) Распределение $|H_z|$ компоненты оптических мод в xy плоскости, проходящей на полувысоте квадратной нанопризмы, которая показана на схеме (г) слева. (г) Распределение $|H_z|$ моды $TE_{41}^{\sigma(eo)}$ Ми (ЭГ), (д) — суперпозиции моды $TE_{41}^{\sigma(d(ee))}$ (мода Ми) и моды $TE_{42}^{\sigma(ee)}$ (моды Фабри-Перо). Положения зонда соответствуют максимумам на карте W_E/W_0 (точки на (б) и (в)). Пунктирный белый квадрат показывает границы квадратной призмы.

которое приводит к наибольшей величине W_E/W_0 (круглая точка). В этом положении возбуждается мода со структурой моды шепчущей галереи $TE_{41}^{\sigma(d(ee))}$ (Рисунке 75(г)). В терминах мультипольного разложения она является электрическим гексадекаполем (ЭГ). Положение

этого максимума W_E/W_0 отмечено на расчетном СБОМ изображении на Рисунке 75(б). На нем это положение соответствует области локального минимума величины $T/T_{\text{стекло}}$. Таким образом, положения зонда, в которых происходит наиболее эффективное возбуждение моды $TE_{41}^{\sigma d(ee)}$ (ЭГ), соответствует области минимума СБОМ изображения.

Далее рассмотрим возбуждаемые моды в пространственных положения зонда, соответствующих максимумам на карте W_E/W_0 , отмеченных квадратной, треугольной и ромбовидной точками. Распределение $|H_z|$ на Рисунке 75(д) представляет собой суперпозицию двух мод: $TE_{41}^{\sigma d(ee)}$ (мода Ми, ЭГ) и $TE_{42}^{\sigma(ee)}$ (моды Фабри-Перо), которые возбуждаются одновременно на данной длине волны и в данном пространственном положении зонда, за счет пространственного перекрытия полей двух мод. Положения максимумов W_E/W_0 также отмечено на расчетном СБОМ изображении на Рисунке 75(б). На нем они соответствуют областям максимумов величины $T/T_{\text{стекло}}$. Аналогичные локальные максимумы $T/T_{\text{стекло}}$ присутствуют на экспериментальном СБОМ изображении (Рисунке 75(а)). Кроме того, по распределению $|H_z|$ видно, что в положениях, отмеченных треугольной и ромбовидными точками, наблюдается преимущественное возбуждение моды Фабри-Перо $TE_{42}^{\sigma(ee)}$. По положениям максимумов на экспериментальном и расчетном СБОМ изображениях возможно определение расстояние между узлами H_z (пучностями E_y) по осям x и y (длину полуволны) моды $TE_{42}^{\sigma(ee)}$. На экспериментальном СБОМ изображении длина полуволны моды по оси x составила $\lambda_x = 117$ нм, которое определялось как среднее расстояния между шестью максимумами по оси x при $y = 60$ нм и $y = -60$ нм. Расчетные значения длины полуволны составили $\lambda_x/2 = 120$ нм. По оси y длина полуволны составила $\lambda_y/2 = 106$ нм на экспериментальном СБОМ изображении и $\lambda_y/2 = 120$ нм — на расчетном. По экспериментальному СБОМ изображению $\lambda_y/2$ определялось как расстояние между максимумами вдоль оси y при $x = 0$ нм и $x = 240$ нм.

3) СБОМ изображение на длине волны $\lambda = 719$ нм.

Рисунок 76(а) и (б) показывает экспериментальное и расчетное СБОМ изображение α -Si квадратной нанопризмы на длинах волн $\lambda = 732$ нм и $\lambda = 719$ нм соответственно. Максимумы карты W_E/W_0 на длине волны $\lambda = 719$ нм (Рисунок 76(в)) указывают на положения, в которых происходит наиболее эффективное возбуждение оптических мод. В первую очередь рассмотрим моды, которые соответствуют максимумам W_E/W_0 , отмеченным квадратной, треугольной и пятиугольной точками. Распределение $|H_z|$ в этих точках изображены на Рисунке 76(г), по которому видно, что происходит возбуждение $TE_{33}^{\sigma d(o)}$ моды Фабри-Перо. Положение указанных трех максимумов W_E/W_0 также отмечено на расчетном СБОМ изображении на Рисунке 76(б). На нем эти положения соответствуют областям максимумов величины $T/T_{\text{стекло}}$. Аналогичные максимумы наблюдаются на экспериментальном СБОМ изображении. Видно, что максимум на СБОМ изображении в треугольной точке больше, чем в квадратной и пятиугольной. Это связано с пространственным перекрытием с модой $TE_{41}^{\sigma o}$, возбуждение которой будет рассмотрено далее. Их одновременное возбуждение приводит к более интенсивному максимуму. Таким образом, пространственные положения зонда, в которых происходит наиболее эффективное возбуждение моды Фабри-Перо $TE_{33}^{\sigma d(o)}$, соответствуют областям максимумов СБОМ изображения. По положению максимумов у верхней (нижней)

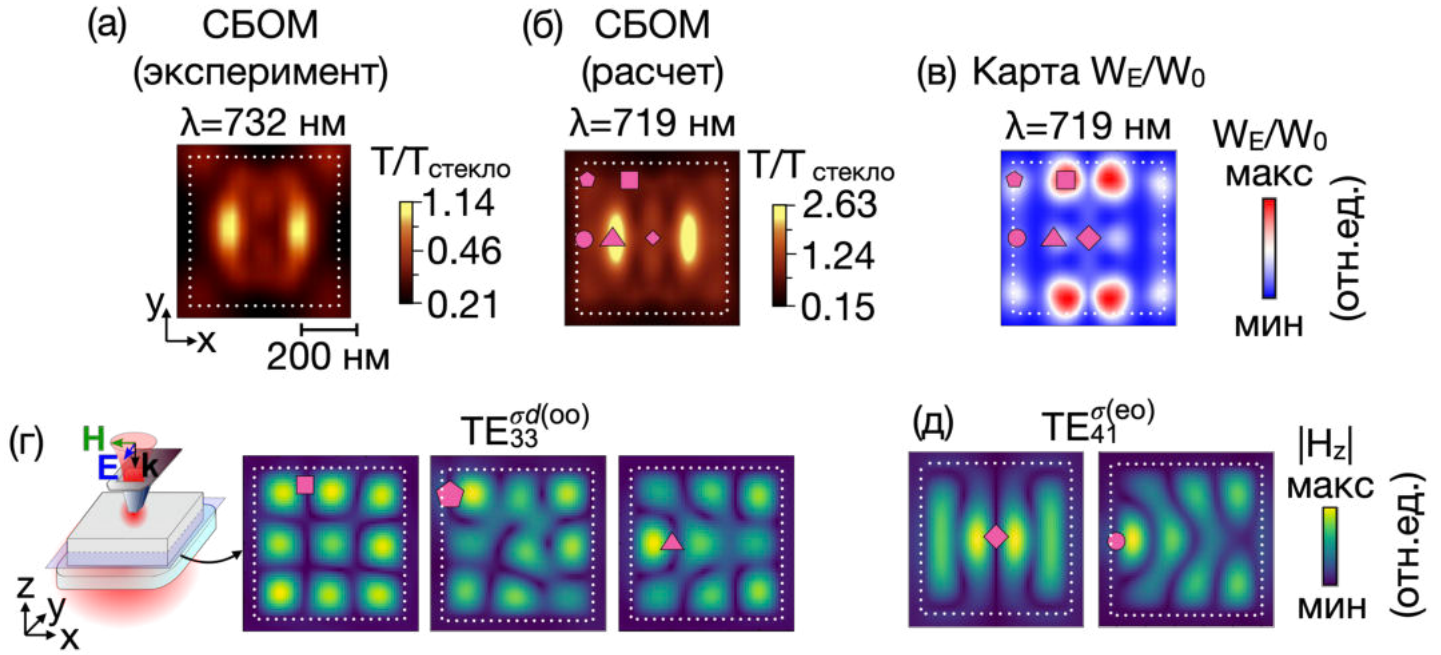


Рис. 76. Экспериментальное (а) и расчетное (б) СБОМ изображение α -Si квадратной нанопризмы на длине волны $\lambda = 732$ нм и $\lambda = 719$ нм соответственно. (в) Карта интегральной локализации электрического поля W_E/W_0 в квадратной нанопризме на длине волны $\lambda = 719$ нм. (г),(д) Распределение компоненты $|H_z|$ оптических мод в плоскости xy , проходящей на полувысоте квадратной нанопризмы, которая показана на схеме (г) слева. (г) Распределение $|H_z|$ $TE_{33}^{\sigma d(o)}$ моды Фабри-Перо, (д) — $TE_{41}^{\sigma(eo)}$ моды Фабри-Перо. Положения зонда соответствуют максимумам на карте W_E/W_0 (точки на (б) и (в)). Пунктирный белый квадрат показывает границы квадратной призмы.

границы квадратной призмы возможно определение длины полуволны моды $TE_{33}^{\sigma d(o)}$. В эксперименте величина полуволны моды $TE_{33}^{\sigma d(o)}$ составила $\lambda_{x,y} = 147$ нм, в расчетах — 133 нм.

Карта W_E/W_0 на Рисунке 76(в) также показывает, что есть максимумы, отмеченные ромбовидной и круглой точками. Распределение $|H_z|$ в этих положениях зонда изображено на Рисунке 76(д). В данных положениях зонда возбуждается $TE_{41}^{\sigma(eo)}$ мода Фабри-Перо. Данные максимумы W_E/W_0 также отмечены на расчетном СБОМ изображении на Рисунке 76(б). Максимум W_E/W_0 , отмеченный круглой точкой, совпадает с положением локального минимума $T/T_{\text{стекло}}$ на расчетном и экспериментальном СБОМ изображении. Максимум W_E/W_0 , отмеченный круглой точкой, совпадает с максимумом на расчетном СБОМ изображении и отсутствует на экспериментальном из-за возможных скруглений призмы и рассеяния ближнего поля зонда на границе нанопризмы. Таким образом, возбуждение моды Фабри-Перо $TE_{41}^{\sigma(eo)}$ соответствует области максимумов СБОМ изображения.

Стоит отметить, что все положения зонда, в которых происходило возбуждение TE_{mn} оптических мод, соответствовали узлам нормальной компоненты магнитного поля.

2.6. Оптические моды, возбуждаемые в α -Si квадратной нанопризме источником света с плоским фронтом, падающим под нормалью. Сравнение со случаем возбуждения апертурным зондом

В данном параграфе будет рассмотрен случай возбуждения оптических мод в α -Si квадратной нанопризме с помощью источника излучения в виде плоской электромагнитной волны, падающей под нормалью. Схематический вид численной модели показан на Рисунке 77. Источник поляризован вдоль оси y . Для детектирования возбуждаемых оптических мод были рассчитаны спектры экстинкции (Рисунок 77, черная кривая) и интегральной локализации электрического поля W_E/W_0 (Рисунок 77, синяя кривая). Спектр W_E/W_0 имеет три максимум на длине волны $\lambda = 612$ нм, $\lambda = 655$ нм и $\lambda = 719$ нм. Спектр экстинкции в области максимумов W_E/W_0 имеет асимметричный профиль Фано. Распределение $|H_z|$ в максимумах W_E/W_0 демонстрирует возбуждение $TE_{43}^{\sigma(eo)}$ моды Фабри-Перо на длине волны $\lambda = 655$ нм и $TE_{41}^{\sigma(eo)}$ моды Фабри-Перо на $\lambda = 719$ нм. Таким образом, при нормальном падении излучения

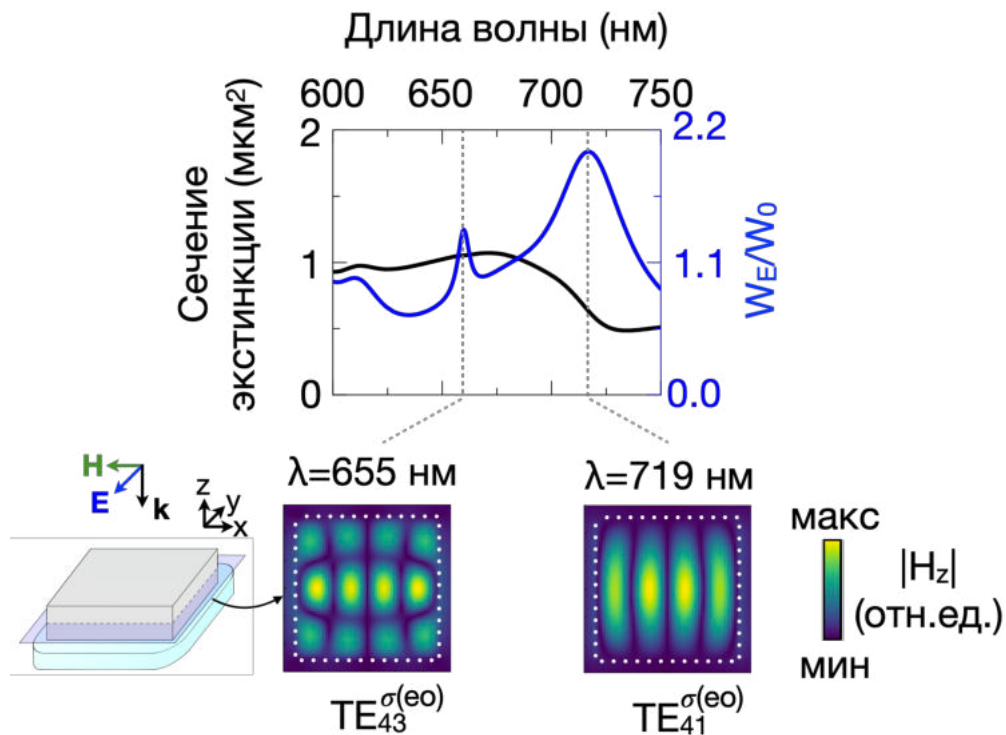


Рис. 77. Возбуждение мод Фабри-Перо в α -Si квадратной нанопризме с помощью источника излучения с плоским фронтом при нормальном падении. Черная и синяя кривая — расчетный спектр экстинкции и интегральной локализации электрического поля W_E/W_0 в единичной α -Si нанопризме соответственно. На нижних картинках схематически показана модель расчетов и распределение компоненты $|H_z|$, рассчитанное на полувысоте нанопризмы в плоскости xy .

с плоским фронтом происходит возбуждение только двух мод Фабри-Перо. Моды Фабри-Перо $TE_{33}^{\sigma(oo)}$, $TE_{42}^{\sigma(ee)}$ и мода $TE_{41}^{\sigma(de)}$ (ЭГ) не возбуждаются источником света с плоским фронтом, падающим под нормалью к нанопризме. Данные моды не возбуждаются из-за несоответствия как зеркальной, так и вращательной симметрии распределения электромагнитного поля оптических мод и источника излучения с плоским волновым фронтом. Электромагнитные поля источника с плоским фронтом при нормальном падении на квадратную нанопризму, преобра-

зуются как поля нечетной моды при выполнении операции вращения C_2 . Электромагнитные поля мод Фабри-Перо $TE_{33}^{\sigma d(o\sigma)}$, $TE_{42}^{\sigma(ee)}$ и моды Ми $TE_{41}^{\sigma(ee)}$ преобразуются как четные моды при операции C_2 . Кроме того источник света с плоским фронтом имеет $\sigma(eo)$ симметрию относительно плоскостей σ_x и σ_y . Поэтому моды с симметрией $\sigma(ee)$ и $\sigma(o\sigma)$ не могут быть возбуждены данным источником. Список мод, возбуждаемых зондом и плоской электромагнитной волной при нормальном падении, приведен в Таблице 5. Для того чтобы возбудить запрещенные моды, нужно нарушить симметрию путем изменения угла падения плоской электромагнитной волны.

Таблица 5. Оптические моды возбуждаемые в α -Si квадратной нанопризме с помощью апертурного зонда и источника света с плоским фронтом, падающим под нормалью.

Моды, возбуждаемые зондом	$TE_{41}^{\sigma(eo)}$	$TE_{43}^{\sigma(eo)}$	$TE_{42}^{\sigma(ee)}$	$TE_{34}^{d(o\sigma)}$	$TE_{33}^{\sigma d(o\sigma)}$	$TE_{41}^{\sigma d(ee)}(\Theta\Gamma)$
Моды, возбуждаемые источником света с плоским фронтом при нормальном падении на квадратную нанопризму	✓	✓	✗	✓	✗	✗

3. Сканирующая ближнепольная оптическая микроскопия и спектроскопия оптических мод высокого порядка в α -Si треугольной нанопризме

3.1. СЭМ и АСМ изображения α -Si треугольной нанопризмы

На Рисунке 78(а) показан схематичный вид единичной α -Si равносторонней треугольной нанопризмы, расположенной на стеклянной подложке. СЭМ изображение изготовленной нанопризмы представлено на Рисунке 78(б). Стороны нанопризмы составили примерно $a = 700$ нм. Для определения высоты нанопризмы было проведено измерение АСМ изображения на ближнепольном оптическом микроскопе WiТес с апертурным зондом, приведенное на Рисунке 78(в). Высота нанопризмы, определенная по сечению АСМ изображения (Рисунок 78(г)), составила $h = 100$ нм.

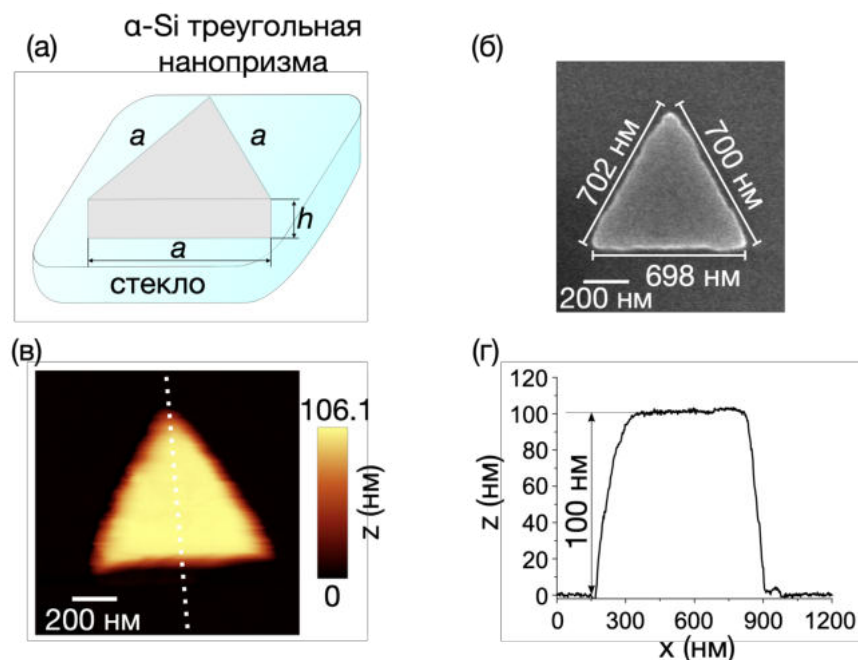


Рис. 78. (а) Схематичное изображение α -Si равносторонней треугольной нанопризмы на стеклянной подложке. (б) СЭМ изображение изготовленной α -Si равносторонней треугольной нанопризмы. (в) АСМ изображение изготовленной α -Si равносторонней треугольной нанопризмы. (г) Сечение АСМ изображения вдоль белой пунктирной линии, показанной на (в).

3.2. Экспериментальные и рассчитанные СБОМ изображения α -Si треугольной нанопризмы. Карты интегральной локализации электрического поля

Экспериментальные СБОМ изображения треугольной нанопризмы на длинах волн $\lambda = 650$ нм, $\lambda = 670$ нм и $\lambda = 705$ нм показаны на Рисунке 78(а). Соответствующие расчетные СБОМ изображения, наиболее близко совпадающие с экспериментальными, на длинах волн $\lambda = 632$ нм, $\lambda = 648$ нм и $\lambda = 705$ нм приведены на Рисунке 78(б).

3.3. Спектры интегральной локализации электрического поля и ближнепольного пропускания α -Si треугольной нанопризмы

Для определения точного спектрального положения, при котором происходит наиболее эффективное возбуждение оптических мод при фиксированных положениях зонда на треугольной нанопризме, был проведен расчет спектров интегральной локализации электрического поля W_E/W_0 . Пространственными положениями зонда для расчета спектров W_E/W_0 являются положения максимумов на картах распределения интегральной локализации электрического поля W_E/W_0 , отмеченные фиолетовыми точками на картах W_E/W_0 на Рисунке 78(в), открытыми точками на расчетном СБОМ изображении (Рисунок 78(б)) и на СЭМ изображении треугольной нанопризмы на Рисунке 79(а). На картах W_E/W_0 данные максимумы изменяются по интенсивности, но не меняют своего пространственного положения при изменении длины волны.

Результаты расчетов спектров W_E/W_0 (синяя кривая) показаны на Рисунке 79(б-и). Спектральные положения максимумов W_E/W_0 отмечены вертикальными штриховыми линиями. Черная кривая на графиках Рисунка 79(б-и) показывает результаты расчетов ближнепольных спектров пропускания $T/T_{\text{стекло}}$. Максимумы интегральной локализации электрического поля W_E/W_0 лежат около резонансов ближнепольных спектров пропускания зонда $T/T_{\text{стекло}}$. Форма спектров $T/T_{\text{стекло}}$ в области максимумов W_E/W_0 имеет ассиметричный вид, который

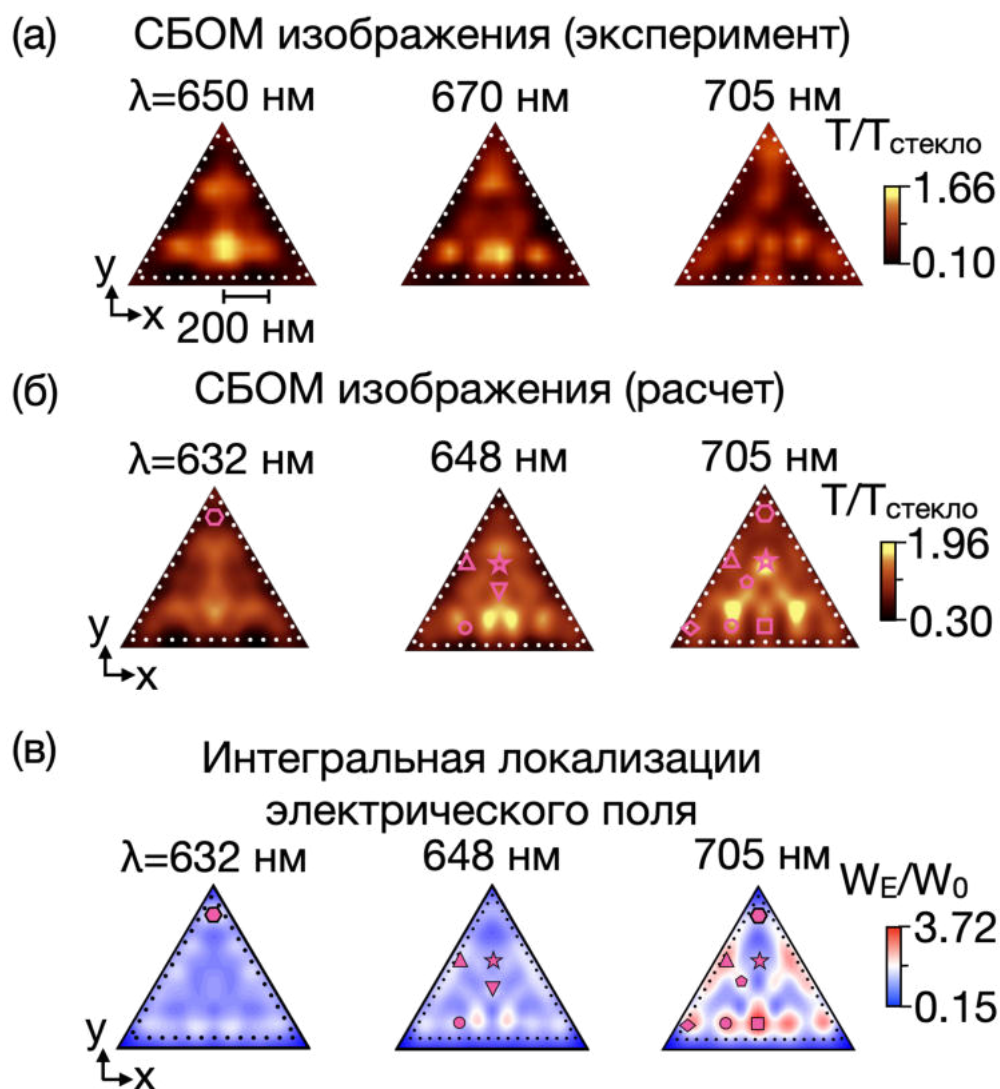


Рис. 78. (а) Экспериментальные СБОМ изображения α -Si треугольной нанопризмы. (б) Рассчитанные СБОМ изображения α -Si треугольной нанопризмы. (в) Карты интегральной локализации электрического поля W_E/W_0 в α -Si треугольной нанопризмы при сканировании апертурным зондом. Точки на (б) и (в) показывают положения максимумов W_E/W_0 , в которых определяется распределение электромагнитного поля оптических мод. Пунктирный треугольник показывает границы треугольной нанопризмы.

характерен для резонанса Фано. Максимумы W_E/W_0 находятся на склоне кривой $T/T_{\text{стекло}}$. Наблюдаемые резонансы Фано ближнепольных спектров пропускания в α -Si треугольной нанопризме аналогичны по своей природе резонансам Фано наблюдаемых в ближнепольных спектрах пропускания α -Si наностержней, а также в круглой и квадратной нанопризме. Резонанс Фано в ближнепольных спектрах пропускания зонда $T/T_{\text{стекло}}$ возникает из-за интерференции излучения оптической моды и излучения, распространяющегося от апертурного зонда. Из-за существующей резонансной спектральной зависимости фазы излучения оптической моды возникает конструктивная и деструктивная интерференция излучений оптической моды и зонда, которая приводит, соответственно, к максимумам и минимумам ближнепольных спектров пропускания.

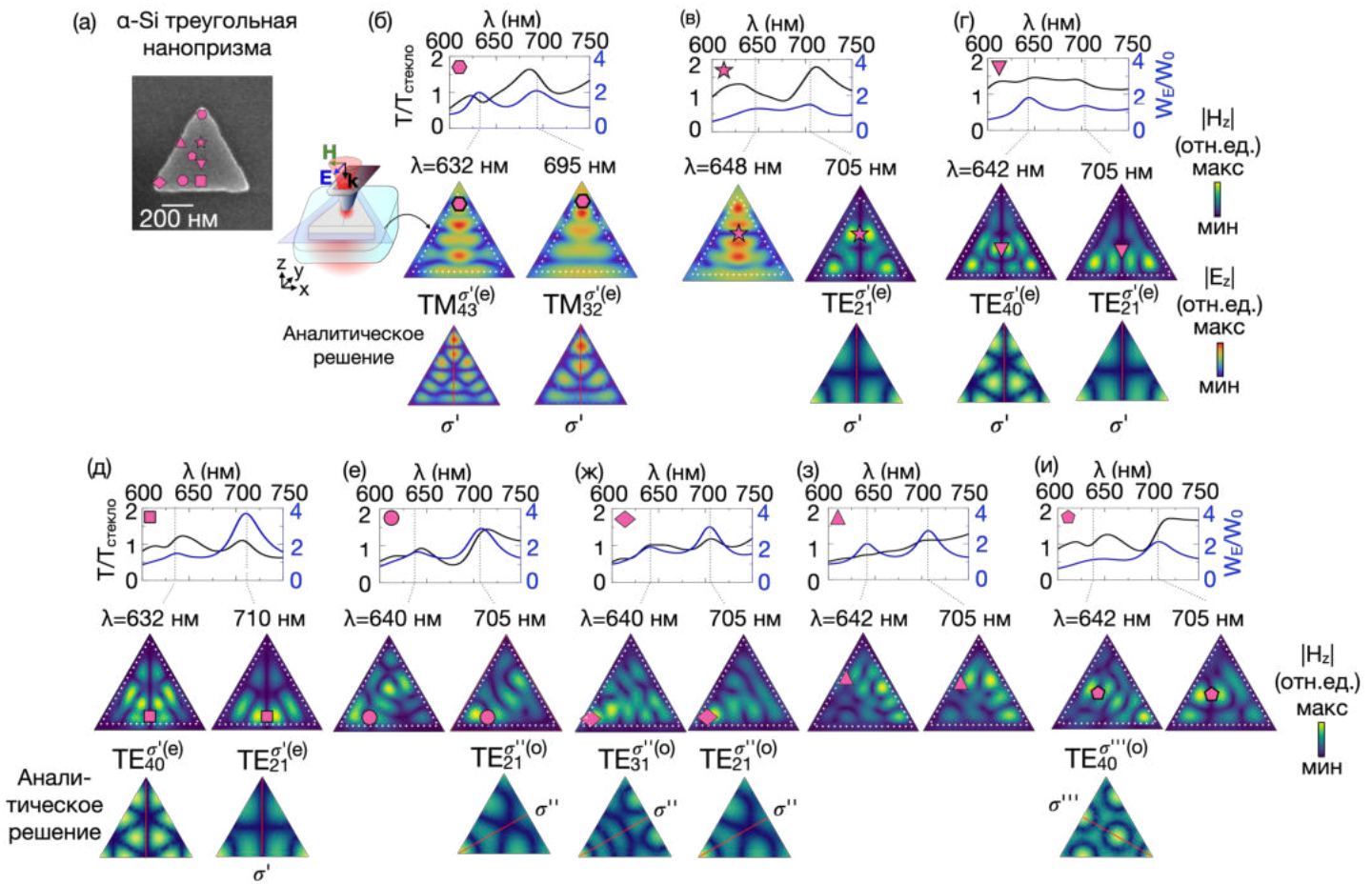


Рис. 79. (а) СЭМ изображение α -Si треугольной нанопризмы. (б-и) Спектры ближнепольного пропускания $T/T_{\text{стекло}}$ (черная кривая) и интегральной локализации электрического поля W_E/W_0 в положениях зонда, отмеченных фиолетовыми точками в (а). Вертикальные пунктирные линии показывают спектральное положение максимумов W_E/W_0 . Изображения под графиками в первом ряду (б-и) — распределение компоненты электрического поля $|E_z|$ ТМ мод (б), (в) и $|H_z|$ ТЕ мод (в-и), возбуждаемых апертурным зондом и рассчитанных на длинах волн, соответствующих максимумам W_E/W_0 . Распределение $|E_z|$ и $|H_z|$ рассчитывалось на полувысоте α -Si треугольной нанопризмы, как схематично показано в (б) слева. Белый пунктирный треугольник показывает границы треугольной нанопризмы. Второй ряд в (б-и) — рассчитанное распределения $|E_z|$ компоненты ТМ мод и $|H_z|$ компоненты ТЕ мод, полученного с помощью аналитического решения [24, 25, 26, 27]. Красные линии показывают плоскости зеркальной симметрии σ' , σ'' , σ''' .

3.4. Оптические моды, возбуждаемые в α -Si треугольной нанопризме

В положениях зонда и на длинах волн, соответствующих максимальным значениям интегральной локализации электрического поля W_E/W_0 , было определено распределение оптических мод. Распределение полей показано на Рисунке 79 (б-и) в первом ряду, расположенном под графиками спектров W_E/W_0 и $T/T_{\text{стекло}}$. Структура оптических мод определялась с помощью численных расчетов, методом конечных разностей во временной области. Монитор, определяющий распределение полей, располагался на полувысоте нанопризмы.

Структура возбуждаемых оптических мод определяется по нормальной компоненте магнитного поля $|H_z|$ для ТЕ мод и $|E_z|$ для ТМ мод. Известно, что электромагнитные моды в треугольной диэлектрической полости можно обозначать по двум индексам m и n [71, 179].

Аналогичным образом моды в треугольной диэлектрической полости, ограниченной металлическими стенками, обозначаются с помощью двух индексов m и n [70, 180]. Однако данные индексы не отображают напрямую количество пучностей или узлов. Далее в работе обозначения для мод в α -Si треугольной нанопризме будут использоваться индексы m и n , которые обозначают моды, являющиеся решением уравнения Гельмгольца в диэлектрической треугольной полости с металлическими стенками. Выбор именно данного обозначений обусловлен существованием аналитического решения. Кроме этого, распределения поля мод в диэлектрической треугольной полости с металлическими стенками и без них [71, 179] имеют схожее расположение пучностей и узлов нормальной компонент поля, отличающиеся значением поля на границах полости. Для компоненты H_z четных TE_{mn}^e и нечетных TE_{mn}^o оптических мод относительно плоскости, проходящей через высоту треугольника (ось y для данного решения), аналитическое решение имеет вид [70, 180]:

$$H_z^e = \sin \left[\frac{(m+2n)\pi y}{3\sqrt{3}} \right] \cos \left[\frac{m\pi(2+x)}{3} \right] + \sin \left[\frac{(m-n)\pi y}{3\sqrt{3}} \right] \cos \left[\frac{(m+n)\pi(2+x)}{3} \right] - \sin \left[\frac{(2m+n)\pi y}{3\sqrt{3}} \right] \cos \left[\frac{n\pi(2+x)}{3} \right] \quad (24)$$

$$H_z^o = \cos \left[\frac{(m+2n)\pi y}{3\sqrt{3}} \right] \cos \left[\frac{m\pi(2+x)}{3} \right] + \cos \left[\frac{(m-n)\pi y}{3\sqrt{3}} \right] \cos \left[\frac{(m+n)\pi(2+x)}{3} \right] + \cos \left[\frac{(2m+n)\pi y}{3\sqrt{3}} \right] \cos \left[\frac{n\pi(2+x)}{3} \right] \quad (25)$$

Для компоненты E_z четных TM_{mn}^e и нечетных TM_{mn}^o мод, относительно плоскости симметрии, проходящей через высоту треугольника (ось y для данного решения), решение имеет вид [70, 180]:

$$E_z^e = \cos \left[\frac{(m+2n)\pi y}{3\sqrt{3}} \right] \sin \left[\frac{m\pi(2+x)}{3} \right] - \cos \left[\frac{(m-n)\pi y}{3\sqrt{3}} \right] \sin \left[\frac{(m+n)\pi(2+x)}{3} \right] + \cos \left[\frac{(2m+n)\pi y}{3\sqrt{3}} \right] \sin \left[\frac{n\pi(2+x)}{3} \right] \quad (26)$$

$$E_z^o = \sin \left[\frac{(m+2n)\pi y}{3\sqrt{3}} \right] \sin \left[\frac{m\pi(2+x)}{3} \right] - \sin \left[\frac{(m-n)\pi y}{3\sqrt{3}} \right] \sin \left[\frac{(m+n)\pi(2+x)}{3} \right] + \sin \left[\frac{(2m+n)\pi y}{3\sqrt{3}} \right] \sin \left[\frac{n\pi(2+x)}{3} \right] \quad (27)$$

В уравнениях 24, 25, 26, 27 m и n взаимозаменяемы, $|m| \geq |n|$ и оба индекса не могут быть равны нулю одновременно. Далее моды, возбуждаемые с помощью апертурного зонда, будут обозначаться индексами m и n , при которых аналитическое решение $|H_z|$ и $|E_z|$ имеет схожее

распределение. На Рисунке 79(б-и) второй ряд показывает результаты аналитического решения, которые приводят к схожему распределению компонент $|H_z|$ и $|E_z|$ с полученными при возбуждении апертурным зондом (первый ряд под графиками W_E/W_0 и $T/T_{\text{стекло}}$).

Для обозначения плоскости, относительно которой мода обладает симметрией поля четной или нечетной моды, будут использованы обозначения $'$, $''$, $'''$, показывающие симметрию моды относительно плоскостей, проходящих через высоты треугольника σ' , σ'' и σ''' соответственно. Плоскости σ' , σ'' и σ''' обозначены красными линиями на распределении $|H_z|$ и $|E_z|$, полученного с помощью аналитического решения. Кроме того, благодаря наличию вращательной симметрии C_3 у треугольной равнобедренной нанопризмы, возможно возбуждение мод с симметрией относительно все трех плоскостей σ'''' . В этом случае симметричный индекс моды будет обозначаться как $\sigma(e)$ или $\sigma(o)$ в зависимости от ее симметрии.

Распределение $|E_z|$ на Рисунке 79(б) в положении $\blacklozenge$ показывает возбуждение мод ТМ типа. На длинах волн $\lambda = 632$ нм и $\lambda = 695$ нм возбуждаются $\text{TM}_{43}^{\sigma'(e)}$ и $\text{TM}_{32}^{\sigma'(e)}$ соответственно. В других положениях зонда в данном диапазоне длин волн происходит возбуждение ТЕ мод. Четные ТЕ моды возбуждаются при расположении зонда вдоль оси σ' . К четным модам относится $\text{TE}_{21}^{\sigma'(e)}$, возбуждаемая на длине волны $\lambda = 705$ нм в положениях зонда, отмеченных точками $\star$ (в), $\blacktriangledown$ (г) и на $\lambda = 710$ нм в положении $\blacksquare$ (д); мода $\text{TE}_{40}^{e(\sigma')}$, возбуждаемая на длине волны $\lambda = 642$ нм в положении $\blacktriangledown$ (г) и на длине волны $\lambda = 632$ нм в положении зонда $\blacksquare$ (д). Нечетные ТЕ моды возбуждаются вблизи граней нанотреугольника. Мода $\text{TE}_{21}^{\sigma''(o)}$ возбуждается на длине волны $\lambda = 705$ нм в положениях зонда $\bullet$ (е) и $\blacklozenge$ (ж). Нечетная мода $\text{TE}_{40}^{\sigma'''(o)}$ возбуждается на длине волны $\lambda = 642$ нм в положении зонда, отмеченном $\blacklozenge$ на (и). Стоит отметить, что для нескольких максимумов W_E/W_0 из изучаемого спектрального диапазона, распределение полей $|H_z|$ и $|E_z|$ не соответствует аналитическим решениям 24, 25, 26, 27. Таковыми являются моды, возбужденные в положениях зонда $\star$ (в) на длине волны $\lambda = 648$ нм, в $\bullet$ (е) на $\lambda = 640$ нм, в $\blacktriangle$ (з) на $\lambda = 642$ нм и $\lambda = 705$ нм и в $\blacklozenge$ (и) на $\lambda = 705$ нм. Такое несоответствие связано с тем, что в данных позициях возбуждается суперпозиция ТЕ мод разных порядков или суперпозиция мод ТМ и ТЕ типа.

Положение зонда, в котором происходит наиболее эффективное возбуждение оптических мод, соответствует узлам распределения $|E_z|$ для мод ТМ типа и распределения $|H_z|$ для мод ТЕ типа. Данное соответствие аналогично соответствию пространственных положений зонда, в которых происходит наиболее эффективное возбуждение оптических мод, с узлами нормальных компонент полей, при возбуждении оптических мод в α -Si наностержнях и нанопризмах в форме круглой и квадратной призмы.

3.5. Соответствие особенностей СБОМ изображений α -Si треугольной нанопризмы с возбуждаемыми модами

Данный раздел будет посвящен соответствию особенностей СБОМ изображений α -Si треугольной нанопризмы с возбуждаемыми оптическими модами. Спектры интегральной локализации электрического поля имеют наибольшее значения для длины волны $\lambda = 705$ нм.

Рисунок 80(а) и (б) показывает экспериментальное и расчетное СБОМ изображение α -

Si треугольной нанопризмы на длине волн $\lambda = 705$ нм соответственно. Максимумы карты W_E/W_0 (Рисунок 80(в)) 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 , помеченных точками приведены на Рисунке 80(г-и). На расчетном СБОМ изображении эти положения отмечены открытыми точками. Соответствующее распределение $|H_z|$, полученное с помощью аналитического решения, приведено ниже на Рисунке 80(к).

Распределение $|H_z|$ на Рисунке 80(г) показывает, что при положениях зонда на треугольной нанопризме, соответствующих $\blacklozenge$ и $\bullet$ точкам, происходит возбуждение моды $TE_{21}^{\sigma''(o)}$, имеющей симметрию нечетной моды относительно плоскости σ'' . Эти положения на расчетном

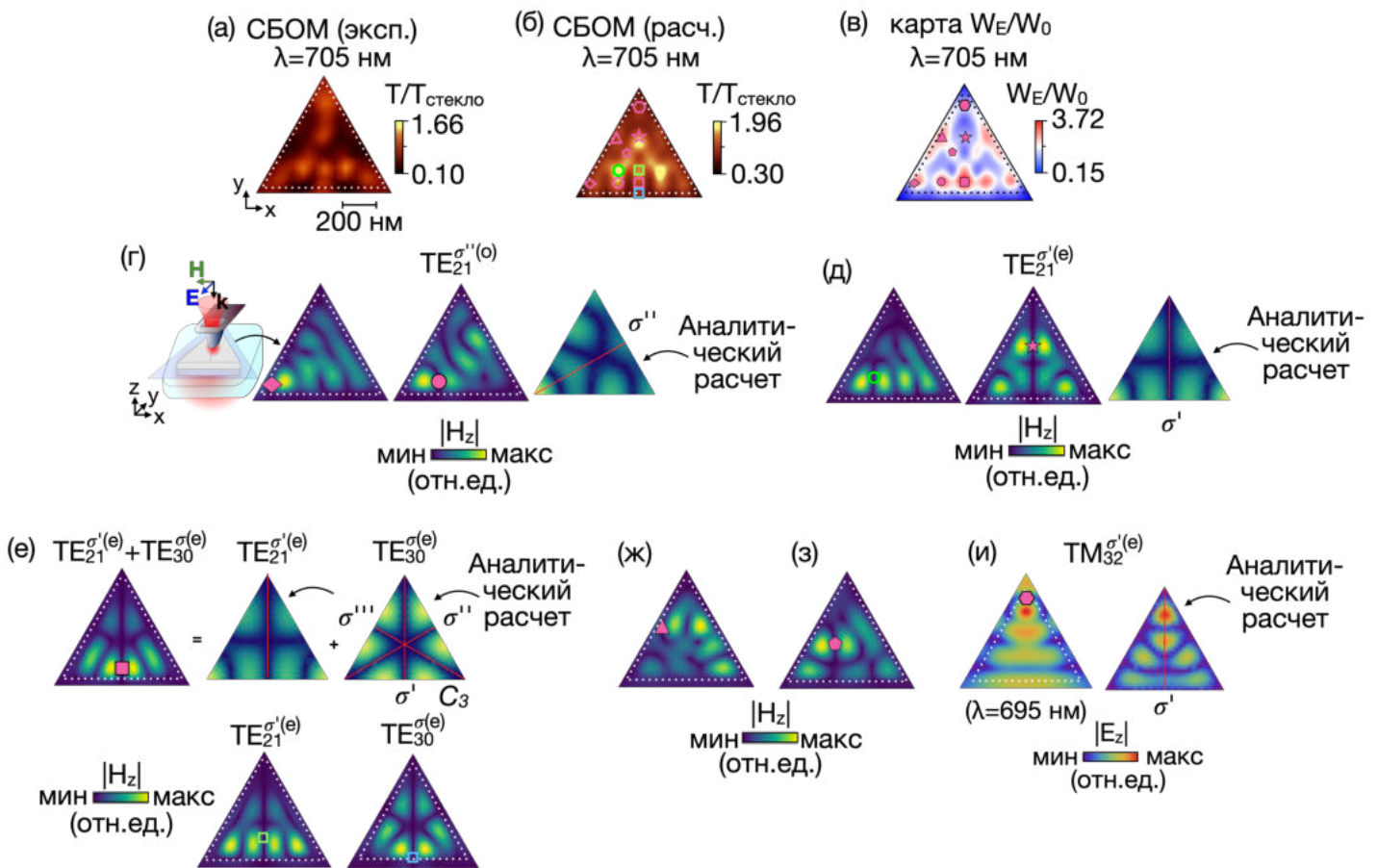


Рис. 80. Экспериментальное (а) и расчетное (б) СБОМ изображение α -Si треугольной нанопризмы на длине волн $\lambda = 705$ нм. (в) Карта интегральной локализации электрического поля W_E/W_0 в треугольной нанопризме на длине волн $\lambda = 705$ нм. (г-з) Распределение компоненты $|H_z|$ оптических мод в плоскости xy , проходящей на полувысоте треугольной нанопризмы, которая показана на схеме (г) слева. (г) Распределение $|H_z|$ моды $TE_{21}^{\sigma''(o)}$, (д) — $TE_{21}^{\sigma'(e)}$, (е) суперпозиции мод $TE_{21}^{\sigma'(e)}$ и $TE_{30}^{\sigma(e)}$ (верхняя картинка) и каждой моды по отдельности (нижняя картинка), (ж,з) — суперпозиции мод. (и) Распределение $|E_z|$ моды $TM_{32}^{\sigma'(e)}$ на ее резонансной длине волн $\lambda = 695$ нм. Положения зонда соответствуют максимумам на карте W_E/W_0 (точки на (в)) и максимумам на СБОМ изображении (открытые зеленые и синие точки на (б)). Результат расчета распределения $|H_z|$ и $|E_z|$ по формуле собственных мод треугольной диэлектрической полости с металлическими стенками приведен на (г-и) справа. Пунктирный треугольник показывает границы треугольной нанопризмы.

СБОМ изображении отмечены на Рисунке 80(б) точками $\diamond$ и $\circ$. 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, соответствующего максимуму на СБОМ изображении, помеченному точкой $\circ$, возбуждается мода $TE_{21}^{\sigma'(e)}$. Ее распределение $|H_z|$ изображено на Рисунке 80(д). Мода $TE_{21}^{\sigma'(e)}$ также возбуждается в положении зонда, отмеченным $\star$. Возбуждение этой моды приводит к локальному максимуму на СБОМ изображении, отмеченном открытой точкой $\star$ на Рисунке 80(д). Соответствующий локальный максимум наблюдается на экспериментальном СБОМ изображении.

В положении зонда, отмеченном $\blacksquare$, возбуждается суперпозиция мод $TE_{21}^{\sigma'(e)}$ и $TE_{30}^{\sigma(e)}$. Последняя имеет симметрию относительно всех трех плоскостей симметрии треугольника. Соответствующий аналитический расчет мод $TE_{21}^{\sigma'(e)}$ и $TE_{30}^{\sigma(e)}$ показан на этом же рисунке справа. На СБОМ изображении это положение, отмеченное точкой $\square$, соответствует локальному минимуму по оси y и локальному максимуму вдоль оси x . Рядом с этим локальными минимумом на СБОМ изображении расположены локальные максимумы, отмеченные открытыми точками $\square$ ($x = 0$ нм, $y = 220$ нм) и $\square$ ($x = 0$ нм, $y = 60$ нм). Их появление связано с селективным возбуждением мод $TE_{21}^{\sigma'(e)}$ и $TE_{30}^{\sigma(e)}$. Их распределения показаны на Рисунке 80(е) снизу. Изменение положение зонда относительно положения $\square$ позволяет лучше пространственно перекрывать ближнее поле зонда с полями моды $TE_{21}^{\sigma'(e)}$ в положении $\square$ и моды $TE_{30}^{\sigma(e)}$ в положении $\square$. Однако такое смещение это приводит к уменьшению величины локализации поля по сравнению с суперпозицией данных мод, возбуждаемых в положении $\square$. По положению максимумов $\circ$ и $\square$ на СБОМ изображении можно определить расстояние между пучностями $|E_y|$ (узлами $|H_z|$) моды $TE_{21}^{\sigma'(e)}$ по оси x , которая составила $\lambda_x/2 = 120$ нм в эксперименте (среднее по двум длинам полуволн) и $\lambda_x/2 = 120$ нм в расчете. По расстоянию между максимумами $\star$ и $\square$ можно определить расстояние между пучностями $|E_y|$ (узлами $|H_z|$) моды $TE_{21}^{\sigma'(e)}$ по оси y , которое составило $\lambda_y/2 = 315$ нм в эксперименте и $\lambda_y/2 = 300$ нм в расчете.

В положениях, отмеченных точками $\blacktriangle$ и $\blacklozenge$, возбуждается суперпозиция нескольких мод. На СБОМ изображении возбуждение суперпозиции мод приводит к области локального максимума $T/T_{\text{стекло}}$, отмеченной точкой $\triangle$. Аналогичная особенность на экспериментальном СБОМ изображении также проявляется, однако менее контрастно по сравнению с расчетным изображением, из-за возможных скруглений на гранях нанопризмы. Возбуждение суперпозиции мод в $\blacklozenge$ приводит к промежуточному значению на расчетном СБОМ изображении, как показано точкой $\diamond$. Аналогичная особенность, связанная с возбуждением этой моды, присутствует на экспериментальном СБОМ изображении.

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 длине волны $\lambda = 695$ нм, при которой наблюдался максимум на спектре W_E/W_0 при возбуждении этой моды (Рисунок 79(б)), изображено на Рисунке 80(и). Это положение соответствует локальному максимуму на расчетном СБОМ изображении, отмеченному открытой гексагональной точкой. Соответствующий максимум проявляется на экспериментальном СБОМ изображении.

Таким образом, показано, что СБОМ изображение треугольной нанопризмы на фиксированной длине волны $\lambda = 705$ нм является результатом возбуждения нескольких мод ТЕ и ТМ типа с симметрией четных и нечетных мод. Возбуждение мод проявляется на СБОМ изображении как области локальных максимумов, минимумов. Моды, возбуждаемые у граней призмы, приводят к средним значениям (между минимумом и максимумом) на СБОМ изображениях. Как ранее было показано, обнаруженная особенность, с которой проявляется возбужденная мода на СБОМ изображении, зависит от разности фаз моды по сравнению с излучением, распространяющимся от зонда, ее эффективности возбуждения и интенсивности излучения.

3.6. Оптические моды, возбуждаемые в α -Si треугольной нанопризме источником света с плоским фронтом, падающим под нормалью. Сравнение со случаем возбуждения апертурным зондом

На Рисунке 81 показан расчет спектров экстинкции (черная кривая) и интегральной локализации электрического поля (синяя кривая) α -Si треугольной нанопризмы на подложке при облучении плоской электромагнитной волной при нормальном падении с ТМ (а) и ТЕ (б) поляризацией. Схематический вид численного расчета изображен на Рисунке 81(а). Видно, что спектры интегральной локализации поля для ТМ и ТЕ поляризации имеют максимумы на длине волны $\lambda = 716$ нм. В этой области кривые экстинкции имеют асимметричную форму резонанса Фано, связанную с интерференцией оптической моды и нерезонансно рассеянного излучения. Также на спектрах W_E/W_0 в диапазоне от $\lambda = 600$ нм до $\lambda = 650$ нм наблюдаются менее интенсивные пики, связанные с возбуждением мод высокого порядка. Расчет распределения поля на длине волны $\lambda = 716$ нм на Рисунке 81(а) и (б) показывает возбуждение моды $TE_{21}^{\sigma'(o)}$ и $TE_{21}^{\sigma'(e)}$ соответственно. Мода $TE_{21}^{\sigma'(o)}$ имеет симметрию нечетной моды относительно плоскости зеркальной симметрии σ' равнобедренного треугольника. Поэтому данная мода возбуждается ТМ-поляризованным источником, который также имеет нечетную симметрию относительно плоскости σ' . $TE_{21}^{\sigma'(e)}$ мода является четной модой относительно σ' плоскости, поэтому возбуждается ТЕ-поляризованной плоской электромагнитной волной с такой же зеркальной симметрией. Видно, что плоской ТЕ поляризованной электромагнитной волной не возбуждается мода $TM_{32}^{\sigma'(e)}$, несмотря на то, что она разрешена по симметрии. Причина состоит в том, что возбуждение моды $TE_{21}^{\sigma'(e)}$ плоской волной более эффективно по сравнению с модой $TM_{32}^{\sigma'(e)}$, что вызвано лучшим пространственным перекрытием полей источника и моды $TM_{21}^{\sigma'(e)}$.

Выводы по главе 3

Проведена сканирующая ближнепольная оптическая спектроскопия кремниевых нанопризм в форме призм с круглым, квадратным и треугольным основанием. Показано, что СБОМ изображения таких нанопризм являются суперпозицией локально возбужденных, спектраль-

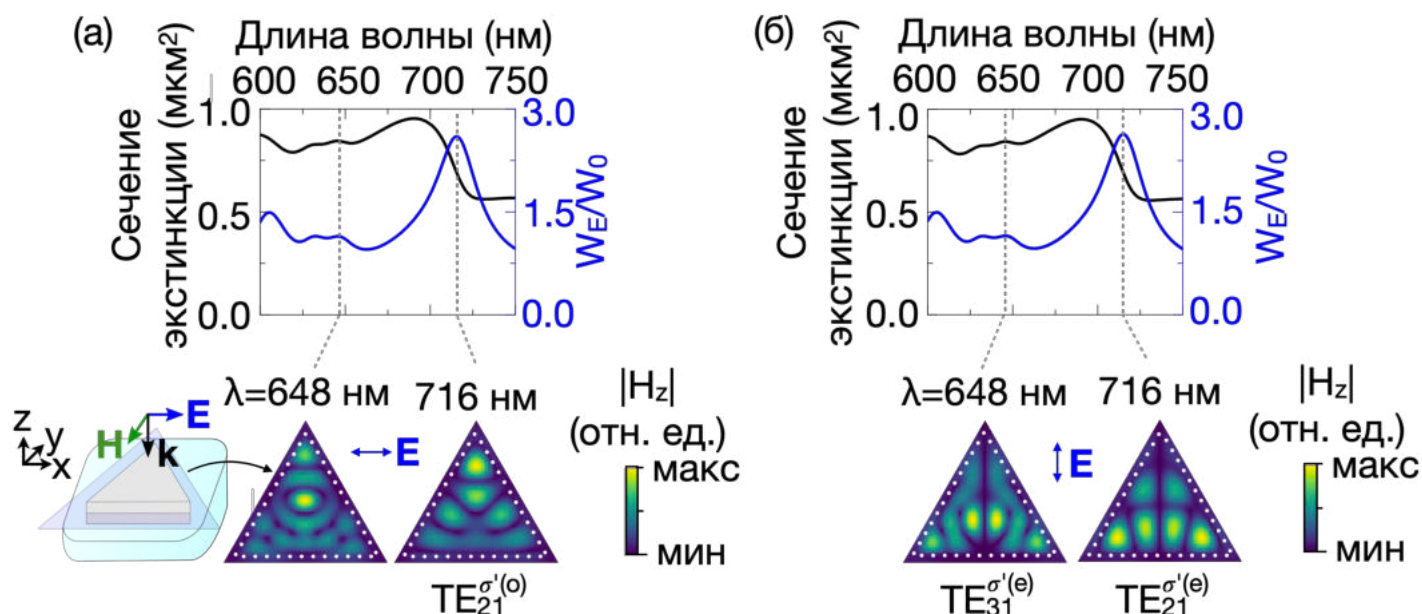


Рис. 81. Спектры экстинкции (черная кривая) и интегральной локализации электрического поля (синяя кривая) α -Si треугольной нанопризмы. Источник света представляет собой плоскую электромагнитную волну при нормальном падении света с ТМ (а) и ТЕ поляризацией на треугольную нанопризму. Нижние картинки показывают распределение нормальной компоненты магнитного поля $|H_z|$, рассчитанное на полувывсоте треугольной нанопризмы как схематично показано на (а).

но 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.

Основные результаты главы 3 опубликованы в работе [181].

Магнитооптическая спектроскопия поверхностных решеточных мод в магнитоплазмонных кристаллах

1. Методика изготовления и геометрические параметры одномерного магнитоплазмонного кристалла на основе Au/Ni/Au нанополос

Для обнаружения усиления экваториального магнитооптического эффекта Керра за счет возбуждения поверхностных решеточных мод плазмонных высокого порядка был изготовлен одномерный магнитоплазмонный кристалл. Он состоял из трехслойных нанополос (Au/Ni/Au), периодически расположенных на подложке из сапфира. Образец изготавливался с помощью магнетронного распыления и литографии фокусированным ионным пучком. Первым этапом было магнетронное распыление на сапфировую подложку слоев золота толщиной 10 нм, никеля толщиной 10 нм и золота толщиной 100 нм. Затем в трехслойной пленке были проделаны нанозазоры при помощи литографии фокусированным ионным пучком. СЭМ изображения изготовленного образца показаны на Рисунке 82(а) и (б). Данный экспериментальный образец был изготовлен в исследовательском центре Samsung в рамках сотрудничества с лабораторией нанооптики и метаматериалов физического факультета МГУ им. М.В. Ломоносова. Период расположения полос составил $d = 440$ нм. Ширина нижнего основания трапецевидной полосы составила 370 нм, верхнего — 288 нм.

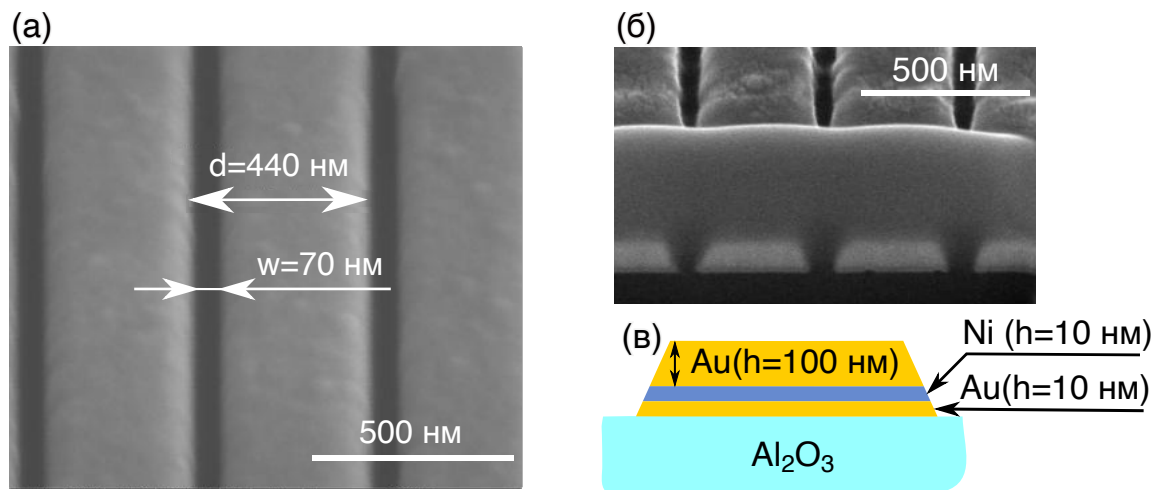


Рис. 82. (а) СЭМ изображение одномерного магнитоплазмонного кристалла из периодических полос Au/Ni/Au (вид сверху). (б) СЭМ изображение среза магнитоплазмонного кристалла под углом 45° . (в) Схематический вид трапецевидной Au/Ni/Au нанополосы.

2. Локализованные и поверхностные решеточные плазмонные моды в магнито-плазмонном кристалле

2.1. Локализованные поверхностные плазмонные моды единичной трехслойной Au/Ni/Au нанонити

Для демонстрации оптических мод, существующих у единичной Au/Ni/Au нанонити на сапфировой подложке, были проведены расчеты угловой зависимости спектров сечения экстинкции $\sigma_{\text{экс}}$ в программе Ansys Lumerical FDTD [170]. В качестве модели была использована одномерная бесконечная нанонить с трапецевидной формой, расположенная на сапфировой подложке (Рисунок 83(а)). Ширина нижнего основания в расчетах составила 340 нм, верхнего — 288 нм, толщина — 120 нм. Поляризация падающего света направлена перпендикулярно оси Au/Ni/Au нанонити (ТМ поляризация). Сечение экстинкции рассчитывалось как сумма сечений поглощения и рассеяния света, аналогично случаю единичных кремниевых наноплазмонных антенн, описанному в § 2.2.1. Результаты расчетов показаны на Рисунке 83(б). Сечение экстинкции имеет два спектрально широких максимума на длине волны $\lambda = 605$ нм при углах падения $\theta = 0 - 20^\circ$ и на длине волны $\lambda = 743$ нм при углах падения $\theta = 30 - 45^\circ$. Спектральное положение данных максимумов практически не изменяется в соответствующих диапазонах углов падения света, что свидетельствует о возбуждении ЛПП мод. На Рисунке 83(в) приведены спектры сечения экстинкции для углов падения $\theta = 5^\circ$ (черная кривая) и $\theta = 40^\circ$ (красная

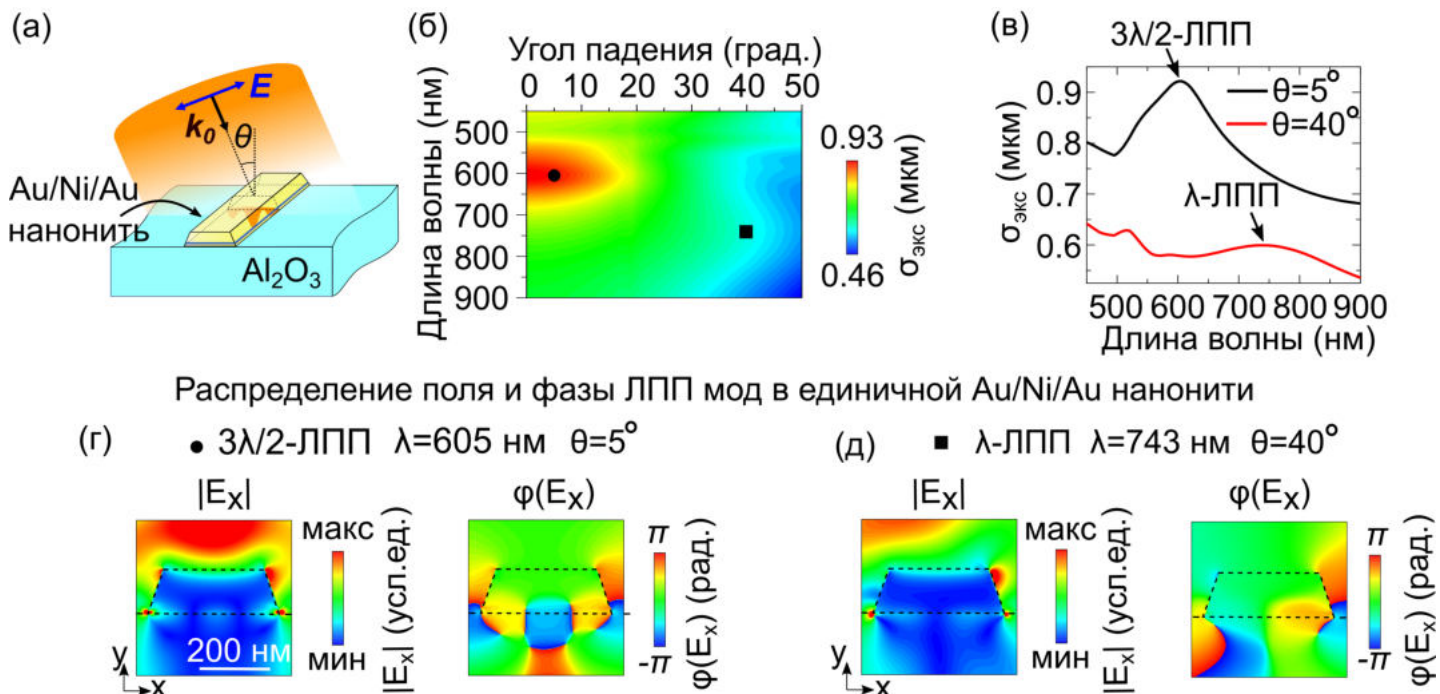


Рис. 83. (а) Схематическое изображение единичной Au/Ni/Au нанонити располагающейся на сапфировой подложке. Поляризация падающего света — ТМ. (б) Спектрально-угловая зависимость сечения экстинкции ($\sigma_{\text{экс}}$) единичной Au/Ni/Au нанонити. (в) Спектры экстинкции единичной нанонити под углами падения света $\theta = 5^\circ$ и $\theta = 40^\circ$. (г,д) Ближнепольное распределение продольной компоненты поля $|E_x|$ (слева) и ее фазы $\varphi(E_x)$ (справа) ЛПП моды третьего ($3\lambda/2$) и второго (λ) порядков соответственно. Пунктирные линии показывают границы Au/Ni/Au нанонити и подложки сапфира.

кривая). Спектральная ширина линии на полувысоте составляет $\Delta\lambda \approx 100$ нм для обеих мод. Небольшой пик в спектрах сечения экстинкции на $\lambda = 515$ нм, наблюдаемый на обоих спектрах, является результатом межзонных d -переходов электронов в золоте. Для выявления типа возбуждаемых ЛПП мод, приводящих к пикам на спектрах сечения экстинкции, были рассчитаны ближнепольные распределения продольной компоненты электрического поля $|E_x|$ и ее фазы $\phi(E_x)$ при угле падения $\theta = 5^\circ$ и длине волны $\lambda = 605$ нм (круглая точка на Рисунке 83(б)). Выбор продольной компоненты поля был обусловлен тем, что она дает основной вклад в общее значение электрического поля наряду с нормальной компонентой E_z . Расчеты проводились в программе Ansys Lumerical FDTD при помощи стандартного двумерного монитора для визуализации электромагнитных полей. Результаты изображены на Рисунке 83(г). Распределение поля $|E_x|$ и фазы $\varphi(E_x)$ показывает, что E_x компонента поля имеет три пучности на границе раздела Au/Al₂O₃, которые связаны с возбуждением ЛПП третьего порядка ($3\lambda/2$ -ЛПП). E_x распределение поля имеет симметрию нечетной моды относительно плоскости зеркальной симметрии, проходящей через центр нанонити и перпендикулярно оси x (плоскость σ_x). Для нечетной моды $E_x(x, y, z) = E_x(-x, y, z)$ (§ 1.3). Данная мода может также возбуждаться при нормальном падении света на нанонить благодаря совпадению нечетной симметрии у $3\lambda/2$ -ЛПП и источника при нормальном угле падения. Увеличении угла падения света приводит к уменьшению эффективности возбуждения данной моды.

Рисунок 83(г) показывает рассчитанные распределения поля и фазы ЛПП моды, соответствующей пику на спектре сечения экстинкции на $\lambda = 743$ нм и на угле падения $\theta = 40^\circ$ (квадратная точка на Рисунке 83(б)). Распределение $|E_x|$ и $\varphi(E_x)$ показывает, что данная ЛПП мода имеет две E_x пучности, локализованные на границе раздела Au/Al₂O₃ и расположенные симметрично относительно плоскости зеркальной симметрии нанонити, перпендикулярной оси x . Две пучности E_x соответствуют четной ЛПП моде второго порядка (λ -ЛПП). Компонента E_x λ -ЛПП моды преобразуется как антисимметричная функция $E_x(x, y, z) = -E_x(-x, y, z)$ относительно плоскости симметрии, проходящей по центру нанонити и перпендикулярно оси x . ЛПП мода второго порядка (λ -ЛПП) не может быть возбуждена ТМ -поляризованным светом, падающим под нормалью, по причине разной симметрии полей у источника света и возбуждаемой моды. Изменение угла падения света приводит к нарушению зеркальной симметрии полей падающего света и структуры, что приводит к возбуждению данной моды при углах падения $\theta = 30 - 45^\circ$.

2.2. Экспериментальные и расчетные угловые спектры пропускания Au/Ni/Au магнито-плазмонного кристалла. Поверхностные решеточные плазмонные моды

В данном параграфе будут изучены поверхностные решеточные плазмонные моды, возбуждаемые в МПК, состоящим из периодического массива трапециевидных Au/Ni/Au нанополос на Al₂O₃ подложке. Для определения возбуждаемых оптических мод, были проведены экспериментальные измерения и численные расчеты спектрально-угловой зависимости коэффициента пропускания МПК. Для измерения экспериментальных спектров была собрана установка, схема которой приведена на Рисунке 84. В качестве источника света использова-

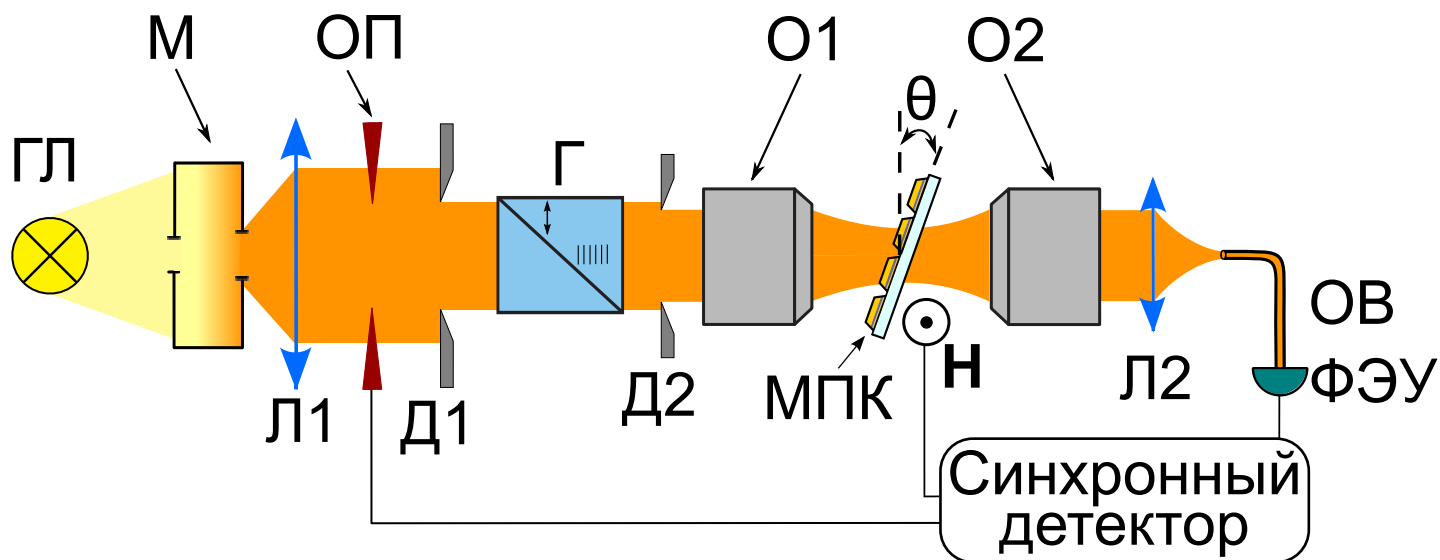


Рис. 84. Установка для измерения спектров коэффициента пропускания (T) и его магнитоиндуцированной модуляции (δ). ГЛ — галогенная лампа; М — монохроматор (МДР-204); ОП — оптический прерыватель света; Г — призма Глана; Д1, Д2 — полевая и апертурная диафрагмы; Л1, Л2 — линзы, О1, О2 — фокусирующий и собирающий свет объективы; Н — переменное магнитное поле; ОВ — оптическое волокно; ФЭУ — фотоэлектронный умножитель; Синхронный детектор — Stanford Research 830.

лась галогенная лампа (ГЛ). Монохроматор МДР-204 (М) выделял необходимую длину волны света в диапазоне от 450 нм до 900 нм. Свет после монохроматора коллимировался линзой Л1 в квазипараллельный пучок. Призма Глана (Г-Т) выделяла поляризацию света, направленную перпендикулярно осям Au/Ni/Au нанополос. Квазипараллельный пучок света, проходя через объектив О1 ($NA = 0.15$), фокусировался на образец. С помощью апертурной и полевой диафрагм контролировался размер перетяжки и угловая расходимость пучка. Диаметр перетяжки был выставлен 100 мкм, а угловая расходимость пучка составила 8° . Размер перетяжки был меньше, чем размер МПК (150×150 мкм²). МПК был установлен после объектива О1 на подвижном *x-y-z*-трансляторе для контроля положения образца относительно пучка. Также образец был установлен на моторизованную стойку (Sigma Koki), осуществляющую изменение угла падения света θ на образец. Прошедший через МПК свет собирался вторым объективом О2 и затем с помощью оптического волокна (ОВ) попадал в фотоэлектронный умножитель (ФЭУ) фирмы Hamamatsu. Интенсивность света регистрировалась с помощью синхронного детектора Stanford Research 830. Для модуляции интенсивности падающего на образец света использовался механический оптический прерыватель (ОП), вращающийся с частотой 86 Гц. На этой же частоте происходило детектирование сигнала синхронным детектором. Описание методики синхронного детектирования приведено в § 1.5.1. Коэффициент пропускания определялся как $T = I/I_0$, где I — интенсивности света, прошедшего через образец и I_0 — интенсивности света, прошедшего через оптическую схему без образца.

Экспериментально измеренная угловая зависимость коэффициента пропускания света представлена на Рисунке 85(а). Для сравнения особенностей спектральных зависимостей и выявления типа мод, которые вызывают эти особенности было проведено численное моде-

лирование спектрально-угловой зависимости коэффициента пропускания МПК. Для моделирования использовалась программа Ansys Lumerical FDTD. В расчете участвовала одна нанонить с блоховскими граничными условиями, обеспечивающих периодичность расположения полос и фазы падающего света. В качестве источника света использовался ТМ-поляризованный источник с плоским фронтом в диапазоне длин волн от $\lambda = 450$ нм до $\lambda = 900$ нм.

Рисунок 85(а) и (б) показывает, что коэффициент пропускания состоит из максимумов и минимумов, с различной зависимостью от угла падения света. Максимум на длине волны $\lambda = 520$ нм, который не зависит от угла падения, связан с возбуждением d -переходов в золоте. Особенность спектра пропускания на $\lambda = 620$ нм, представляющая собой форму плавной дуги, практически не зависит от угла падения света по сравнению с особенностями в диапазоне длин волн от $\lambda = 650$ нм до $\lambda = 900$ нм. В диапазоне углов падения света от $\theta = 0^\circ$ до $\theta = 20^\circ$ и в диапазоне длин волн от $\lambda = 650$ нм до $\lambda = 900$ нм наблюдаются зависящие от длины волны резонансные особенности коэффициента пропускания, проявляющиеся в виде максимума и минимума.

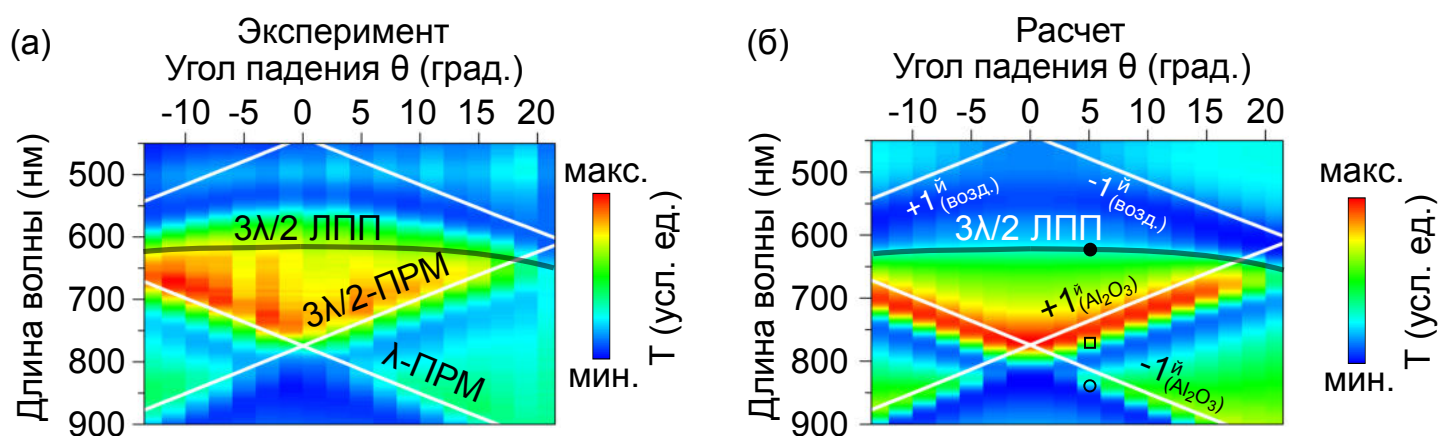


Рис. 85. Экспериментальный (а) и расчетный (б) спектр пропускания Au/Ni/Au магнитоплазмонного кристалла.

2.3. Дисперсия поверхностных решеточных мод в магнитоплазмонном кристалле

В § 5.2.1 было показано, что каждая нанонить магнитоплазмонного кристалла имеет ЛПП третьего ($3\lambda/2$ -ЛПП) и второго (λ -ЛПП) порядка в диапазоне длин волн от $\lambda = 450$ нм до $\lambda = 900$ нм. С другой стороны, упорядоченное расположение нанонитей позволяет наблюдать явление дифракции. Из анализа литературы следует, что при распространении дифракционного порядка вдоль плоскости МПК, ЛПП в каждой плазмонной наночастице связываются друг с другом и образуют коллективный резонанс — поверхностный решеточный резонанс. В данном МПК возможно возбуждение параллельного поверхностного решеточного резонанса, поскольку плоскость падения света совпадает с направлением распространения дифракционного порядка. Дифракция света на периодически расположенных полосах возможна в воздухе и сапфире. Для данного МПК аналитически рассчитаны законы дисперсий аномалий Релея для дифракционных порядков ± 1 , распространяющихся в воздухе и сапфире. Законы

дисперсии для аномалии Релея вычислялись по формулам: $\lambda_{\text{AP}}^{(\text{воз})} = d[1 \pm \sin \theta]$ на границе раздела золото/воздух и $\lambda_{\text{AP}}^{(\text{Al}_2\text{O}_3)} = d[n_{\text{Al}_2\text{O}_3} \pm \sin \theta]$ на границе раздела золото/сапфир. Показатель преломления сапфира $n_{\text{Al}_2\text{O}_3} = 1.77$ в спектральном диапазоне от $\lambda = 450$ нм до $\lambda = 900$ нм. Результаты расчетов законов дисперсии аномалии Релея показаны белыми кривыми на экспериментальной и рассчитанной спектрально-угловой зависимости коэффициента пропускания МПК на Рисунке 85(а) и (б) соответственно. Законы дисперсии ± 1 аномалии Релея на границе раздела воздух/сапфир лежат вдоль зависящих от угла максимумов и минимумов коэффициента пропускания. Это проявляется на экспериментальной и моделируемой спектрально-угловой зависимостях. Таким образом, возникает асимметричная форма спектра коэффициента пропускания, представляющая собой максимумы и минимумы, коррелирующие с спектрально-угловой зависимостью аномалий Релея.

2.4. Распределение электромагнитного поля поверхностных решеточных плазмонных мод и локализованных поверхностных плазмонов в магнитоплазмонном кристалле

Для выявления типа возбуждаемых оптических мод, приводящих к особенностям на спектрально-угловой зависимости пропускания, был проведен расчет распределения электромагнитного поля в МПК. Угол падения был выбран $\theta = 5^\circ$. Определение длины волны резонансного возбуждения оптических мод проводилось по интегральной локализации электрического поля в Au/Ni/Au нанонитях магнитоплазмонного кристалла. Для количественной меры локализации электрического поля использовалась величина $W_E = \int_S |\mathbf{E}(x, y)|^2 dS$. Графики рассчитанных спектров пропускания (черная кривая) и интегральной локализации электрического поля (синяя кривая) приведены на Рисунке 86(а). Интегрирование величины $|\mathbf{E}(x, y)|^2$ осуществлялось по поверхности никелевого слоя. Три максимума на спектре W_E возникают из-за возбуждения трех мод. Первая мода возбуждается на длине волны $\lambda = 620$ нм, вторая — на $\lambda = 770$ нм и третья — на длине волны $\lambda = 838$ нм. Соответствующие спектральные положения отмечены на спектрально-угловой зависимости коэффициента пропускания (Рисунок 85(б)) круглой точкой ($\lambda = 620$ нм), открытой круглой точкой ($\lambda = 770$ нм) и открытой квадратной точкой ($\lambda = 838$ нм). Как видно из спектра интегральной локализации поля, пики имеют различную ширину линии. Для определения ширины линии и добротности возбуждаемых мод, спектр интегральной локализации электрического поля был аппроксимирован суммой трех Лоренц-функций (штриховые кривые на Рисунке 86(а)). Результат аппроксимации приведен на Рисунке 86(а) сине-зеленой сплошной кривой. Добротность оптических мод оценивалась как $Q = \omega / \Delta\omega$, где $\omega = 2\pi c / \lambda$ — частота света, на которой наблюдается максимум W_E , а $\Delta\omega$ — полуширина на половине высоты Лоренц-функции. Значение добротности для возбуждаемой моды на длине волны $\lambda = 620$ нм составило $Q = 9.9$. Для оптических мод, возбуждаемых на длинах волн $\lambda = 770$ нм и $\lambda = 838$ нм, добротность равняется $Q = 9.4$ и $Q = 30$ соответственно.

Для определения структуры и порядка возбуждаемых мод, было рассчитано распределение продольной компоненты $|E_x|$ электрического поля и ее фазы $\phi(E_x)$ на длинах

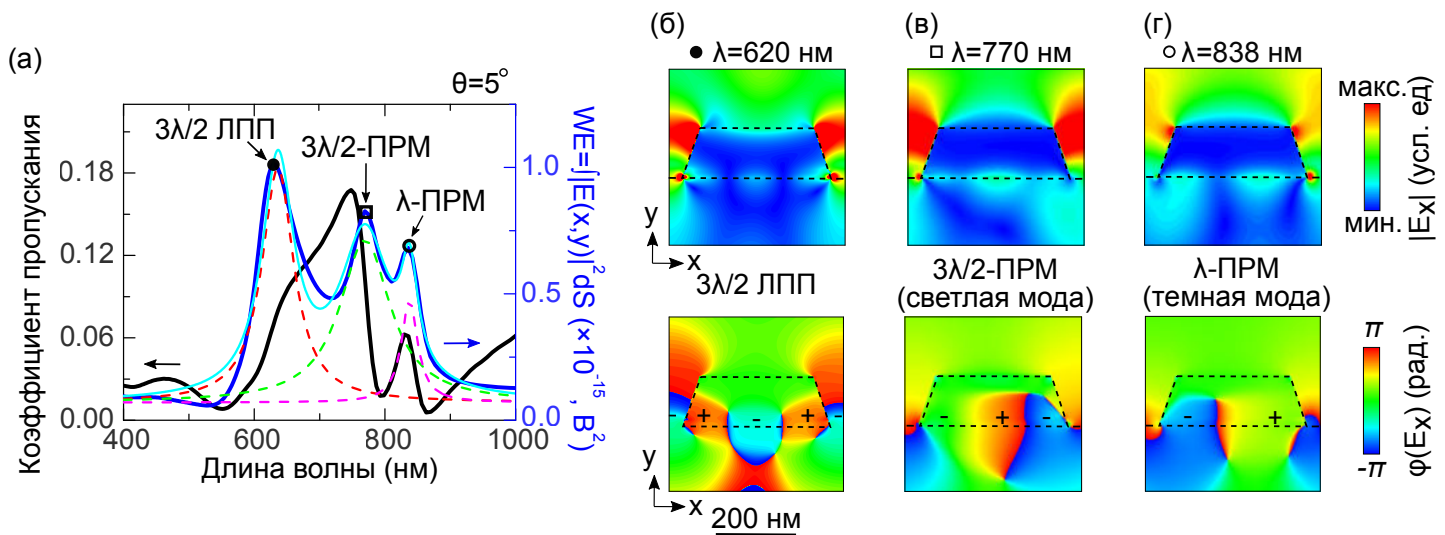


Рис. 86. а) Спектр коэффициента пропускания (черная кривая) и интегральной локализации электрического поля (синяя кривая) при угле падения $\theta = 5^\circ$. Штриховые кривые красного, зеленого и фиолетового цветов показывают аппроксимацию зависимости локализации электрического поля тремя Лоренц-функциями. Сине-зеленая кривая обозначает результат аппроксимации. (б,в,г) Рассчитанное распределение продольной компоненты $|E_x|$ (верхний ряд) и ее фазы $\phi(E_x)$ (нижний ряд) в одной ячейке МПК при возбуждении $3\lambda/2$ ЛПП, $3\lambda/2$ -ПРМ и λ -ПРМ соответственно.

волн, соответствующих максимумам интегральной локализации электрического поля. Полученные распределения показаны на Рисунке 86(б),(в) и (г) на длинах волн $\lambda = 620 \text{ nm}$, $\lambda = 770 \text{ nm}$ и $\lambda = 838 \text{ nm}$ соответственно. Длина волны $\lambda = 620 \text{ nm}$ соответствует особенности на спектрально-угловой зависимости коэффициента пропускания (круглая точка на Рисунке 85(б)), которая практически не зависит от длины волны по сравнению с дифракционными особенностями. Это говорит о том, что максимум W_E на $\lambda = 620 \text{ nm}$ вызван возбуждением ЛПП. Распределение $|E_x|$ на этой длине волны (Рисунок 86(б)) показывает, что возбуждается $3\lambda/2$ -ЛПП в каждой наноните МПК. Полученное распределение совпадает с распределением $3\lambda/2$ -ЛПП, возбуждаемой в единичной наноните (Рисунок 83(г)).

Спектральное пересечение аномалии Релея с $3\lambda/2$ -ЛПП позволяет возбуждать поверхностную решеточную моду. Такое пересечение возникает на длине волны $\lambda = 770 \text{ nm}$, где пересекается область возбуждения $3\lambda/2$ -ЛПП с $+1$ порядком дифракции на границе раздела золото/сапфир. Распределение $|E_x|$ на этой длине волны показывает схожее распределение с $3\lambda/2$ -ЛПП, состоящее из трех пучностей $|E_x|$. Однако спектральная ширина линии при возбуждении моды в МПК более узкая по сравнению со спектрально широким “плечом” коэффициента пропускания около $\lambda = 620 \text{ nm}$, вызванным возбуждением моды $3\lambda/2$ -ЛПП в МПК. Это говорит о том, что на длине волны $\lambda = 770 \text{ nm}$ возбуждается поверхностная решеточная плазмонная мода третьего порядка ($3\lambda/2$ -ПРМ), являющаяся результатом дифракционного связывания $3\lambda/2$ -ЛПП в каждой наноните МПК и аномалии Релея $+1$ -го порядка, распространяющейся на границе раздела золото/сапфир.

На Рисунке 86(г) изображено распределение $|E_x|$ на длине волны $\lambda = 838 \text{ nm}$, соответствующее моде с наибольшей добротностью ($Q = 30$). Оно имеет две пучности $|E_x|$, которые

совпадают по структуре с ЛПП второго порядка, возбуждаемого в единичной нанонити на углах падения от $\theta = 30^\circ$ до $\theta = 45^\circ$ и длине волны $\lambda = 743$ нм. Спектральная ширина линии λ -ЛПП составляет $\Delta\lambda \approx 100$ нм. Однако в случае МПК, эта мода имеет значительно более узкую ширину линии при спектральном совпадении с аномалией Релея. Это вызвано возникновением дифракционной связи λ -ЛПП в единичных нанонитях МПК и аномалии Релея -1 -го порядка, распространяющейся на границе раздела золото/сапфир. Дифракционное связывание приводит к формированию поверхностной решеточной моды второго порядка (λ -ПРМ).

Большая добротность поверхностной решеточной плазмонной моды второго порядка ($Q = 30$) по сравнению с модой третьего порядка ($Q = 9.4$) связана с их различной зеркальной симметрией относительно плоскости, проходящей через середину нанонити и перпендикулярно оси x . $3\lambda/2$ -ПРМ имеет симметрию поля нечетной моды, которая совпадает с симметрией ТМ-поляризованного источника при нормальном падении на МПК. Это приводит к тому, что мода, благодаря совпадению с симметрией мод континуума, включающего в себя ТМ-поляризованные плоские волны, имеет канал для излучения в дальнее поле. λ -ПРМ имеет симметрию четной моды, что противоположно симметрии ТМ-поляризованного источника при нормальном падении. Это уменьшает возможность четной моды излучать в дальнее поле, т.е. уменьшается степень радиационных потерь, связанных с излучением самой моды. У четной моды, благодаря ее симметрии, радиационные потери меньше по сравнению с нечетными модами, из-за меньшей степени связи с модами континуума. Это становится причиной превышения добротности λ -ПРМ по сравнению с $3\lambda/2$ -ПРМ. Меньшие радиационные потери приводят к меньшим значениям коэффициента пропускания при возбуждении ПРМ второго порядка по сравнению с ПРМ третьего порядка, как показано на Рисунке 86(а). На спектрально-угловой зависимости коэффициента пропускания (Рисунок 85(а,б)) также видно, что при нормальном падении света, существует резонансная особенность, связанная только с $3\lambda/2$ -ПРМ. Это объясняется тем, что мода λ -ПРМ не возбуждается при нормальном падении и поэтому называется “темной” модой (*dark mode*). $3\lambda/2$ -ПРМ возбуждается при нормальном падении света, в связи с чем получила название светлой моды (*bright mode*).

3. Спектрально-угловые зависимости магнитоиндуцированной модуляции коэффициента пропускания магнитоплазмонного кристалла

Магнитооптический отклик МПК измерялся в экваториальной геометрии магнитного поля. Оно направлено перпендикулярно плоскости падения света и вдоль плоскости образца. При такой геометрии происходит модуляция коэффициента пропускания, что аналогично экваториальному магнитооптическому эффекту Керра (ЭМОЭК), измеряемого в геометрии на пропускание света. Для измерения магнитоиндуцированной модуляции интенсивности прошедшего света использовался метод синхронного детектирования. Магнитное поле создавалось с помощью электромагнитных катушек с сердечниками из электротехнического железа. Переменное магнитное поле формировалось с помощью источника переменного тока

(GW Instek), выдающего на выходе ток с синусоидальной частотой. Электромагнитные катушки охлаждались с помощью вентиляторов. Амплитуда магнитного поля была выбрана $H = 500$ Гс, что немного выше насыщения никеля. Частота тока, питающего катушки, была выбрана равной $f = 117$ Гц для избежания помех от работы электрических городских сетей (50 Гц, 100 Гц). Переменное магнитное поле вызывает изменение коэффициента пропускания по синусоидальному закону $I(t) = I_0 + \Delta I \sin(2\pi ft)$, где I_0 — интенсивность прошедшего света в отсутствии магнитного поля, $\Delta I = I(+H) - I(-H)$ — амплитуда колебания интенсивности прошедшего света при максимальных значениях магнитного поля, направленного в противоположные стороны. Методика синхронного детектирования позволяет определить амплитуду колебаний интенсивности прошедшего света в синусоидальном магнитном поле ΔI . Магнитоиндуцированная модуляция коэффициента пропускания определялась как $\delta = \Delta I / I_0$.

На Рисунке 87 (а-е) показаны экспериментальные спектры коэффициента пропускания (черные кривые) и его магнитоиндуцированной модуляции $\delta(\lambda)$ (красные точки), наблюдаемые при углах падения света θ в диапазоне от $\theta = 0^\circ$ до $\theta = 20^\circ$. При нормальном падении света, $\theta = 0^\circ$ (Рисунок 87(а)), $\delta(\lambda)$ близок к нулю в изучаемом спектральном диапазоне. Небольшое значение модуляции около $\lambda = 840$ нм связано с угловой расходимостью пучка и неточностью выставления нормального угла падения света. Дальнейшее увеличение угла падения увеличивает спектральное расстояние между $3\lambda/2$ -ПРМ и $\lambda/2$ -ПРМ, что также наблюдалось на спектрально-угловых зависимостях коэффициента пропускания (Рисунок 85(а,б)). При угле падения $\theta = 20^\circ$ (Рисунок 87(е)) 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 (ε_{xy}^{Ni} и ε_{yx}^{Ni}) в тензоре диэлектрической проницаемости никеля, вызванных экваториально направленным магнитным полем. Электромагнитное поле распространяющихся ПРМ проникает в намагниченный никелевый слой, что вызывает его изменения за счет анизотропии. Распространение ПРМ на границе раздела $\text{Au}/\text{Al}_2\text{O}_3$ модифицировано аналогично поверхностным плазмонам в МПК. Волновой вектор поверхностных решеточных мод изменяет свои значения (Δk), что, в свою очередь, приводит к спектральному сдвигу и изменению спектральной ширины коэффициента пропускания с асимметричной формой Фано и усилению $\delta(\lambda)$. Спектральное смещение резонанса коэффициента пропускания приводит к знакопеременной форме $\delta(\lambda)$.

При уменьшении угла падения от $\theta = 20^\circ$ в изучаемом спектральном диапазоне возбуждается λ -ПРМ, которая вносит вклад в резонансное поведение $\delta(\lambda)$. При углах падения $\theta = 15^\circ$ (Рисунок 87(д)) и $\theta = 10^\circ$ (Рисунок 87(г)) и $\lambda > 850$ нм возникает отрицательный максимум $\delta(\lambda)$, связанный с возбуждением λ -ПРМ. При угле падения $\theta = 5^\circ$ (Рисунок 87(в)) уже наблюдаются отрицательный ($\lambda = 835$ нм) и положительный ($\lambda = 870$ нм) максимумы $\delta(\lambda)$, индуцированные возбуждением λ -ПРМ. Максимальное значение модуляции составило $\delta_{\text{макс}} = -0,27\%$ при возбуждении λ -ПРМ. Противоположное направление распространения $3\lambda/2$ - и λ -ПРМ приводит к противоположному спектральному сдвигу резонанса коэффициента пропускания при приложении внешнего магнитного поля, обусловленному эффектом невзаимности. Это влияет на знак в спектральной зависимости модуляции при возбуждении

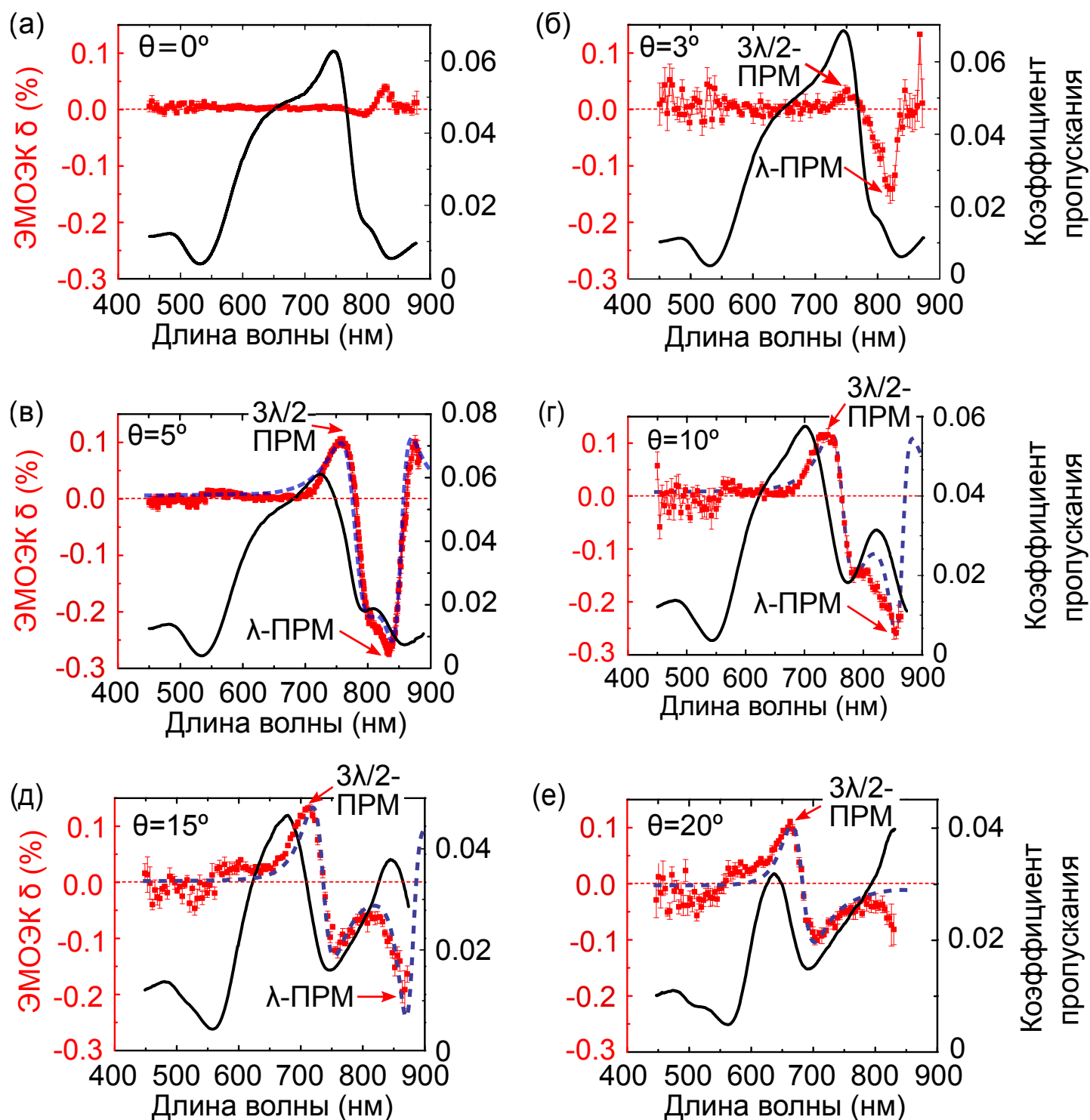


Рис. 87. (а–е) Спектрально-угловые зависимости коэффициента пропускания (черная кривая) и его магнитоиндуцированной модуляции (красные точки) в диапазоне углов от $\theta = 0^\circ$ до $\theta = 20^\circ$. Штриховыми кривыми на (б–е) обозначены результаты аппроксимации $\delta(\lambda)$ с помощью модели Фано-резонансов.

ПРМ: для $3\lambda/2$ -ПРМ сначала наблюдается положительный максимум, а затем отрицательный, а для λ -ПРМ наоборот — сначала отрицательный, а затем положительный максимум. Рисунок 87(в) и (г) показывает, что при углах падения $\theta = 5^\circ$ и $\theta = 10^\circ$ 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 λ -ПРМ. Поэтому, когда спектральные положения $3\lambda/2$ - и λ -ПРМ близки друг к другу, диа-

пазоны 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 87(в)) максимальное значение $\delta(\lambda)$, связанное с возбуждением λ - 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 87(д)). Однако на этом угле падения максимальное значение при возбуждении λ -ПРМ меньше, чем обнаруженное на $\theta = 5^\circ$. 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 поверхностных решеточных мод. Сравнение максимальных $\delta_{\text{макс}}$ и $\delta_{\text{нерез}}$ в нерезонансном случае приводит к увеличению $\delta(\lambda)$ в $\delta_{\text{макс}}/\delta_{\text{нерез}} = 0.27/0.002 = 135$ раз при возбуждении λ -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 λ -ПРМ по сравнению с $3\lambda/2$ -ПРМ.

4. Модель Фано-резонанса для описания усиления магнитоиндуцированной модуляции коэффициента пропускания

Модель Фано-резонансов применяется для того, чтобы показать как сдвиг длины волны возбуждения ПРМ приводит к усилению магнитоиндуцированной модуляции $\delta(\lambda)$. Спектры пропускания МПК при приложении магнитного поля и без него, а также спектры $\delta(\lambda)$ были рассчитаны с использованием двух резонансов Фано, обусловленных возбуждением $3\lambda/2$ - и λ -ПРМ с различной спектральной шириной линии, и спектрально широкого резонанса $3\lambda/2$ -ЛПП:

$$T(\omega, 0) = \left| A + \frac{b_3 \Gamma_3 e^{i\phi_3}}{\omega - \omega_3 + i\Gamma_3} + \frac{b_2 \Gamma_2 e^{i\phi_2}}{\omega - \omega_2 + i\Gamma_2} \right|^2 + \frac{b_1^2 \Gamma_1^2}{(\omega - \omega_1)^2 + \Gamma_1^2}, \quad (28)$$

$$T(\omega, \mathbf{H}) = \left| A + \frac{b_3 \Gamma_3 e^{i\phi_3}}{\omega - \omega_3 + \Delta\omega_3 + i\Gamma_3} + \frac{b_2 \Gamma_2 e^{i\phi_2}}{\omega - \omega_2 - \Delta\omega_2 + i\Gamma_2} \right|^2 + \frac{b_1^2 \Gamma_1^2}{(\omega - \omega_1)^2 + \Gamma_1^2}, \quad (29)$$

$$\delta_{\text{теория}} = \frac{T(\omega, \mathbf{H}) - T(\omega, 0)}{T(\omega, 0)}, \quad (30)$$

где $\omega = 2\pi c/\lambda$ — частота падающего света, $\omega_{1,2,3}$ и $b_{1,2,3}$ — частоты и амплитуды $3\lambda/2$ -ЛПП (индекс “1”), ПРМ 2-го порядка ($\lambda/2$ -ПРМ, индекс “2”) и ПРМ 3-го порядка ($3\lambda/2$ -ПРМ, индекс “3”), соответственно; $\phi_{2,3}$ — фазовая задержка между излучением ПРМ и нерезонансно прошедшим светом через МПК, A — амплитуда нерезонансно прошедшего света; $\Gamma_{1,2,3}$ — сумма омических (тепловых) и радиационных потерь $3\lambda/2$ -ЛПП, λ - и $3\lambda/2$ -ПРМ соответственно; $\Delta\omega_{2,3}$ — сдвиг по частоте λ - и $3\lambda/2$ -ПРМ соответственно, индуцированный намагниченностью

никеля. Результаты аппроксимации экспериментальных спектров $\delta(\lambda)$ моделью 4.3 показаны пунктирными кривыми на Рисунке 87(в-е) для углов падения от $\theta = 5^\circ, 10^\circ, 15^\circ, 20^\circ$. Наблюдается хорошее совпадение экспериментальных данных и результатов аппроксимации. Все найденные параметры аппроксимации приведены в Таблице 6 и 7. Определенные значения для спектральной ширины λ -ПРМ — $\Gamma_2 = 0.077 \times 10^{15} \text{с}^{-1}$ и $3\lambda/2$ -ПРМ — $\Gamma_3 = 0.2 \times 10^{15} \text{с}^{-1}$ показывают меньшие значения для λ -ПРМ по сравнению с $3\lambda/2$ -ПРМ. Это согласуется с результатами расчетов добротности λ - и $3\lambda/2$ -ПРМ по спектрам интегральной локализации электрического поля в § 4.2.4 (Рисунок 86(а)). Рассчитанный сдвиг частоты примерно одинаков для λ - и $3\lambda/2$ -ПРМ, который составил $\Delta\omega_2 = 0.1 \times 10^{12} \text{с}^{-1}$ ($\Delta\lambda_2 = 2\pi c \Delta\omega_2 / \omega_2^2 = 0.0385 \text{ нм}$) для λ -ПРМ и $\Delta\omega_3 = 0.115 \times 10^{12} \text{с}^{-1}$ ($\Delta\lambda_3 = 0.0389 \text{ нм}$) для $3\lambda/2$ -ПРМ. Несмотря на одинаковый спектральный сдвиг, меньшее затухание λ -ПРМ по сравнению с $3\lambda/2$ -ПРМ приводит к большему значению магнитоиндуцированной модуляции коэффициента пропускания МПК.

Таблица 6. Параметры, определенные по аппроксимации экспериментальных спектров $\delta(\lambda)$ для углов падения $\theta = 5^\circ - 20^\circ$ моделью Фано-резонансов.

$\theta(^{\circ})$	A	ω_1 (10^{15}с^2)	ω_2 (10^{15}с^2)	ω_3 (10^{15}с^2)	b_1	b_2	b_3
5	0.180	2.98	2.215	2.360	0.15	0.081	0.157
10	0.215	2.98	2.191	2.430	0.15	0.120	0.187
15	0.225	2.98	2.161	2.580	0.15	0.120	0.205
20	0.182	2.98	1.950	2.720	0.15	0.120	0.205

Таблица 7. Параметры, определенные по аппроксимации экспериментальных спектров $\delta(\lambda)$ для углов падения $\theta = 5^\circ - 20^\circ$ моделью Фано-резонансов.

$\theta(^{\circ})$	Γ_1 (10^{15}с^{-1})	Γ_2 (10^{15}с^{-1})	Γ_3 (10^{15}с^{-1})	ϕ_2 (рад)	ϕ_3 (рад)	$\Delta\omega_2$ (10^{15}с^{-1})	$\Delta\omega_3$ (10^{15}с^{-1})
5	0.256	0.077	0.19	−0.561	−2.121	0.00010	0.000115
10	0.256	0.077	0.20	−0.561	−1.901	0.00010	0.000115
15	0.256	0.077	0.20	−0.561	−1.501	0.00010	0.000115
20	0.256	0.077	0.20	−0.561	−1.301	0.00010	0.000130

Выводы по главе 4

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. Бóльшие значения модуляции обусловлены меньшими радиационными потерями моды второго порядка по сравнению с модой третьего порядка.

Результаты данной оригинальной главы опубликованы в работе [182].

Список обозначений

α -Si — аморфный кремний

АСМ — атомно-силовой микроскоп

а-СБОМ — апертурная сканирующая ближнепольная оптическая микроскопия

б-СБОМ — безапертурная сканирующая ближнепольная оптическая микроскопия

ЛПП — локализованный поверхностный плазмон

МД — магнитный диполь

МК — магнитный квадруполь

МО — магнитный октуполь

МГ — магнитный гексадекаполь

МОЭК — магнитооптический эффект Керра

МПК — магнитоплазмонный кристалл

ММОЭК - меридиональный магнитооптический эффект Керра

ПЗС — прибор с зарядовой связью

ПК — плазмонный кристалл

ПРМ — поверхностная решеточная мода

ППП — поверхностный плазмон-поляритон

ПМОЭК - полярный магнитооптический эффект Керра

СБОМ — сканирующая ближнепольная оптическая микроскопия

СХПЭЭ — спектроскопия характеристических потерь энергии электронами

СЭМ — сканирующий электронный микроскоп

ФП — Фабри-Перо

ЭД — электрический диполь

ЭК — электрический квадруполь

ЭО — электрический октуполь

ЭГ — электрический гексадекаполь

ЭТ — электрический триконтадиполь

ЭМОЭК - экваториальный магнитооптический эффект Керра

FDTD — finite-difference time-domain (метод конечных разностей во временной области)

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

4) Проведена сканирующая ближнепольная оптическая спектроскопия кремниевых наноантенн в форме призм с круглым, квадратным и треугольным основанием. Показано, что СБОМ изображения таких наноантенн 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 наноантенн 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.

Автор благодарит своего научного руководителя, Андрея Анатольевича Федянина, за постановку интересных научных задач в области нанофотоники, за участие в организации и планировании научной работы; Виктора Васильевича Моцалкова и Владимира Ивановича Панова за приобретенный опыт в области ближнепольной оптики в рамках сотрудничества между МГУ им. М.В. Ломоносова и Католическим Университетом г. Левена; Нильса Вереллена и Денитцу Денкову за помощь в освоении методики сканирующей ближнепольной оптической микроскопии, научные обсуждения полученных экспериментальных и расчетных данных и приятную атмосферу при выполнении экспериментов в Католическом Университете г. Левена; Долгову Татьяну Викторовну, Соболеву Ирину Владимировну и Бессонова Владимира Олеговича за ценные научные дискуссии и замечания по тексту диссертации; Мамяна Карена, Макарову Анастасию и Неровную Анастасию за прочтение текста диссертации, автореферата и исправление грамматических ошибок; Максима Радиковича Щербакова и Полину Петровну Вабищевич знакомство с методикой эксперимента, магнитооптических измерений и за всестороннюю поддержку по всем вопросам и проблемам в начале моей работы в лаборатории нанооптики и метаматериалов физического факультета МГУ; преподавателей Гимназии №25 г. Курска за полученное образование, которое позволило мне обучаться дальше; всех преподавателей, осуществляющих обучение на физическом факультете МГУ, и, в частности, кафедры квантовой электроники за переданные фундаментальные знания; коллектив лаборатории нанооптики и метаматериалов физического факультета МГУ за создание как рабочей, так и веселой атмосферы; и, в частности, Даниила Шилкина, Кирилла Охлопкова, Дмитрия Гулькина, Артема Четвертухина, Андрея Грунина, Александра Ежова, Маргариту Шарипову, Анну Попкову, Марию Пастухову, Тиграна Балуюяна, Варвару Зубюк, Марию Барсукову, Наташу Кокареву, Александра Мусорина, Александра Шорохова, Марию Ромодину, Кирилла Лаптинского, Виктора Беляева, Владимира Стадничука, Марину Борисову, Анну Поддубровскую, Владислава Малышева, Станислава Заботного, Александра Ильина, Илью Новикова, Максима Кирьянова и других. Благодарю своих родителей, кто всегда верил и поддерживал меня.

Список литературы

- [1] *Bharadwaj P., Deutsch B., Novotny L.* Optical antennas // *Adv. Opt. Photon.* — 2009. — v. 1. — pp. 438–483.
- [2] *Giannini V., Fernández-Domínguez A. I., Heck S. C., Maier S. A.* Plasmonic nanoantennas: Fundamentals and their use in controlling the radiative properties of nanoemitters // *Chem. Rev.* — 2011. — v. 111. — pp. 3888–3912.
- [3] *Barnes W., Dereux A., Ebbesen T.* Surface plasmon subwavelength optics // *Nature*, — 2003. — v. 424. — pp. 824–830.
- [4] *Krasnok A. E., Miroshnichenko A. E., Belov P. A., Kivshar Y. S.* All-dielectric optical nanoantennas // *Opt. Express*. — 2012. — v. 20. — pp. 20599–20604.
- [5] *Fu Y. H., Kuznetsov A. I., Miroshnichenko A. E., Yu Y. F., Luk'yanchuk B.* Directional visible light scattering by silicon nanoparticles // *Nat. Commun.* — 2013. — v. 4. — pp. 1527.
- [6] *Staude I., Miroshnichenko A. E., Decker M., Fofang N. T., Liu S., Gonzales E., Dominguez J., Luk T. S., Neshev D. N., Brener I., Kivshar Y. S.* Tailoring directional scattering through magnetic and electric resonances in subwavelength silicon nanodisks // *ACS Nano*. — 2013. — v. 7. — pp. 7824–7832.
- [7] *Yavas O., Svedendahl M., Dobosz P., Sanz V., Quidant R.* On-a-chip biosensing based on all-dielectric nanoresonators // *Nano Lett.* — 2017. — v. 17. — pp. 4421–4426.
- [8] *Brongersma M. L., Cui Y., Fan S.* Light management for photovoltaics using high-index nanostructures // *Nat. Mater.* — 2014. — v. 13. — pp. 451–460.
- [9] *Cao L., Park J.-S., Fan P., Clemens B., Brongersma M. L.* Resonant germanium nanoantenna photodetectors // *Nano Lett.* — 2010. — v. 10. — pp. 1229–1233.
- [10] *Kuznetsov A. I., Miroshnichenko A. E., Fu Y. H., Zhang J., Luk'yanchuk B.* Magnetic light // *Sci. Rep.* — 2012. — v. 2. — p. 492.
- [11] *Evlyukhin A. B., Novikov S. M., Zywiets U., Eriksen R. L., Reinhardt C., Bozhevolnyi S. I., Chichkov B. N.* Demonstration of magnetic dipole resonances of dielectric nanospheres in the visible region // *Nano Lett.* — 2012. — v. 12. — pp. 3749–3755.
- [12] *Kamenetskii E., Sadreev A., Miroshnichenko A.* Fano Resonances in Optics and Microwaves.— Springer, 2018.
- [13] *Pascale M., Miano G., Tricarico R., Forestiere C.* Full-wave electromagnetic modes and hybridization in nanoparticle dimers // *Sci. Rep.* — 2019. — v. 9. — pp. 14524.

- [14] *Traviss D. J., Schmidt M. K., Aizpurua J., Muskens O. L.* Antenna resonances in low aspect ratio semiconductor nanowires // *Opt. Express*. — 2015. — v. 23. — pp. 22771–22787.
- [15] *Rotenberg N., Kuipers L.* Mapping nanoscale light fields // *Nat. Photonics*. — 2014. — v. 8. — pp. 919–926.
- [16] *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.
- [17] *Rang M., Jones A. C., Zhou F., Li Z.-Y., Wiley B. J., Xia Y., Raschke M. B.* Optical near-field mapping of plasmonic nanoprisms // *Nano Lett.* — 2008. — v. 8. — pp. 3357–3363.
- [18] *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.
- [19] *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.
- [20] *Okamoto H., Imura K.* Visualizing the optical field structures in metal nanostructures // *J. Phys. Chem. Lett.* — 2013. — v. 4. — pp. 2230–2241.
- [21] *Denkova D., Verellen N., Silhanek A. V., Valev V. K., Van Dorpe P., Moshchalkov V. V.* Mapping magnetic near-field distributions of plasmonic nanoantennas // *ACS Nano*. — 2013. — v. 7. — pp. 3168–3176.
- [22] *Alfaro-Mozaz F. J., Alonso-González P., Vélez S., Dolado I., Autore M., Mastel S., Casanova F., Hueso L. E., Li P., Nikitin A. Y., Hillenbrand R.* Nanoimaging of resonating hyperbolic polaritons in linear boron nitride antennas // *Nat. Commun.* — 2017. — v. 8. — pp. 15624.
- [23] *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.
- [24] *Zenin V. A., Evlyukhin A. B., Novikov S. M., Yang Y., Malureanu R., Lavrinenko 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.
- [25] *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.

- [26] *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.
- [27] *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.
- [28] *Denkova D., Verellen N., Silhanek A. V., Van Dorpe P., Moshchalkov V. V.* Lateral magnetic near-field imaging of plasmonic nanoantennas with increasing complexity // *Small.* — 2014. — v. 10. — pp. 1959–1966.
- [29] *Lin D., Fan P., Hasman E., Brongersma M. L.* Dielectric gradient metasurface optical elements // *Science.* — 2014. — v. 345. — pp. 298–302.
- [30] *Kamali S. M., Arbabi E., Arbabi A., Horie Y., Faraon A.* Highly tunable elastic dielectric metasurface lenses // *Laser Photon. Rev.* — 2016. — v. 10. — pp. 1002–1008.
- [31] *Arbabi A., Horie Y., Bagheri M., Faraon A.* Dielectric metasurfaces for complete control of phase and polarization with subwavelength spatial resolution and high transmission // *Nat. Nanotechnol.* — 2015. — v. 10. — pp. 937–943.
- [32] *Shcherbakov M. R., Vabishchevich P. P., Shorokhov A. S., Chong K. E., Choi D.-Y., Staude I., Miroshnichenko A. E., Neshev D. N., Fedyanin A. A., Kivshar Y. S.* Ultrafast all-optical switching with magnetic resonances in nonlinear dielectric nanostructures // *Nano Lett.* — 2015. — v. 15. — pp. 6985–6990.
- [33] *Shcherbakov M. R., Liu S., Zubyyuk V. V., Vaskin A., Vabishchevich P. P., Keeler G., Pertsch T., Dolgova T. V., Staude I., Brener I., Fedyanin A. A.* Ultrafast all-optical tuning of direct-gap semiconductor metasurfaces // *Nat. Commun.* — 2017. — v. 8. — p. 17.
- [34] *Shcherbakov M. R., Neshev D. N., Hopkins B., Shorokhov A. S., Staude I., Melik-Gaykazyan E. V., Decker M., Ezhov A. A., Miroshnichenko A. E., Brener I., Fedyanin A. A., Kivshar Y. S.* Enhanced third-harmonic generation in silicon nanoparticles driven by magnetic response // *Nano Lett.* — 2014. — v. 14. — pp. 6488–6492.
- [35] *Jahani S., Jacob Z.* All-dielectric metamaterials // *Nat. Nanotechnol.* — 2016. — v. 11. — pp. 23–36.
- [36] *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.

- [37] *Giannini V., Vecchi G., Gómez Rivas J.* Lighting up multipolar surface plasmon polaritons by collective resonances in arrays of nanoantennas // *Phys. Rev. Lett.* — 2010. — v. 105. — p. 266801.
- [38] *Rodriguez S. R. K., Abass A., Maes B., Janssen O. T. A., Vecchi G., Gómez Rivas J.* Coupling bright and dark plasmonic lattice resonances // *Phys. Rev. X.* — 2011. — v. 1. — p. 021019.
- [39] *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.
- [40] *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.
- [41] *Barnes W. L., Dereux A., Ebbesen T. W.* Surface plasmon subwavelength optics // *Nature.* — 2003. — v. 424. — pp. 824–830.
- [42] *Kuznetsov A. I., Miroshnichenko A. E., Brongersma M. L., Kivshar Y. S., Luk'yanchuk B.* Optically resonant dielectric nanostructures // *Science.* — 2016. — v. 354. pp. aag2472.
- [43] *Brongersma M. L., Cui Y., Fan S.* Light management for photovoltaics using high-index nanostructures // *Nat. Mater.* — 2014. — v. 13. — pp. 451–460.
- [44] *Brönstrup G., Jahr N., Leiterer C., Csáki A., Fritzsche W., Christiansen S.* Optical properties of individual silicon nanowires for photonic devices // *ACS Nano.* — 2010. — v. 4. — pp. 7113–7122.
- [45] *Cao L., Fan P., Barnard E. S., Brown A. M., Brongersma M. L.* Tuning the color of silicon nanostructures // *Nano Lett.* — 2010. — v. 10. — pp. 2649–2654.
- [46] *Борен К., Хафмен Д.* Поглощение и рассеяние света малыми частицами. Пер. с англ. — М.: Мир, 1986.
- [47] *Wang Z., Luk'yanchuk B., Yue L., Paniagua-Dominguez R., Yan B., Monks J., Minin O. V., Minin I. V., Huang S., Fedyanin A. A.* Super-resonances in microspheres: extreme effects in field localization. — arXiv:1906.09636. — 2019.
- [48] *Cao L., White J. S., Park J.-S., Schuller J. A., Clemens B. M., Brongersma M. L.* Engineering light absorption in semiconductor nanowire devices // *Nat. Mater.* — 2009. — v. 8. — pp. 643–647.

- [49] *Abujetas D. R., Paniagua-Domínguez R., Sánchez-Gil J.* Unraveling the Janus role of Mie resonances and leaky/guided modes in semiconductor nanowire absorption for enhanced light harvesting // *ACS Photonics*. — 2015. — v. 2. — pp. 921–929.
- [50] *Grzela G., Paniagua-Domínguez R., Barten T., van Dam D., Sánchez-Gil J., Rivas J. G.* Nanowire antenna absorption probed with time-reversed fourier microscopy // *Nano Lett.* — 2014. — v. 14. — pp. 3227–3234.
- [51] *Baek K., Kim Y., Mohd-Noor S., Hyun J. K.* Mie resonant structural colors // *ACS Appl. Mater. Interfaces*. — 2020. — v. 12. — pp. 5300–5318.
- [52] *Landreman P. E., Chalabi H., Park J., Brongersma M. L.* Fabry-Perot description for Mie resonances of rectangular dielectric nanowire optical resonators // *Opt. Express*. — 2016. — v. 24. — pp. 29760–29772.
- [53] *Huang L., Yu Y., Cao L.* General modal properties of optical resonances in subwavelength nonspherical dielectric structures // *Nano Lett.* — 2013. — v. 13. — pp. 3559–3565.
- [54] *Huang L., Xu L., Rahmani M., Neshev D. N., Miroshnichenko A. E.* Pushing the limit of high-Q mode of a single dielectric nanocavity // *Advanced Photonics*. — 2021. — v. 3. —
- [55] *Ee H.-S., Kang J.-H., Brongersma M. L., Seo M.-K.* Shape-dependent light scattering properties of subwavelength silicon nanoblocks // *Nano Lett.* — 2015. — v. 15. — pp. 1759–1765.
- [56] *Abujetas D. R., Mandujano M. A. G., Méndez E. R., Sánchez-Gil J.* High-contrast Fano resonances in single semiconductor nanorods // *ACS Photonics*. — 2017. — v. 4. — pp. 1814–1821.
- [57] *Yang Y., Miroshnichenko A. E., Kostinski S. V., Odit M., Kapitanova P., Qiu M., Kivshar Y. S.* Multimode directionality in all-dielectric metasurfaces // *Phys. Rev. B*. — 2017. — v. 95. — p. 165426.
- [58] *Cai D.-J., Huang Y.-H., Wang W.-J., Ji W.-B., Chen J.-D., Chen Z.-H., Liu S.-D.* Fano resonances generated in a single dielectric homogeneous nanoparticle with high structural symmetry // *Phys. Chem. C*. — 2015. — v. 119. — pp. 4252–4260.
- [59] *Lee E., Seo I. C., Jeong H. Y., An S.-C., Jun Y. C.* Theoretical investigations on microwave Fano resonances in 3D-printable hollow dielectric resonators // *Sci. Rep.* — 2017. — v. 7. — p. 16186.
- [60] *van de Groep J., Polman A.* Designing dielectric resonators on substrates: Combining magnetic and electric resonances // *Opt. Express*. — 2013. — v. 21. — pp. 26285–26302.
- [61] *Grinblat G., Li Y., Nielsen M. P., Oulton R. F., Maier S. A.* Enhanced third harmonic generation in single germanium nanodisks excited at the anapole mode // *Nano Lett.* — 2016. — v. 16. — pp. 4635–4640.

- [62] Grinblat G., Li Y., Nielsen M. P., Oulton R. F., Maier S. A. Efficient third harmonic generation and nonlinear subwavelength imaging at a higher-order anapole mode in a single germanium nanodisk // *ACS Nano*. — 2017. — v. 11. — pp. 953–960.
- [63] Rybin M. V., Koshelev K. L., Sadrieva Z. F., Samusev K. B., Bogdanov A. A., Limonov M. F., Kivshar Y. S. High- Q supercavity modes in subwavelength dielectric resonators // *Phys. Rev. Lett.* — 2017. — v. 119. — p. 243901.
- [64] Odit M., Koshelev K., Gladyshev S., Ladutenko K., Kivshar Y., Bogdanov A. Observation of supercavity modes in subwavelength dielectric resonators // *Adv. Mater.* — 2021. — v. 33. — p. 2003804.
- [65] Bogdanov A. A., Koshelev K. L., Kapitanova P. V., Rybin M. V., Gladyshev S. A., Sadrieva Z. F., Samusev K. B., Kivshar Y. S., Limonov M. F. Bound states in the continuum and Fano resonances in the strong mode coupling regime // *Adv. photonics*. — 2019. — v. 1. — p. 016001.
- [66] Tiguntseva E., Koshelev K., Furasova A., Tonkaev P., Mikhailovskii V., Ushakova E. V., Baranov D. G., Shegai T., Zakhidov A. A., Kivshar Y., Makarov S. V. Room-temperature lasing from Mie-resonant nonplasmonic nanoparticles // *ACS Nano*. — 2020. — v. 14. — pp. 8149–8156.
- [67] Huang Y.-Z., Guo W.-H., Wang Q.-M. Analysis and numerical simulation of eigenmode characteristics for semiconductor lasers with an equilateral triangle micro-resonator // *IEEE J. Quantum Electron.* — 2001. — v. 37. — pp. 100–107.
- [68] Huang Y.-Z., Chen Q., Guo W.-H., Lu Q.-Y., Yu L.-J. Mode characteristics for equilateral triangle optical resonators // *IEEE J. Sel. Top. Quantum Electron.* — 2006. — v. 12. — pp. 59–65.
- [69] Schelkunoff S. Electromagnetic waves. — New York, D. van Nostrand Company, 1943.
- [70] Wang C. Exact solution of equilateral triangular waveguide // *Electron. Lett.* — 2010. — v. 46. — pp. 925–927.
- [71] Wysin G. M. Electromagnetic modes in dielectric equilateral triangle resonators // *J. Opt. Soc. Am. B*. — 2006. — v. 23. — pp. 1586–1599.
- [72] Gladyshev S., Frizyuk K., Bogdanov A. Symmetry analysis and multipole classification of eigenmodes in electromagnetic resonators for engineering their optical properties // *Phys. Rev. B*. — 2020. — v. 102. — p. 075103.
- [73] Фуско В. СВЧ цепи. Анализ и автоматизированное проектирование.— Москва “Радио и связь”, 1990.
- [74] Thierauf S. High-Speed Circuit Board Signal Integrity. — Boston, ARTECH HOUSE, 2004.

- [75] *Jackson J. D.* Classical Electrodynamics / Ed. by E. by Manuel Cardona. — John Wiley and Sons, Inc., 1962.
- [76] *Paniagua-Domínguez R., Grzela G., Rivas J. G., Sánchez-Gil J. A.* Enhanced and directional emission of semiconductor nanowires tailored through leaky/guided modes // *Nanoscale*. — 2013. — v. 5. — pp. 10582–10590.
- [77] *Sakoda K.* Eigenmodes of Photonic Crystals // Optical Properties of Photonic Crystals. — Berlin, Heidelberg: Springer Berlin Heidelberg, 2005. — pp. 13–41.
- [78] *Inui T., Tanabe Y., Onodera Y.* Group Theory and Its Applications in Physics / Ed. by E. by Manuel Cardona. — Springer, 1976.
- [79] *Frolov A. Y., 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. — pp. 7629–7637.
- [80] *Gallinet B., Kupec J., Witzigmann B., Dupertuis M.-A.* Analysis of photonic crystal defect modes by maximalization and reduction // *J. Opt. Soc. Am. B*. — 2010. — v. 27. — pp. 1364–1380.
- [81] *Zou S., Janel N., Schatz G. C.* Silver nanoparticle array structures that produce remarkably narrow plasmon lineshapes // *J. Chem. Phys.* — 2004. — v. 120. — pp. 10871–10875.
- [82] *Auguié B., Barnes W. L.* Collective resonances in gold nanoparticle arrays // *Phys. Rev. Lett.* — 2008. — v. 101. — p. 143902.
- [83] *Nikitin A. G.* Diffraction-induced subradiant transverse-magnetic lattice plasmon modes in metal nanoparticle arrays // *Appl. Phys. Lett.* — 2014. — v. 104. — p. 061107.
- [84] *Vitrey A., Aigouy L., Prieto P., García-Martín J., González M. U.* Parallel collective resonances in arrays of gold nanorods // *Nano Lett.* — 2014. — v. 14. — pp. 2079–2085.
- [85] *Christ A., Zentgraf T., Kuhl J., Tikhodeev S. G., Gippius N. A., Giessen H.* Optical properties of planar metallic photonic crystal structures: Experiment and theory // *Phys. Rev. B*. — 2004. — v. 70. — p. 125113.
- [86] *Cubukcu E., Capasso F.* Optical nanorod antennas as dispersive one-dimensional Fabry-Pérot resonators for surface plasmons // *Appl. Phys. Lett.* — 2009. — v. 95. — p. 201101.
- [87] *Schider G., Krenn J. R., Hohenau A., Dittlbacher H., Leitner A., Aussenegg F. R., Schaich W. L., Puscasu I., Monacelli B., Boreman G.* Plasmon dispersion relation of Au and Ag nanowires // *Phys. Rev. B*. — 2003. — v. 68. — p. 155427.

- [88] *Abass A., Rodriguez S. R.-K., Gómez Rivas J., Maes B.* Tailoring dispersion and eigenfield profiles of plasmonic surface lattice resonances // *ACS Photonics*. — 2014. — v. 1. — pp. 61–68.
- [89] *Hakala T. K., Rekola H. T., Väkeväinen A. I., Martikainen J. P., Nečada M., Moilanen A. J., Törmä P.* Lasing in dark and bright modes of a finite-sized plasmonic lattice // *Nat. Commun.*, — 2017. — v. 8. — p. 13687.
- [90] *Han A., Dineen C., Babicheva V. E., Moloney J. V.* Second harmonic generation in metasurfaces with multipole resonant coupling // *Nanophotonics*. — 2020. — v. 9. — pp. 3545–3556.
- [91] *Кринчик Г.С.* Физика магнитных явлений. — МГУ, 1976.
- [92] *Krinchik G. S., Artem'ev V. A.* Magneto-optical properties of Ni, Co, and Fe in the ultraviolet visible, and infrared parts of spectrum // *Sov. Phys. JETP*. — 1968. — v. 26. — pp. 1080–1085.
- [93] *Звездин А. К., Котов В. А.* Магнитооптика тонких пленок. — Москва, «Наука», 1988.
- [94] *Маевский В. М.* Теория магнитооптических эффектов в многослойных системах с произвольной ориентацией намагниченности // *ФММ*. — 1985. — v. 59. — pp. 213–219.
- [95] *Дружинин А. В., Лобов И. Д., Маевский В. М., Болотин Г. А.* Теория магнитооптических эффектов в многослойных системах с произвольной ориентацией намагниченности // *ФММ*. — 1983. — v. 56. — pp. 58–65.
- [96] *Raether H.* Surface plasmons on smooth and rough surfaces and on gratings. — Springer-Verlag, Berlin, 1988.
- [97] *Кринчик Г. С., Ченурова Е. Е., Краева Т. И.* Возбуждение магнитоплазменных волн в никеле // *Письма в ЖЭТФ*. — 1984. — v. 40. — pp. 47–50.
- [98] *Ferguson P., Stafsudd O., Wallis R.* Enhancement of the transverse Kerr magneto-optic effect by surface magnetoplasma waves // *Physica B+C*. — 1977. — v. 89. — pp. 91–94.
- [99] *Grunin A., Zhdanov A., Ezhov A., Ganshina E., Fedyanin A.* Surface-plasmon-induced enhancement of magneto-optical Kerr effect in all-nickel subwavelength nanogratings // *Appl. Phys. Lett.* — 2010. — v. 97. — pp. 261908–261908.
- [100] *Kostylev N., Maksymov I. S., Adeyeye A. O., Samarin S., Kostylev M., Williams J. F.* Plasmon-assisted high reflectivity and strong magneto-optical Kerr effect in permalloy gratings // *Appl. Phys. Lett.* — 2013. — v. 102. — p. 121907.
- [101] *Rollinger M., Thielen P., Melander E., Östman E., Kapaklis V., Obry B., Cinchetti M., García-Martín A., Aeschlimann M., Papaioannou E. T.* Light localization and magneto-optic enhancement in ni antidot arrays // *Nano Lett.* — 2016. — v. 16. — pp. 2432–2438.

- [102] *Maccaferri N., Inchausti X., García-Martín A., Cuevas J. C., Tripathy D., Adeyeye A. O., Vavassori P.* Resonant enhancement of magneto-optical activity induced by surface plasmon polariton modes coupling in 2D magnetoplasmonic crystals // *ACS Photonics*. — 2015. — v. 2. — pp. 1769–1779.
- [103] *Chetvertukhin A., Grunin A., Baryshev A., Dolgova T., Uchida H., Inoue M., Fedyanin A.* Magneto-optical Kerr effect enhancement at the Wood's anomaly in magnetoplasmonic crystals // *J. Magn. Magn. Mater.* — 2012. — v. 324. — pp. 3516–3518.
- [104] *Safarov V. I., Kosobukin V. A., Hermann C., Lampel G., Peretti J., Marlière C.* Magneto-optical effects enhanced by surface plasmons in metallic multilayer films // *Phys. Rev. Lett.* — 1994. — v. 73. — pp. 3584–3587.
- [105] *Novikov V. B., Romashkina A. M., Ezenkova D. A., Rodionov I. A., Afanasyev K. N., Baryshev A. V., Murzina T. V.* Surface plasmon driven enhancement of linear and nonlinear magneto-optical Kerr effects in bimetallic magnetoplasmonic crystals in conical diffraction // *Phys. Rev. B*. — 2022. — v. 105. — p. 155408.
- [106] *Clavero C., Yang K., Skuza J., Lukaszew R.* Magnetic-field modulation of surface plasmon polaritons on gratings // *Opt. Lett.* — 2010. — v. 35. — pp. 1557–1559.
- [107] *Dyakov S. A., Fradkin I. M., Gippius N. A., Klompmaker L., Spitzer F., Yalcin E., Akimov I. A., Bayer M., Yavsin D. A., Pavlov S. I., Pevtsov A. B., Verbin S. Y., Tikhodeev S. G.* Wide-band enhancement of the transverse magneto-optical Kerr effect in magnetite-based plasmonic crystals // *Phys. Rev. B*. — 2019. — v. 100. — p. 214411.
- [108] *Belotelov V., Bykov D., Doskolovich L., Kalish A., Zvezdin A.* Extraordinary transmission and giant magneto-optical transverse Kerr effect in plasmonic nanostructured films // *J. Opt. Soc. Am. B*. — 2009. — v. 26. — pp. 1594–1598.
- [109] *Belotelov V., Akimov I., Pohl M., Kotov V., Kasture S., Vengurlekar A., Gopal A. V., Yakovlev D., Zvezdin A., Bayer M.* Enhanced magneto-optical effects in magnetoplasmonic crystals // *Nat. Nanotechnol.* — 2011. — v. 6. — pp. 370–376.
- [110] *Chetvertukhin A., Musorin A., Dolgova T., Uchida H., Inoue M., Fedyanin A.* Transverse magneto-optical Kerr effect in 2D gold–garnet nanogratings // *J. Magn. Magn. Mater.* — 2015. — v. 383. — pp. 110–113.
- [111] *Kolmychek I. A., Shaimanov A. N., Baryshev A. V., Murzina T. V.* Magneto-optical response of two-dimensional magnetic plasmon structures based on gold nanodisks embedded in a ferrite garnet layer // *JETP Lett.* — 2015. — v. 102. — pp. 46–50.
- [112] *Novotny L., Bert H.* Principles of Nano-Optics // Cambridge University Press — 2006.

- [113] *Bozhevolnyi S. I., Volkov V. S., Devaux E., Ebbesen T. W.* Channel plasmon-polariton guiding by subwavelength metal grooves // *Phys. Rev. Lett.* — 2005. — v. 95. — p. 046802.
- [114] *Volkov V. S., Bozhevolnyi S. I., Devaux E., Ebbesen T. W.* Bend loss for channel plasmon polaritons // *Appl. Phys. Lett.* — 2006. — v. 89. — p. 143108.
- [115] *Bozhevolnyi S. I., Volkov V. S., Søndergaard T., Boltasseva A., Borel P. I., Kristensen M.* Near-field imaging of light propagation in photonic crystal waveguides: Explicit role of Bloch harmonics // *Phys. Rev. B.* — 2002. — v. 66. — p. 235204.
- [116] *Dubey R., Lahijani B. V., Barakat E., Häyrynen M., Roussey M., Kuittinen M., Herzig H. P.* Near-field characterization of a Bloch-surface-wave-based 2D disk resonator // *Opt. Lett.* — 2016. — v. 41. — pp. 4867–4870.
- [117] *Volkov V. S., Bozhevolnyi S. I., Borel P. I., Frandsen L. H., Kristensen M.* Near-field characterization of low-loss photonic crystal waveguides // *Phys. Rev. B.* — 2005. — v. 72. — p. 035118.
- [118] *Volkov V. S., Bozhevolnyi S. I., Frandsen L. H., Kristensen M.* Direct observation of surface mode excitation and slow light coupling in photonic crystal waveguides // *Nano Lett.* — 2007. — v. 7. — pp. 2341–2345.
- [119] *Ziegler J. I., Pruessner M. W., Simpkins B. S., Kozak D. A., Park D., Fatemi F. K., Stievater T. H.* 3-d near-field imaging of guided modes in nanophotonic waveguides // *Nanophotonics.* — 2017. — v. 6. — pp. 1141–1149.
- [120] *Ankudinov A. V., Mintairov A. M., Slipchenko S. O., Shelaev A. V., Yanul M. L., Dorozhkin P. S., Vishnyakov N. V.* Scanning near-field optical microscopy of light emitting semiconductor nanostructures // *Ferroelectrics.* — 2015. — v. 477. — pp. 65–76.
- [121] *Ankudinov A. V., Yanul M. L., Slipchenko S. O., Shelaev A. V., Dorozhkin P. S., Podoskin A. A., Tarasov I. S.* Investigation of the light field of a semiconductor diode laser // *Opt. Express.* — 2014. — v. 22. — pp. 26438–26448.
- [122] *Shelaev A. V., Mintairov A. M., Dorozhkin P. S., Bykov V. A.* Scanning near-field microscopy of microdisk resonator with inp/galnp quantum dots using cantilever-based probes // *J. Phys.: Conf. Ser.* — 2016. — v. 741. — p. 012132.
- [123] *Kozlova E., Stafeev S., Fomchenkov S., Podlipnov V., Savelyeva A., Kotlyar V.* Measuring of transverse energy flows in a focus of an aluminum lens // *Photonics.* — 2022. — v. 9.
- [124] *Synge E.* XXXVIII. A suggested method for extending microscopic resolution into the ultra-microscopic region // *Philos. Mag.* — 1928. — v. 6. — pp. 356–362.
- [125] *Ash E. A., Nicholls G.* Super-resolution aperture scanning microscope // *Nature.* — 1972. — v. 237. — pp. 510–512.

- [126] *Lewis A., Isaacson M., Harootunian A., Muray A.* Development of a 500 Å spatial resolution light microscope: I. light is efficiently transmitted through $\lambda/16$ diameter apertures // *Ultramicroscopy*. — 1984. — v. 13. — pp. 227–231.
- [127] *Pohl D. W., Denk W., Lanz M.* Optical stethoscopy: Image recording with resolution $\lambda/20$ // *Appl. Phys. Lett.* — 1984. — v. 44. — pp. 651–653.
- [128] *Zenhausern F., O'Boyle M. P., Wickramasinghe H. K.* Apertureless near-field optical microscope // *Appl. Phys. Lett.* — 1994. — v. 65. — pp. 1623–1625.
- [129] *Inouye Y., Kawata S.* Near-field scanning optical microscope with a metallic probe tip // *Opt. Lett.* — 1994. — v. 19. — pp. 159–161.
- [130] *Betzig E., Trautman J. K.* Near-field optics: Microscopy, spectroscopy, and surface modification beyond the diffraction limit // *Science*. — 1992. — v. 257. — pp. 189–195.
- [131] *Betzig E., Trautman J. K., Harris T. D., Weiner J. S., Kostelak R. L.* Breaking the diffraction barrier: Optical microscopy on a nanometric scale // *Science*. — 1991. — v. 251. — pp. 1468–1470.
- [132] *Betzig E., Chichester R. J.* Single molecules observed by near-field scanning optical microscopy // *Science*. — 1993. — v. 262. — pp. 1422–1425.
- [133] *Betzig E., Trautman J. K., Wolfe R., Gyorgy E. M., Finn P. L., Kryder M. H., Chang C.* Near-field magneto-optics and high density data storage // *Appl. Phys. Lett.* — 1992. — v. 61. — pp. 142–144.
- [134] *Миронов В. Л.* Основы сканирующей зондовой микроскопии—Российская академия наук. Институт физики микроструктур, 2004.
- [135] *Courjon D., Bainier C.* Near field microscopy and near field optics // *Rep. Prog. Phys.* — 1994. — v. 57. — p. 989.
- [136] *Hecht B., Sick B., Wild U. P., Deckert V., Zenobi R., Martin O. J., Pohl D. W.* Scanning near-field optical microscopy with aperture probes: Fundamentals and applications // *J. Chem. Phys.* — 2000. — v. 112. — pp. 7761–7774.
- [137] *WITec Wissenschaftliche Instrumente und Technologie GmbH*, <http://www.witec.de>.
- [138] *Taminiau T. H., Moerland R. J., Segerink F. B., Kuipers L., van Hulst N. F.* $\lambda/4$ resonance of an optical monopole antenna probed by single molecule fluorescence // *Nano Lett.* — 2007. — v. 7. — pp. 28–33.
- [139] *Bao W., Melli M., Caselli N., Riboli F., Wiersma D. S., Staffaroni M., Choo H., Ogle-tree D. F., Aloni S., Bokor J., Cabrini S., Intonti F., Salmeron M. B., Yablonovitch E., Schuck P. J., Weber-Bargioni A.* Mapping local charge recombination heterogeneity by multidimensional nanospectroscopic imaging // *Science*. — 2012. — v. 338. — pp. 1317–1321.

- [140] *Murphy-DuBay N., Wang L., Kinzel E. C., Uppuluri S. M. V., Xu X.* Nanopatterning using NSOM probes integrated with high transmission nanoscale bowtie aperture // *Opt. Express*. — 2008. — v. 16. — pp. 2584–2589.
- [141] *Burresi M., van Oosten D., Kampfrath T., Schoenmaker H., Heideman R., Leinse A., Kuipers L.* Probing the magnetic field of light at optical frequencies // *Science*. — 2009. — v. 326. — pp. 550–553.
- [142] *Oesterschulze E., Georgiev G., Müller-Wiegand M., Vollkopf A., Rudow O.* Transmission line probe based on a bow-tie antenna // *J. Microsc.* — 2001. — v. 202. — pp. 39–44.
- [143] *Betzig E., Finn P. L., Weiner J. S.* Combined shear force and near-field scanning optical microscopy // *Appl. Phys. Lett.* — 1992. — v. 60. — pp. 2484–2486.
- [144] *Bethe H. A.* Theory of diffraction by small holes // *Phys. Rev.* — 1944. — v. 66. — pp. 163–182.
- [145] *Bouwkamp C.* On Bethe's theory of diffraction by small holes // *Philips Res. Rep.* — 1950. — v. 5. — pp. 321–332.
- [146] *Novotny L., Pohl D. W. H. B.* Scanning near-field optical probe with ultrasmall spot size // *Opt. Lett.* — 1995. — v. 20. — pp. 970–972.
- [147] *Denkova D., Verellen N., Silhanek A. V., Valev V. K., Dorpe P. V., Moshchalkov V. V.* Mapping magnetic near-field distributions of plasmonic nanoantennas // *ACS Nano*. — 2013. — v. 7. — pp. 3168–3176.
- [148] *Novotny L., Stranick S. J.* Near-field optical microscopy and spectroscopy with pointed probes // *Annu. Rev. Phys. Chem.* — 2006. — v. 57. — pp. 303–331.
- [149] *Taubner T., Hillenbrand R., Keilmann F.* Performance of visible and mid-infrared scattering-type near-field optical microscopes // *J. Microsc.* — 2003. — v. 210. — pp. 311–314.
- [150] *Казанцев Д. В., Кузнецов Е. В., Тимофеев С. В., Шелаяев А. В., Казанцева Е. А.* Безапертурная микроскопия ближнего оптического поля // *УФН*. — 2017. — v. 187. — pp. 277–295.
- [151] *Ocelic N., Huber A., Hillenbrand R.* Pseudoheterodyne detection for background-free near-field spectroscopy // *Appl. Phys. Lett.* — 2006. — v. 89. — p. 101124.
- [152] *Imura K., Nagahara T., Okamoto H.* Near-field optical imaging of plasmon modes in gold nanorods // *J. Chem. Phys.* — 2005. — v. 122. — p. 154701.
- [153] *Imura K., Okamoto H.* Reciprocity in scanning near-field optical microscopy: illumination and collection modes of transmission measurements // *Opt. Lett.* — 2006. — v. 31. — pp. 1474–1476.

- [154] *Kihm H. W., Kim J., Koo S., Ahn J., Ahn K., Lee K., Park N., Kim D.-S.* Optical magnetic field mapping using a subwavelength aperture // *Opt. Express*. — 2013. — v. 21. — pp. 5625–5633.
- [155] *le Feber B., Rotenberg N., Beggs D. M., Kuipers L.* Simultaneous measurement of nanoscale electric and magnetic optical fields // *Nat. Photonics*. — 2014. — v. 8. — pp. 43–46.
- [156] *Imaeda K., Hasegawa S., Imura K.* Static and dynamic near-field measurements of high-order plasmon modes induced in a gold triangular nanoplate // *J. Phys. Chem. Lett.* — 2018. — v. 9. — pp. 4075–4081.
- [157] *Matsuura T., Imaeda K., Hasegawa S., Suzuki H., Imura K.* Characterization of overlapped plasmon modes in a gold hexagonal plate revealed by three-dimensional near-field optical microscopy // *J. Phys. Chem. Lett.* — 2019. — v. 10. — pp. 819–824.
- [158] *Mikhailovsky A. A., Petruska M. A., Stockman M. I., Klimov V. I.* Broadband near-field interference spectroscopy of metal nanoparticles using a femtosecond white-light continuum // *Opt. Lett.* — 2003. — v. 28. — pp. 1686–1688.
- [159] *Prikulis J., Xu H., Gunnarsson L., Käll M., Olin H.* Phase-sensitive near-field imaging of metal nanoparticles // *J. Appl. Phys.* — 2002. — v. 92. — pp. 6211–6214.
- [160] *Mikhailovsky A. A., Petruska M. A., Li K., Stockman M. I., Klimov V. I.* Phase-sensitive spectroscopy of surface plasmons in individual metal nanostructures // *Phys. Rev. B*. — 2004. — v. 69. — p. 085401.
- [161] *Achermann M., Shuford K. L., Schatz G. C., Dahanayaka D. H., Bumm L. A., Klimov V. I.* Near-field spectroscopy of surface plasmons in flat gold nanoparticles // *Opt. Lett.* — 2007. — v. 32. — pp. 2254–2256.
- [162] *Imura K., Nagahara T., Okamoto H.* Characteristic near-field spectra of single gold nanoparticles // *Chem. Phys. Lett.* — 2004. — v. 400. — pp. 500–505.
- [163] *Imura K., Ueno K., Misawa H., Okamoto H.* Anomalous light transmission from plasmonic-capped nanoapertures // *Nano Lett.* — 2011. — v. 11. — pp. 960–965.
- [164] *Esmann M., Becker S. F., Witt J., Zhan J., Chimeh A., Korte A., Zhong J., Vogelgesang R., Wittstock G., Lienau C.* Vectorial near-field coupling // *Nat. Nanotechnol.* — 2019. — v. 14. — pp. 698–704.
- [165] *Nikitin A. Y., Alonso-González P., Vélez S., Mastel S., Centeno A., Pesquera A., Zurutuza A., Casanova F., Hueso L. E., Koppens F. H. L., Hillenbrand R.* Real-space mapping of tailored sheet and edge plasmons in graphene nanoresonators // *Nat. Photonics*. — 2016. — v. 10. — pp. 239–243.

- [166] *Coenen T., van de Groep J., Polman A.* Resonant modes of single silicon nanocavities excited by electron irradiation // *ACS Nano*. — 2013. — v. 7. — pp. 1689–1698.
- [167] *Alexander D. T. L., Flauraud V., Demming-Janssen F.* Near-field mapping of photonic eigenmodes in patterned silicon nanocavities by electron energy-loss spectroscopy // *ACS Nano*. — 2021. — v. 15. — pp. 16501–16514.
- [168] <https://www.bruker.com/content/bruker/int/en/products-and-solutions/infrared-and-raman/ft-ir-research-spectrometers/vertex-research-ft-ir-spectrometer/vertex-80-80v-ft-ir-spectrometer.html>.
- [169] *Bruker GmbH*, <http://www.bruker.com>.
- [170] *Lumerical FDTD Solutions*, <http://www.lumerical.com>.
- [171] *Fontaine K. T., Whitney W. S., Atwater H. A.* Resonant absorption in semiconductor nanowires and nanowire arrays: Relating leaky waveguide modes to Bloch photonic crystal modes // *J. Appl. Phys.* — 2014. — v. 116. — p. 153106.
- [172] *NKT Photonics*. https://www.photonicsolutions.co.uk/upfiles/SuperK_EXTREME.pdf.
- [173] *NKT Photonics*. <https://www.nktphotonics.com/products/supercontinuum-white-light-lasers/superk-select/>
- [174] *Barnard E. S., Coenen T., Vesseur E. J. R., Polman A., Brongersma M. L.* Imaging the hidden modes of ultrathin plasmonic strip antennas by cathodoluminescence // *Nano Lett.* — 2011. — v. 11. — pp. 4265–4269.
- [175] *Ropers C., Park D. J., Stibenz G., Steinmeyer G., Kim J., Kim D. S., Lienau C.* Femtosecond light transmission and subradiant damping in plasmonic crystals // *Phys. Rev. Lett.* — 2005. — v. 94. — p. 113901.
- [176] *Rolly B., Stout B., Bonod N.* Boosting the directivity of optical antennas with magnetic and electric dipolar resonant particles // *Opt. Express*. — 2012. — v. 20. — pp. 20376–20386.
- [177] *Rolly B., Stout B., Bidault S., Bonod N.* Crucial role of the emitter-particle distance on the directivity of optical antennas // *Opt. Lett.* — 2011. — v. 36. — pp. 3368–3370.
- [178] *Bordo V. G.* Model of Fabry-Pérot-type electromagnetic modes of a cylindrical nanowire // *Phys. Rev. B*. — 2010. — v. 81. — p. 035420.
- [179] *Wysin G.* <https://www.phys.ksu.edu/personal/wysin/OpticalModes/tripics/index.html>.
- [180] *Alex-Amor A., Valerio G., Ghasemifard F., Mesa F., Padilla P., Fernández-González J. M., Quevedo-Teruel O.* Wave propagation in periodic metallic structures with equilateral triangular holes // *Appl. Sci.* — 2020. — v. 10.

- [181] *Frolov A. Y., de Vondel J. V., Panov V. I., Dorpe P. V., 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. — pp. 543–557.
- [182] *Frolov A. Y., Shcherbakov M. R., Fedyanin A. A.* Dark mode enhancing magneto-optical Kerr effect in multilayer magnetoplasmonic crystals // *Phys. Rev. B*. — 2020. — v. 101. — p. 045409.