

МОСКОВСКИЙ ГОСУДАРСТВЕННЫЙ УНИВЕРСИТЕТ
имени М.В.ЛОМОНОСОВА

ФИЗИЧЕСКИЙ ФАКУЛЬТЕТ

На правах рукописи

Мусорин Александр Игоревич

Статическая и фемтосекундная магнитооптика
магнитоплазмонных решеток, магнитофотонных кристаллов
и метаповерхностей

01.04.21 — лазерная физика

ДИССЕРТАЦИЯ

на соискание ученой степени
кандидата физико-математических наук

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

Москва — 2018

Оглавление

Введение	6
Глава I	
Статическое и динамическое управление магнитооптическим откликом наноструктурированных объектов: обзор литературы	13
1. Магнитооптические эффекты	13
1.1. Магнитоактивная плазма	14
1.2. Уравнения Максвелла	15
1.2.1. Граничные условия	16
1.2.2. Формулы Френеля для напряженности электрического поля электромагнитной волны	16
1.2.3. Тензор диэлектрической проницаемости при наличии магнитного поля	18
1.3. Эффект Фарадея	23
1.4. Магнитный круговой дихроизм	24
1.5. Полярный эффект Керра	25
1.6. Продольный эффект Керра	26
1.7. Экваториальный эффект Керра	27
1.8. Эффект Фохта	30
1.9. Ориентационный магнитооптический эффект	30
2. Локализация электромагнитного поля	31
2.1. Магнитофотонные кристаллы	31
2.2. Плазмонные эффекты	35
2.2.1. Локализованные поверхностные плазмоны	35
2.2.2. Бегущие поверхностные плазмон-поляритоны	44
2.3. Материалы с высоким показателем преломления	55
3. Сверхбыстрая динамика магнитооптического отклика	70
3.1. Методы детектирования лазерных импульсов сверхкороткой длительности	70
3.1.1. Корреляционный метод измерения импульсов фемтосекундной длительности	71
3.1.2. Методика накачка-зонд	72
3.2. Сверхбыстрый магнетизм и процессы размагничивания в ферромагнетиках	72

3.3. Сверхбыстрое полностью оптическое переключение в металлических сплавах	75
4. Методы численного моделирования оптического и магнитооптического отклика, в том числе с временным разрешением	78
4.1. Метод конечных разностей во временной области	78
4.2. Метод матриц распространения 4x4	80
4.2.1. Расчет спектральных зависимостей коэффициентов пропускания и отражения, фарадеевского и керровского углов многослойных структур	80
4.2.2. Моделирование сверхбыстрой динамики фарадеевского поворота	82

Глава II

Спектроскопия фемтосекундной динамики эффекта Фарадея магнитофотонных кристаллов 84

1. Теоретическое исследование фемтосекундной динамики Фарадея	85
1.1. Аналитический расчет фарадеевского вращения в условиях многолучевой интерференции	85
1.2. Численное моделирование динамики эффекта Фарадея и эволюции фемтосекундного оптического импульса при его распространении через магнитофотонные кристаллы	90
2. Экспериментальные образцы, спектроскопия коэффициента пропускания и фарадеевского вращения	94
3. Модуляционная схема для исследования динамики эффекта Фарадея с фемтосекундным временным разрешением	97
4. Спектроскопия фемтосекундной динамики эффекта Фарадея	102
4.1. Временная зависимость фарадеевского вращения в магнитофотонном кристалле	102
4.2. Временная зависимость фарадеевского вращения в тонкой магнитной пленке	104
5. Обсуждение достигнутых результатов	105
6. Выводы к главе	107

Глава III

Резонансное усиление магнитооптического отклика магнитофотонных метаповерхностей при возбуждении резонансов Ми	108
1. Образцы магнитофотонных метаповерхностей	111
1.1. Процедура изготовления серии экспериментальных образцов....	111
1.2. Твердотельная характеристика образца	112
2. Экспериментальная установка для спектроскопии оптического и магнитооптического сигнала.....	112
3. Спектроскопия коэффициента пропускания магнитофотонных образцов	113
3.1. Геометрия проводимого эксперимента	113
3.2. Экспериментальное обнаружение и численное подтверждение возбуждения магнитного дипольного резонанса в образцах гибридных нанодисков	114
4. Исследование магнитооптического отклика в образцах, поддерживающих возбуждение резонансов Ми	115
4.1. Геометрия проводимого эксперимента	115
4.2. Экспериментальное исследование спектральных зависимостей магнитооптического эффекта	115
4.3. Численное подтверждение усиления магнитооптического эффекта в серии образцов массивов гибридных нанодисков.....	117
4.4. Экспериментальная зависимость магнитооптического эффекта от величины приложенного внешнего магнитного поля в образцах субволновых массивов гибридных нанодисков.....	118
5. Численное исследование магнитооптического эффекта в образцах, поддерживающих возбуждение электрического дипольного резонанса Ми..	119
6. Численное моделирование магнитооптического эффекта в магнитофотонных метаповерхностях.....	121
7. Выводы к главе.....	125

Глава IV

Управление спектром экваториального магнитооптического эффекта Керра в двумерных магнитоплазмонных решетках	126
1. Экспериментальные образцы с двумерным упорядочением плазмонных золотых наносфер внутри диэлектрического магнитного слоя.....	127
1.1. Процедура изготовления образцов	127

1.2. Твердотельная характеристика образцов	127
1.3. Магнитные свойства образца	128
2. Спектроскопия коэффициента пропускания магнитоплазмонных образцов	129
2.1. Экспериментальное исследование спектров пропускания образцов в зависимости от угла падения	129
2.2. Численное моделирование оптического отклика образцов в зави- симости от угла падения	133
2.3. Экспериментальное и теоретическое исследование спектров коэф- фициента пропускания образцов в зависимости от азимутального угла	134
2.4. Численное моделирование азимутальной зависимости спектров пропускания исследуемых образцов для различных углов падения	141
3. Спектроскопия экваториального магнитооптического эффекта Керра магнитоплазмонных образцов	143
3.1. Экспериментальное исследование азимутальной зависимости спек- тров экваториального магнитооптического эффекта Керра магни- топлазмонных образцов	143
3.2. Численное моделирование азимутальной зависимости спектров экваториального магнитооптического эффекта Керра магнито- плазмонных образцов	146
4. Выводы к главе	148
Заключение	150
Список обозначений	152
Благодарности	153
Список литературы	155

Введение

Диссертационная работа посвящена экспериментальному и теоретическому исследованию фемтосекундной динамики эффекта Фарадея в магнитнофотонных кристаллах, а также стационарных интенсивностных магнитооптических эффектов в магнитнофотонных метаповерхностях и магнитоплазмонных нанорешетках.

Бурное развитие методик изготовления и структурирования, позволяющих создавать нанообъекты различных форм, послужило толчком к проведению экспериментов и ускорению построения фундаментальных теорий, описывающих взаимодействие света со средой на субволновом пространственном масштабе. Благодаря новым технологиям стало возможным не только изготавливать структуры малых размеров, характерный масштаб которых сравним с длиной волны света или даже меньше нее, но и управлять ими. Наноструктурированные образцы открывают широкие горизонты для проведения фундаментальных исследований в оптике, а также для прикладных отраслей, целью которых является контролирование света. Возможность управления светом привлекает внимание ввиду высокой частоты электромагнитной волны, а следовательно, способности передавать огромное количество битов информации, а также повышения быстродействия оптических систем обработки данных. Среды с искусственным наноструктурированием позволяют сконцентрировать электромагнитное поле в объеме порядка нанообъекта. Чем сильнее локализация поля, тем больше величины оптических эффектов.

Из физики твердого тела известно, что одним из способов локализации волновой функции является использование периодического потенциала. Таковым может быть расположение ионов в кристалле. По аналогии с волновой функцией электронов для фотонов справедливо подобное выражение для поля электромагнитной волны. В оптике создать периодический потенциал можно путем чередования материалов, обладающих разными показателями преломления. Такие структуры получили название фотонных кристаллов [1]. Они могут быть использованы в качестве различных устройств, биосенсоров [2], суперпризм [3], волноводов [4]. Для науки такие искусственно структурированные среды также представляют немалый интерес. Они позволяют управлять динамикой спонтанного излучения квантовых точек [5], добиться усиления нелинейно-оптических эффектов [6–8], реализуют гигантскую оптическую дисперсию и аномальную групповую скорость [9]. Однако в рамках данной работы они привлекают к себе внимание тем, что можно добиться усиления магнитооптического отклика таких структур на порядки, если в качестве элементов фотонного кристалла используются гиротропные материалы [10–12].

Другое физическое явление, за счет которого возможно добиться локализации электромагнитного поля, — поверхностные плазмоны. Будучи совместным колеба-

нием электронной плазмы в металле, они оказывают сильное влияние на его оптические свойства [13]. При взаимодействии этих квазичастиц со светом образуются поверхностные плазмон-поляритоны. Например, бегущие плазмон-поляритоны приводят к появлению и усилению различных эффектов: комбинационного рассеяния, усиленного поверхностью [14, 15]; усиления генерации оптических гармоник [14, 16, 17]; повышению эффективности преобразования энергии в кремниевых солнечных батареях [18]. Другим способом усиления оптического отклика являются локальные плазмоны. Металлические частицы при достаточно малых размерах могут быть рассмотрены как колеблющиеся диполи. На границе раздела частица-окружающая среда будет наблюдаться усиление электромагнитного поля. За счет таких элементарных возбуждений удалось добиться усиления генерации оптических гармоник [19], исследовать излучение, наводимое туннельным переходом [20], обнаружить усиление рассеяния [21]. Если материалы элементов плазмонных систем магнитные, то такие структуры демонстрируют уникальные магнитооптические свойства [11, 12, 22–25].

Совершенно новым способом концентрации электромагнитной энергии на субволновом масштабе является использование полупроводниковых и диэлектрических наноструктурированных материалов с высоким показателем преломления [26]. В таких наночастицах возбуждаются локализованные собственные моды электромагнитного излучения (резонансы Ми). Данный подход имеет ряд преимуществ. Во-первых, такие структуры в ближнем инфракрасном (ИК) диапазоне почти полностью лишены поглощения в отличие от металлических нанобъектов. Во-вторых, они могут быть совместимы с процессом изготовления КМОП (комплементарных структур металл-оксид-полупроводник) устройств, что делает их привлекательными с точки зрения задач интегральной кремниевой нанофотоники. За последние несколько лет было показано множество успешных реализаций диэлектрических и полупроводниковых наноструктур для решения самых разнообразных задач: от создания наноразмерных пространственных фильтров [27–29], линз [30] и поляризационных преобразователей [31, 32] до голографических пластинок субмикронной толщины [33].

Понимание механизмов взаимодействия света с зарядами, спинами, решеткой магнитных материалов, эволюции энергий, соответствующих этим взаимодействиям, их перераспределение представляет непростую и важную научную задачу. Характерный временной масштаб спин-орбитального взаимодействия лежит в диапазоне субпикосекунд [34]. Управление магнитным порядком с помощью электромагнитного излучения оптического диапазона является мощным фактором для развития спинтроники, систем хранения и обработки данных, квантовых компьютеров. Таким образом, представляет интерес изучение динамики магнитооптических эффектов на временах порядка субпикосекунд. Существует ряд работ, целью которых было исследовать пикосекундную динамику намагниченности [34–36]. Была

продемонстрирована возможность управления магнитной подсистемой с помощью мощных фемтосекундных лазерных импульсов. В данной же работе предлагается исследовать динамику магнитооптических эффектов как таковых без возмущения магнитной подсистемы, используя фемтосекундные лазеры меньшей мощности, то есть фемтосекундную магнитооптику, на примере магнитофотонных периодически наноструктурированных образцов, чего ранее сделано не было. Эксперименты без разрешения по времени будем называть статической магнитооптикой.

В **первой** главе диссертационной работы проводится анализ литературы, содержащий описание и свойства исследуемых эффектов, способы их детектирования, в том числе с фемтосекундным временным разрешением. Кроме того, приведен обзор объектов изучения данной работы. Обсуждаются численные методы моделирования оптического и магнитооптического эксперимента.

Во **второй** главе методом поляризационно-чувствительной корреляционной спектроскопии экспериментально продемонстрирована фемтосекундная динамика эффекта Фарадея в одномерных магнитофотонных кристаллах различной добротности. Проведено численное моделирование для подтверждения полученных результатов.

В **третьей** главе исследованы резонансные оптические и магнитооптические эффекты в магнитофотонных метаповерхностях. Проводится экспериментальное и теоретическое исследование интенсивностного магнитооптического эффекта в геометрии на пропускание при возбуждении резонансов Ми в гибридных нанодисках кремния/никеля.

Четвертая глава диссертации посвящена экспериментальному и численному исследованию экваториального магнитооптического эффекта Керра в двумерных магнитоплазмонных нанорешетках. Показана возможность управления величиной и спектральным положением магнитооптического сигнала с помощью таких образцов.

Актуальность проводимого исследования заключается в фундаментальном интересе к эволюции магнитооптического отклика гиротропных наноструктур на масштабе фемтосекунд. Экспоненциальный рост числа публикаций, освещающих состояние дел в наноплазмонике, фотонике и магнетизме, доказывает заинтересованность мирового научного сообщества разработками в данных направлениях. Открытия на стыке двух областей всегда производят революцию в фундаментальной науке, а позже и в прикладных отраслях. По этим причинам проведенные в рамках данной диссертационной работы фундаментальные исследования на стыке оптики и магнетизма актуальны. Экспериментальные и теоретические результаты неоднократно были доложены на профильных международных конференциях и семинарах, опубликованы в российских и зарубежных журналах. Большинство достигнутых результатов

являются новыми и получены впервые.

Степень разработанности исследования состоит в том, что, несмотря на огромное количество источников литературы о плазмонных и фотонных наноструктурах с гиротропными материалами, об использовании магнитооптических эффектов как метода для мониторинга магнитной подсистемы образцов с фемтосекундным временным разрешением, вопрос о внутриимпульсной динамике эффектов исследован не был. В связи с этим целями данной диссертационной работы являются экспериментальное обнаружение фемтосекундной динамики магнитооптических эффектов в магнитофотонных кристаллах различной добротности, исследование спектральных характеристик оптического и магнитооптического откликов образцов магнитофотонных метаповерхностей и магнитопазмонных нанорешеток.

Научная новизна результатов диссертационной работы состоит в следующем.

1. Впервые экспериментально продемонстрирована фемтосекундная динамика магнитооптического отклика одномерных низко- и высокодобротных магнитофотонных кристаллов на примере эффекта Фарадея внутри одиночного лазерного импульса. Установлено, что характер эволюции фарадеевского вращения определяется фазовыми соотношениями между напряженностями электрических полей «перекрывающихся» последовательных частей одиночного лазерного импульса.
2. Впервые экспериментально продемонстрировано усиление интенсивностного магнитооптического эффекта в геометрии Фохта за счет возбуждения резонансов Ми в магнитофотонных метаповерхностях на основе гибридных нанодисков кремния/никеля. Показано, что за счет возбуждения магнитодипольного Ми резонанса возможно в пять раз усилить эффект по сравнению с тонкой ферромагнитной пленкой. Численно продемонстрирована возможность модуляции коэффициента пропускания до 20% с помощью таких структур при приложении внешнего магнитного поля.
3. Обнаружен эффект гибридизации оптических состояний, соответствующих возбуждению локальных плазмон-поляритонов, волноводных мод и дифракционных порядков, в образцах двумерных магнитоплазмонных нанорешеток. Показано, что оптический и магнитооптический отклик подобных структур резонансным образом зависит от степени гибридизации.

Практическая значимость работы состоит в возможном использовании полученных результатов для задач, связанных с управлением светом с помощью наложения внешнего магнитного поля, разработке новых типов магнитооптических модуляторов, интерферометров, активных нанофотонных устройств. Достигнутые результа-

ты могут быть использованы при разработке голографических дисплеев, устройств хранения и обработки данных. На основании результатов работы получен патент.

Методы исследования, применяющиеся в работе, следующие.

- Фемтосекундная динамика магнитооптических эффектов проводилась методом поляризационно-чувствительной корреляционной спектроскопии.
- Оптическая характеристика образцов проводилась методом частотно-угловой спектроскопии коэффициента пропускания.
- Характеризация магнитных свойств образцов проводилась методом вибрационной магнитометрии.
- Топология поверхности исследуемых в работе образцов проводилась при помощи оптической, атомно-силовой и сканирующей электронной микроскопии.
- Численные расчеты динамики эффекта Фарадея в магнитофотонных кристаллах проводились методом матриц распространения 4×4 в комбинации с быстрым преобразованием Фурье.
- Численные расчеты распределения электромагнитных полей, оптических и магнитооптических спектров были также проведены методом конечных разностей во временной области.

Положения, выносимые на защиту:

- Существует принципиальная возможность управления поворотом плоскости поляризации внутри одиночного фемтосекундного импульса с помощью магнитофотонных кристаллов.
- На масштабах порядка субпикосекунд существуют соотношения между длиной волны фемтосекундного лазерного импульса, его длительностью и временем, проведенным импульсом внутри многослойной структуры, при которых временная зависимость фарадеевского вращения имеет убывающий характер.
- Возбуждение резонансов Ми в магнитофотонных метаповерхностях приводит к усилению магнитооптических эффектов. Величина усиления интенсивностного магнитооптического эффекта в субволновом массиве гибридных нанодисков кремния/никеля достигает пяти раз по сравнению с плоской ферромагнитной пленкой за счет возбуждения магнитодипольного резонанса Ми и локализации электромагнитного поля внутри нанодисков.

- Приложение внешнего магнитного поля в магнитофотонных метаповерхностях приводит к изменению коэффициента пропускания на 0.2. Эффект обусловлен гибридизацией магнитного и электрического дипольных резонансов Ми.
- В двумерных магнитоплазмонных решетках с магнитным диэлектрическим слоем в спектральной области гибридизации волноводных мод, локализованных плазмон-поляритонов и дифракционных порядков экваториальный магнитооптический эффект Керра меняется резонансным образом в зависимости от угла падения излучения, азимутального угла поворота образца и длины волны излучения.

Апробация результатов проведена на следующих международных конференциях:

- International Conference on Metamaterials and Nanophotonics (METANANO), Владивосток, Россия, сентябрь 2017 и Сочи, Россия, сентябрь 2018.
- 9th International Conference on Materials for Advanced Technologies (ICMAT), Сингапур, Сингапур, июнь 2017.
- Conference on Lasers and Electro-optics (CLEO), Мюнхен, Германия, июнь 2017.
- Progress In Electromagnetics Research Symposium (PIERS), Санкт-Петербург, Россия, май 2017.
- Colloquium on Functional Magnetic Materials and Future Magnetism, Тойохаши, Япония, март 2016.
- E-MRS Spring Meeting and Exhibit, Лилль, Франция, май 2015.
- SPIE. Optics+optoelectronics, Прага, Чехия, апрель 2015.
- Moscow international symposium on Magnetism (MISM), Москва, Россия, июль 2014 и июль 2017.
- 5th International Conference on Metamaterials, Photonic Crystals and Plasmonics (META'14), Сингапур, Сингапур, май 2014.
- Annual international conference «Days on Diffraction», Санкт-Петербург, Россия, май 2014, май 2015 и май 2018.
- SPIE Photonics Europe, Брюссель, Бельгия, апрель 2014 и Страсбург, Франция апрель 2018.

- Donostia International Conference on Nanoscaled Magnetism and Applications (DICNMA), Сан-Себастьян, Испания, сентябрь 2013
- International Conference on Coherent and Nonlinear Optics/International Conference on Lasers, Applications and Technologies (ICONO/LAT), Москва, Россия, июнь 2013 и Минск, Беларусь, сентябрь 2016.
- 12th Joint MMM/Intermag Conference, Чикаго, США, январь 2013.

Основные результаты работы являются оригинальными и опубликованы в 15 печатных работах, в том числе в 14 статьях в журналах «ACS Photonics» [37], «Physical Review Applied» [38], «Physical Review B» [39], «Journal of Magnetism and Magnetic Materials» [25, 40], «SPIE Proceedings» [41–43], «AIP Conference Proceedings» [44], «Известия РАН. Серия Физическая» [45], «Журнал прикладной спектроскопии» [46–49]. На основании полученных результатов получен патент [50].

Глава I

Статическое и динамическое управление магнитооптическим откликом наноструктурированных объектов: обзор литературы

1. Магнитооптические эффекты

Впервые возможность взаимодействия света и магнитного поля была продемонстрирована экспериментально Майклом Фарадеем в 1845 году [51]. Этот год считается открытием эффекта Фарадея — поворота плоскости поляризации линейно поляризованного света, прошедшего гиротропную среду, помещенную в магнитное поле. Тридцать лет спустя, также экспериментально, Джон Керр обнаружил схожее явление в отраженном свете — полярный магнитооптический эффект Керра. Двумя годами позже Керр обнаружил, что и для магнитного поля, лежащего в плоскости образца, наблюдается вращение плоскости поляризации при отражении света — продольный (меридиональный) магнитооптический эффект Керра. Лишь через десять лет было обнаружено, что кроме поворота плоскости поляризации в отраженном свете наблюдается еще и появление эллиптичности. В 1896 году Питером Зееманом была обнаружена магнитооптическая активность при отражении в третьей возможной геометрии магнитного поля — поперечный (экваториальный) магнитооптический эффект Керра. Кроме того, позже Зееман установил, что в присутствии магнитного поля наблюдается расщепление спектральных линий атомов.

Первая теоретическая модель эффекта Фарадея, однако, была предложена лишь в 1884 году Хендриком Лоренцем и не учитывала квантовой механики. В ее основу легла идея, что лево- и правоциркулярно поляризованные электромагнитные волны взаимодействуют с классическими электронными колебаниями в твердых телах по-разному. В 30-х годах XX века было установлено, что существует связь между эффектом Фарадея и спин-поляризованными электронами при наличии спин-орбитального взаимодействия. Следующим шагом в понимании, как коррелируют эксперимент и теория, стало обнаружение связи между магнитооптическим откликом веществ и их зонной структурой.

Было установлено, что магнитооптический эффект Керра (МОЭК) позволяет наблюдать и изучать магнитные домены, доменные стенки, исследовать зонную структуру полупроводников, электронную конфигурацию веществ, считывать информацию с магнитных носителей и использовать его для магнитной записи. Другим применением МОЭК является запись субпикосекундной спиновой динамики и процессов магнитной релаксации в тонких магнитных пленках [34] для визуализации

временного и пространственного отклика на магнитные импульсы [52].

Магнитооптические измерения стали мощным инструментом при изучении физики твердого тела. Любая магнитооптическая спектроскопия основывается на фундаментальном свойстве поляризованного света воздействовать на орбитальные моменты самих электронов, спин-поляризованных электронных состояний, которые, в свою очередь, связаны со спинами через спин-орбитальное взаимодействие. Методы магнитооптической спектроскопии являются высокочувствительным инструментом для изучения на почти атомарном уровне тех частей электронной структуры, которые ответственны за магнетизм, так как спиновая и орбитальная поляризации являются краеугольным камнем всех магнитных явлений.

1.1. Магнитоактивная плазма

Простейшей моделью, объясняющей проявление магнитооптических эффектов, является магнитоактивная плазма. Рассмотрим, что служит причиной их возникновения. Магнитоактивной плазмой называют плазму, находящуюся во внешнем магнитном поле [53]. Оно оказывает сильное влияние на движение заряженных частиц и, как следствие, на диэлектрические свойства материалов. Рассмотрим модель бесстолкновительной холодной плазмы во внешних переменном электрическом поле E (например, в световой волне) и постоянном магнитном поле B . На заряженную частицу будет действовать сила Лоренца:

$$m \frac{d\vec{v}}{dt} = -e\vec{E} - \frac{e}{c}[\vec{v}, \vec{B}]. \quad (1)$$

Здесь m и e — масса и заряд электрона, $\vec{v}$ — его скорость, а c — скорость света. Будем искать решение в виде гармонической зависимости от времени: $\sim e^{-i\omega t}$. Продифференцируем выражение (1) по времени. Учтем, что магнитное поле постоянное, т.е. $\frac{d\vec{B}}{dt} = 0$. В правой части получившегося уравнения подставим выражение для производной скорости из (1):

$$m\omega^2\vec{v} = -i\omega e\vec{E} - \frac{e^2}{mc}[\vec{E}, \vec{B}] + \frac{e^2}{mc^2}[\vec{B}, [\vec{v}, \vec{B}]]. \quad (2)$$

Введем единичный вектор вдоль направления магнитного поля $\vec{b} = \vec{B}/B$. Выразим из (1) и подставим в правую часть (2) скорость $\vec{v} = (e\vec{E} + \frac{e}{c}[\vec{v}, \vec{B}]) / (i\omega m)$:

$$\left\{ \omega^2 - \left(\frac{eB}{mc} \right)^2 \right\} \vec{v} = -\frac{i\omega e}{m}\vec{E} - \frac{e}{m} \frac{eB}{mc} [\vec{E}, \vec{b}] - \left(\frac{eB}{mc} \right)^2 \frac{e}{i\omega m} \left[\vec{b}(\vec{E}, \vec{b}) - \frac{B}{c}(\vec{b}, [\vec{v}, \vec{b}]) \right]. \quad (3)$$

Последнее слагаемое в квадратных скобках равно нулю, т.к. смешанное произведение равно нулю. Величина $eB/(mc) = \omega_B$ — циклотронная частота. Окончательно

получаем выражение для скорости:

$$\vec{v} = -\frac{i\omega e}{m(\omega^2 - \omega_B^2)} \left(\vec{E} - \frac{i\omega_B}{\omega} [\vec{E}, \vec{b}] - \frac{\omega_B^2}{\omega^2} \vec{b}(\vec{b}, \vec{E}) \right). \quad (4)$$

Зная скорость движения электронов, можно определить плотность тока $\vec{j} = -eN_e\vec{v}$, где N_e — число электронов. Плотность тока, с одной стороны, связана с поляризацией $\vec{P}$ соотношением $d\vec{P}/dt = \vec{j}$, а с другой — $\vec{P} = \hat{\chi}\vec{E}$. Следовательно,

$$\vec{P} = \hat{\chi}\vec{E} = \frac{e^2N_e}{m(\omega^2 - \omega_B^2)} \left(\vec{E} - \frac{i\omega_B}{\omega} [\vec{E}, \vec{b}] - \frac{\omega_B^2}{\omega^2} \vec{b}(\vec{b}, \vec{E}) \right). \quad (5)$$

Таким образом, из данного выражения можно получить выражение для тензора диэлектрической восприимчивости $\hat{\chi}$, которое описывает свойства среды при наличии внешнего магнитного поля.

1.2. Уравнения Максвелла

Теоретическое описание магнитооптических эффектов можно провести, основываясь на макроскопических уравнениях Максвелла (записаны в системе СГС):

$$\text{div} \vec{D}(\vec{r}, t) = 4\pi\rho, \quad (6.1)$$

$$\text{rot} \vec{H}(\vec{r}, t) = \frac{4\pi}{c} \vec{j}(\vec{r}, t) + \frac{1}{c} \frac{\partial \vec{D}(\vec{r}, t)}{\partial t}, \quad (6.2)$$

$$\text{div} \vec{B}(\vec{r}, t) = 0, \quad (6.3)$$

$$\text{rot} \vec{E}(\vec{r}, t) = -\frac{1}{c} \frac{\partial \vec{B}(\vec{r}, t)}{\partial t}. \quad (6.4)$$

Здесь $\vec{D}(\vec{r}, t)$ — вектор смещения электрического поля (электрическая индукция), ρ — плотность электрических зарядов, $\vec{H}(\vec{r}, t)$ — вектор напряженности магнитного поля, $\vec{j}(\vec{r}, t)$ — вектор плотности электрического тока, $\vec{B}(\vec{r}, t)$ — вектор смещения магнитного поля (магнитная индукция), $\vec{E}(\vec{r}, t)$ — вектор напряженности электрического поля. Связь между $\vec{D}(\vec{r}, t)$ и $\vec{E}(\vec{r}, t)$, $\vec{B}(\vec{r}, t)$ и $\vec{H}(\vec{r}, t)$ задается дополнительными материальными соотношениями:

$$\vec{D}(\vec{r}, t) = \hat{\varepsilon}(\vec{r}, t) \vec{E}(\vec{r}, t) = (1 + 4\pi\hat{\chi}_e(\vec{r}, t)) \vec{E}(\vec{r}, t), \quad (7.1)$$

$$\vec{B}(\vec{r}, t) = \hat{\mu}(\vec{r}, t) \vec{H}(\vec{r}, t) = (1 + 4\pi\hat{\chi}_m(\vec{r}, t)) \vec{H}(\vec{r}, t), \quad (7.2)$$

где $\hat{\varepsilon}(\vec{r}, t)$, $\hat{\chi}_e(\vec{r}, t)$ — тензоры диэлектрической проницаемости и восприимчивости, $\hat{\mu}(\vec{r}, t)$, $\hat{\chi}_m(\vec{r}, t)$ — тензоры магнитной проницаемости и восприимчивости. Выполняя координатное и временное преобразование Фурье, перейдем к представлению в пространстве волновых векторов и частот:

$$\vec{D}(\vec{k}, \omega) = \hat{\varepsilon}(\vec{k}, \omega) \vec{E}(\vec{k}, \omega) = (1 + 4\pi\hat{\chi}_e(\vec{k}, \omega)) \vec{E}(\vec{k}, \omega), \quad (8.1)$$

$$\vec{B}(\vec{k}, \omega) = \hat{\mu}(\vec{k}, \omega) \vec{H}(\vec{k}, \omega) = (1 + 4\pi\hat{\chi}_m(\vec{k}, \omega)) \vec{H}(\vec{k}, \omega). \quad (8.2)$$

Для реальных веществ линейный размер решетки $a < 10$ нм. Поскольку используемая в оптике длина волны лежит в диапазоне 400-1500 нм, то $\vec{k} \rightarrow 0$, и в приближении $a/\lambda \ll 1$ можно считать материалы однородными, а следовательно, для рассматриваемых далее величин можно не учитывать зависимость от волнового вектора (отсутствует пространственная дисперсия) и считать их зависящими лишь от частоты ω .

Тензор $\hat{\mu}$ для большинства известных материалов можно заменить скалярной величиной, равной единице в оптическом диапазоне частот ($\mu = 1$), что и сделано в последующих выкладках.

1.2.1 Граничные условия

На границе раздела сред должны выполняться граничные условия:

$$E_{1t} = E_{2t}, \quad D_{1n} - D_{2n} = -4\pi\rho_s, \quad (9.1)$$

$$B_{1n} = B_{2n}, \quad H_{1t} - H_{2t} = \frac{4\pi}{c}j_s. \quad (9.2)$$

Здесь 1 и 2 — номер среды, t и n — тангенциальная и нормальная составляющие полей на границе раздела, а s обозначает, что учитываются лишь поверхностные заряды и токи.

1.2.2 Формулы Френеля для напряженности электрического поля электромагнитной волны

Пусть на границу раздела двух сред под углом α^{inc} падает электромагнитная волна с напряженностью электрического поля $\vec{E}^{inc}$ и волновым вектором $\vec{k}^i$ (см. рис. 1). Обозначим напряженность преломленной (прошедшей) волны как $\vec{E}^{tr}$, отраженной как $\vec{E}^{refl}$, а соответствующие волновые вектора как $\vec{k}^{tr}$ и $\vec{k}^{refl}$. При отсутствии источников токов и зарядов граничные условия (9) можно записать в виде [54]:

$$\left[\left(\vec{E} + \vec{E}^{refl} - \vec{E}^{tr} \right), \vec{N} \right] = 0, \quad (10.1)$$

$$\left(\left(\hat{\epsilon}_1(\vec{E} + \vec{E}^{refl}) - \hat{\epsilon}_2\vec{E}^{tr} \right), \vec{N} \right) = 0, \quad (10.2)$$

$$\left([\vec{k}, \vec{E}] + [\vec{k}^{refl}, \vec{E}^{refl}] - [\vec{k}^{tr}, \vec{E}^{tr}], \vec{N} \right) = 0, \quad (10.3)$$

$$\left[[\vec{k}, \vec{E}] + [\vec{k}^{refl}, \vec{E}^{refl}] - [\vec{k}^{tr}, \vec{E}^{tr}], \vec{N} \right] = 0, \quad (10.4)$$

где $\vec{N}$ — вектор нормали к поверхности образца, а $\hat{\epsilon}_{\{1,2\}}$ — тензоры диэлектрической проницаемости среды, из которой падает свет 1 и в которую проходит 2. Выражения для френелевских коэффициентов отражения и пропускания зависят от состояния

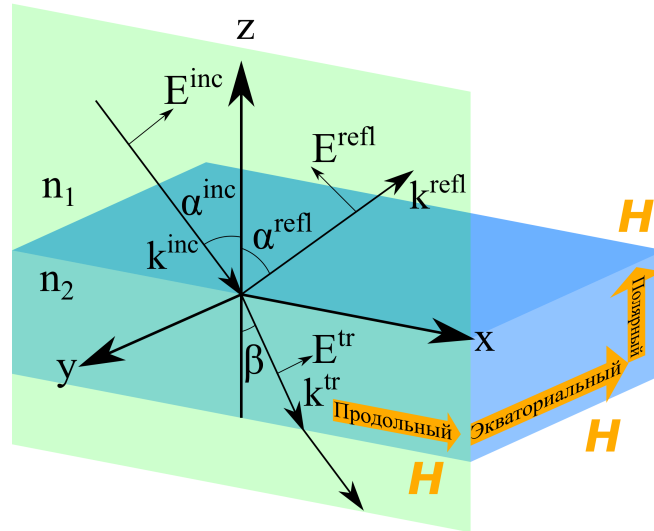


Рис. 1: Схема геометрий магнитооптических эффектов Керра.

поляризации падающей волны [55], §86. Любое состояние поляризации можно выразить через два базисных вектора поляризации. Рассмотрим далее линейный базис и учтем, что состояние поляризации не изменяется при отражении или прохождении.

- p -поляризация, TM -мода. Вектор $\vec{E}$ лежит в плоскости падения.

Из условия непрерывности тангенциальных составляющих $\vec{E}$ и $\vec{H}$ получаем:

$$(E - E^{refl}) \cos \alpha - E^{tr} \cos \beta = 0,$$

$$\sqrt{\varepsilon_1}(E + E^{refl}) - \sqrt{\varepsilon_2}E^{tr} = 0,$$

угол β — угол преломления.

Тогда для относительной величины прошедшего поля имеем:

$$t_{pp} = \frac{E^{tr}}{E} = \frac{2\sqrt{\varepsilon_1} \cos \alpha}{\sqrt{\varepsilon_1} \cos \alpha + \sqrt{\varepsilon_2} \cos \beta} = \frac{2 \cos \alpha \sin \beta}{\sin(\alpha + \beta) \cos(\alpha - \beta)}. \quad (11)$$

Для отраженного:

$$r_{pp} = \frac{E^{refl}}{E} = \frac{\sqrt{\varepsilon_2} \cos \alpha - \sqrt{\varepsilon_1} \cos \beta}{\sqrt{\varepsilon_2} \cos \alpha + \sqrt{\varepsilon_1} \cos \beta} = \frac{\tan(\alpha - \beta)}{\tan(\alpha + \beta)}. \quad (12)$$

- s -поляризация, TE -мода. Вектор $\vec{E}$ перпендикулярен плоскости падения.

Из (10.1) и (10.4) при условии изотропности тензоров $\hat{\varepsilon}$ получаем:

$$\vec{E} + \vec{E}^{refl} - \vec{E}^{tr} = 0,$$

$$\sqrt{\varepsilon_1}(E - E^{refl}) \cos \alpha - \sqrt{\varepsilon_2}E^{tr} \cos \beta = 0.$$

Тогда для относительной величины прошедшего поля с учетом закона Снеллиуса получаем:

$$t_{ss} = \frac{E^{tr}}{E} = \frac{2\sqrt{\varepsilon_1} \cos \alpha}{\sqrt{\varepsilon_1} \cos \alpha + \sqrt{\varepsilon_2} \cos \beta} = \frac{2 \cos \alpha \sin \beta}{\sin(\alpha + \beta)}. \quad (13)$$

Для отраженного:

$$r_{ss} = \frac{E^{refl}}{E} = \frac{\sqrt{\varepsilon_1} \cos \alpha - \sqrt{\varepsilon_2} \cos \beta}{\sqrt{\varepsilon_1} \cos \alpha + \sqrt{\varepsilon_2} \cos \beta} = -\frac{\sin(\alpha - \beta)}{\sin(\alpha + \beta)}. \quad (14)$$

- Нормальное падение.

В данном случае выражения для относительной величины прошедшего и отраженного поля запишутся в виде:

$$\frac{E^{tr}}{E} = \frac{2n_1}{n_1 + n_2}, \quad \frac{E^{refl}}{E} = \frac{n_1 - n_2}{n_1 + n_2}. \quad (15)$$

Коэффициент отражения R при наличии в среде 2 поглощения $\varkappa$, такого, что $\sqrt{\varepsilon_2} = n_2 + i\varkappa_2$, можно записать в виде:

$$R = \frac{(n_2 - 1)^2 + \varkappa_2^2}{(n_2 + 1)^2 + \varkappa_2^2}. \quad (16)$$

Здесь сделано предположение, что свет падает из воздуха, т.е. $n_1 = 1$.

1.2.3 Тензор диэлектрической проницаемости при наличии магнитного поля

Для изотропной среды тензор диэлектрической проницаемости $\hat{\varepsilon}$ записывается в симметричном виде:

$$\hat{\varepsilon} = \begin{pmatrix} \varepsilon & 0 & 0 \\ 0 & \varepsilon & 0 \\ 0 & 0 & \varepsilon \end{pmatrix}. \quad (17)$$

При наличии же постоянного магнитного поля данный тензор перестает быть симметричным [55], §101. При этом компоненты тензора связаны соотношением:

$$\varepsilon_{ik}(\vec{M}) = \varepsilon_{ki}(-\vec{M}),$$

где $\vec{M}$ — вектор намагниченности среды. Данный тензор эрмитов:

$$\varepsilon_{ik} = \varepsilon_{ki}^*.$$

Откуда следует, что вещественная и мнимая части ε_{ik} должны быть симметричной и антисимметричной:

$$\varepsilon'_{ik} = \varepsilon'_{ki}; \quad \varepsilon''_{ik} = -\varepsilon''_{ki}.$$

Таким образом, получается, что в непоглощающей среде величины ε'_{ik} являются четными, а ε''_{ik} — нечетными функциями $\vec{M}$:

$$\varepsilon'_{ik}(\vec{M}) = \varepsilon'_{ki}(\vec{M}) = \varepsilon'_{ik}(-\vec{M}), \quad \varepsilon''_{ik}(\vec{M}) = -\varepsilon''_{ki}(\vec{M}) = \varepsilon''_{ik}(-\vec{M})$$

Для гиротропной среды с намагниченностью направленной вдоль оси z тензор диэлектрической проницаемости $\hat{\varepsilon}$ запишется в виде:

$$\hat{\varepsilon} = \begin{pmatrix} \varepsilon & ig & 0 \\ -ig & \varepsilon & 0 \\ 0 & 0 & \varepsilon_{zz} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \varepsilon & 0 & 0 \\ 0 & \varepsilon & 0 \\ 0 & 0 & \varepsilon_{zz} \end{pmatrix} + \begin{pmatrix} 0 & ig & 0 \\ -ig & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \end{pmatrix}. \quad (18)$$

Вектор электрического смещения можно записать в виде [56]:

$$\vec{D} = \varepsilon_{zz}\vec{E} + i[\vec{g}, \vec{E}] + \epsilon(\vec{E} - \vec{b}(\vec{b}, \vec{E})). \quad (19)$$

Здесь введены обозначения: $\epsilon(M) = \varepsilon - \varepsilon_{zz}$, $\vec{g} = \{g_x, g_y, g_z\}$, — вектор гирации. В изотропной среде $\vec{g} = g(M)\vec{b}$, как правило $g(M) = aM$, a — константа. Похожее выражение уже было получено выше при рассмотрении модели холодной бесстолкновительной плазмы для вектора поляризации (5).

Магнитными свойствами обладают все материалы, отличаясь друг от друга их величиной. Она зависит от магнитной природы, которая может быть классифицирована на основе магнитной восприимчивости χ_m , связывающей вектор напряженности магнитного поля $\vec{H}$ с вектором намагниченности $\vec{M}$: $\vec{M} = \chi_m \vec{H}$: диамагнитная $\chi_m < 0$ величиной порядка $10^{-4} \dots 10^{-6}$; парамагнитная $\chi_m > 0$, той же величины, и ферромагнитная $\chi_m > 0$ величиной $10 \dots 10^4$. Зависимость намагниченности от приложенного внешнего поля также различна для этих веществ. Если для ферромагнетиков возможно достичь насыщения уже при относительно малых полях, то для диа- и парамагнетиков насыщение не достигается в принципе. По этой причине говорят, что для ферромагнетиков недиагональные компоненты тензора ε пропорциональны намагниченности (и имеют насыщение), а для диа- и парамагнетиков они пропорциональны внешнему магнитному полю [57].

Классическими характеристиками магнитного материала являются кривая намагничивания и петля гистерезиса (см. рис 2). Кривую намагничивания можно разделить на ряд участков, соответствующих различным физическим процессам, обуславливающим изменение намагниченности [58]. Область I — область обратимых процессов намагничивания. При возрастании и убывании напряженности магнитного поля H изменение намагниченности прямо пропорционально изменению напряженности поля $M = \chi_0 H$, χ_0 — начальная восприимчивость. Изменение намагниченности в этой области обусловлено, как правило, упругим смещением границ между магнитными областями. В области II $M = \chi_0 H - H^2/(8\pi)$ доминирует

к росту M отрицательного знака и достижению намагниченности насыщения M_S . Если теперь снова уменьшать поле, а затем прикладывать поле другого знака, то намагниченность пройдет через ноль при напряжении магнитного поля, равному положительной коэрцитивной силе, а дальше будет увеличиваться вновь до значений насыщения M_S .

Для произвольного направления вектора намагниченности $\{M_x, M_y, M_z\}$ тензор диэлектрической проницаемости $\hat{\varepsilon}$, выраженный через соответствующий вектор гирации $\vec{g}$, будет представлен в виде:

$$\hat{\varepsilon} = \begin{pmatrix} \varepsilon & ig_z & -ig_y \\ -ig_z & \varepsilon & ig_x \\ ig_y & -ig_x & \varepsilon \end{pmatrix}. \quad (20)$$

Слагаемое, пропорциональное первой степени гирации $[\vec{g}, \vec{E}]$ в выражении (19), определяет гиротропные эффекты: магнитное *круговое* двулучепреломление и магнитный *круговой* дихроизм. Последнее же слагаемое определяет оптическую магнитную анизотропию: магнитное *линейное* двулучепреломление и магнитный *линейный* дихроизм.

- Магнитное круговое двулучепреломление. Эффект заключается в повороте плоскости поляризации линейно поляризованного света, *прошедшего* намагниченный образец (эффект Фарадея). Поворот появляется из-за разницы показателей преломления право- и левоциркулярно поляризованного света.
- Магнитный круговой дихроизм. Эффект заключается в появлении эллиптичности у света, *прошедшего* намагниченную среду. Эллиптичность появляется из-за разницы коэффициентов поглощения право- и левоциркулярно поляризованного света.
- Магнитное линейное двулучепреломление. Линейно поляризованный свет, плоскость поляризации которого ориентирована под углом к направлению намагниченности, после *прохождения* через среду становится эллиптически поляризованным. Эффект обусловлен различием коэффициентов преломления линейно поляризованного света вдоль и поперек направления намагниченности (эффект Котона - Мутона). При этом волновой вектор ортогонален намагниченности. Эффект проявляется в сильных магнитных полях.
- Магнитный линейный дихроизм. В поперечно намагниченной волновому вектору среде происходит поворот угла ориентации эллипса поляризации. Эффект возникает из-за наличия разницы в коэффициентах поглощения линейно поляризованного вдоль и поперек магнитного поля света.

Возьмем ротор от уравнения (6.4), поменяем последовательность операций взятия временной производной и ротора в правой части выражения; в силу (8.2) и допущения о равенстве единице тензора $\hat{\mu}$ вместо $\mathbf{rot} \vec{B}$ подставим $\mathbf{rot} \vec{H}$ из (6.2), полагая равной нулю плотность токов $\vec{j}$:

$$\mathbf{rot} \mathbf{rot} \vec{E} = \left(\frac{\omega}{c}\right)^2 \vec{D}.$$

Решение ищется в виде гармонической функции, пропорциональной $\sim e^{-i\omega t + i(\vec{k}, \vec{r})}$. Используя соотношение $\mathbf{rot} \mathbf{rot} = \mathbf{grad} \mathbf{div} - \Delta$ и материальное уравнение (8.1), получим волновое уравнение:

$$\Delta \vec{E} - \mathbf{grad} \mathbf{div} \vec{E} = -\left(\frac{\omega}{c}\right)^2 \hat{\varepsilon} \vec{E}. \quad (21)$$

Скорость распространения монохроматического света в среде с показателем преломления n меньше скорости света в вакууме: $v = c/n$. Ее можно выразить через волновой вектор волны и частоту: $v = \omega/k$. Введем вектор $\vec{n} = c\vec{k}/\omega$. Тогда, умножая уравнение (21) на $(c/\omega)^2$, получим:

$$n^2 \vec{E} - \vec{n}(\vec{n}, \vec{E}) = \hat{\varepsilon} \vec{E}. \quad (22)$$

Условие разрешимости этого уравнения — равенство нулю определителя системы — называется уравнением Френеля. Оно определяет зависимость показателя преломления n от частоты ω . Каждому собственному значению n соответствует собственный вектор $\vec{E}$, который можно найти, подставляя n в уравнение (22). Особенностью уравнения является то, что существует лишь два его независимых решения. Связано это с тем, что волна имеет два независимых направления поляризации, а не три.

Распишем выражение (22) при наличии внешнего магнитного поля для произвольного направления намагниченности:

$$\begin{bmatrix} n^2 - \varepsilon - n_x^2 & -ig_z - n_x n_y & ig_y - n_x n_z \\ ig_z - n_x n_y & n^2 - \varepsilon - n_y^2 & -ig_x - n_y n_z \\ -ig_y - n_x n_z & ig_x - n_y n_z & n^2 - \varepsilon - n_z^2 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} E_x \\ E_y \\ E_z \end{bmatrix} = 0. \quad (23)$$

Выражение может быть упрощено, если выбрать направление распространения излучения, т.е. вектора $\vec{n}$. Допустим, плоскостью падения является плоскость xOz (см. рис. 1), тогда $\vec{n} = n\{\sin \alpha^{inc}; 0; -\cos \alpha^{inc}\}$. Учитывая это, получаем:

$$\begin{bmatrix} n^2 \cos^2 \alpha^{inc} - \varepsilon & -ig_z & ig_y + n^2 \sin \alpha^{inc} \cos \alpha^{inc} \\ ig_z & n^2 - \varepsilon & -ig_x \\ -ig_y + n^2 \sin \alpha^{inc} \cos \alpha^{inc} & ig_x & n^2 \sin^2 \alpha^{inc} - \varepsilon \end{bmatrix} \begin{bmatrix} E_x \\ E_y \\ E_z \end{bmatrix} = 0. \quad (24)$$

1.3. Эффект Фарадея

Предположим, что намагниченность направлена вдоль оси z декартовой системы координат, падение излучения нормальное, $\alpha^{inc} = 0$, и волновой вектор направлен против намагниченности. Тогда вектор гирации имеет лишь z компоненту $\vec{g} = \{0, 0, g\}$, для вектора $\vec{n}$ справедливо выражение $\vec{n} = \{0; 0; -n\}$, тензор диэлектрической проницаемости $\hat{\epsilon}$ имеет вид (18), а напряженность электрического поля: $\vec{E} = \vec{E}_0 e^{-i\omega(t+nz/c)}$. Подставляя в уравнение (24), находим:

$$\begin{aligned} (n^2 - \epsilon)E_{0x} - igE_{0y} &= 0, \\ igE_{0x} + (n^2 - \epsilon)E_{0y} &= 0. \end{aligned} \quad (25)$$

Условие разрешимости дает два значения n :

$$n_{\pm}^2 = n_{\pm}^2 = \epsilon \pm g. \quad (26)$$

Подставляя данные собственные значения в уравнение (24), находим собственные вектора:

$$\vec{E}_{\pm} = \frac{1}{\sqrt{2}} E_0 (\vec{e}_x \pm i\vec{e}_y) e^{-i\omega(t+n_{\pm}z/c)}. \quad (27)$$

Таким образом получаются две волны, поляризованные по правому и левому кругу. Это и есть эффект магнитного кругового двулучепреломления. Следует отметить терминологию круговой поляризации. Обычно волна называется левоциркулярно поляризованной $\vec{E}_{\odot}$, если она обладает положительной спиральностью, т.е. вектор электрического поля поворачивается против часовой стрелки $(\vec{e}_x + i\vec{e}_y)$, когда наблюдатель смотрит на приближающуюся волну. При инверсии времени левоциркулярно поляризованная волна становится правополяризованной, и наоборот. То же справедливо при отражении: падающая лево- (право-)циркулярно поляризованная волна становится право- (лево-)поляризованной.

Пусть на среду навстречу оси z падает линейно поляризованная по x электромагнитная волна. Вещество начинается в плоскости $z = 0$ и имеет толщину d . В среде возбуждаются две моды с собственными векторами $\vec{E}_+$ и $\vec{E}_-$:

$$\vec{E} = c_1 \vec{E}_+ + c_2 \vec{E}_-. \quad (28)$$

Константы c_1 и c_2 определяются из граничных условий (9) при $z = 0$:

$$c_1 + c_2 = \sqrt{2}, \quad i(c_1 - c_2) = 0. \quad (29)$$

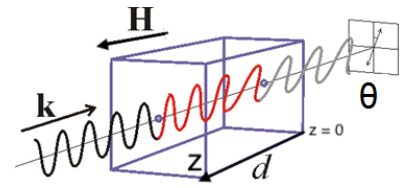


Рис. 3: Схематичное изображение эффекта Фарадея.

Откуда $c_1 = c_2 = 1/\sqrt{2}$. Введем переменные n_0 и Δn следующим образом:

$$\begin{aligned} n_+ &= n_0 + \Delta n; & n_- &= n_0 - \Delta n; \\ \Delta n &= \frac{n_+ - n_-}{2}; & n_0 &= \frac{n_+ + n_-}{2}. \end{aligned}$$

Тогда выражение для вектора напряженности электрического поля можно записать в виде:

$$\vec{E} = E_0 \begin{pmatrix} \cos(\omega \Delta n z / c) \\ -\sin(\omega \Delta n z / c) \end{pmatrix} e^{-i\omega(t+n_0 z/c)}. \quad (30)$$

В приближении $|g| \ll |\varepsilon|$ (как правило, $|g|/|\varepsilon| \approx 10^{-3} \dots 10^{-5}$) получаем:

$$n_0^2 = \varepsilon, \quad \Delta n \approx \frac{g}{2n_0}. \quad (31)$$

Угол поворота плоскости поляризации θ электромагнитного излучения после прохождения намагниченной среды толщиной d определяется фазой тригонометрических функций в (30):

$$\theta = \theta_d d = \omega \Delta n d / c \approx \frac{\omega g d}{2c n_0}, \quad (32)$$

где θ_d — удельное фарадеевское вращение (вращение плоскости поляризации световой волны на единицу длины образца). Если падение на образец не нормальное, а под углом α , то вместо толщины d необходимо взять величину $d_\alpha = d / \cos \alpha$.

1.4. Магнитный круговой дихроизм

При наличии поглощения в среде коэффициенты поглощения право- и левоциркулярно поляризованных волн различаются. Существование эффекта приводит к тому, что после прохождения светом гиротропной среды он из линейно поляризованного превращается в эллиптически поляризованный.

Предположим, что $|\varepsilon'| \gg \max(|\varepsilon''|, |g'|, |g''|)$, тогда выражение (26) для $n_\pm$ можно записать в виде:

$$n_\pm = n_0 \pm \frac{g'}{2n_0} + i(\alpha \pm \frac{g''}{2n_0}),$$

где $n_0^2 = \varepsilon$, α — коэффициент экстинкции, равный в данном приближении $\alpha \approx \frac{\varepsilon''}{2n_0}$.

Чтобы получить выражение для напряженности поля, допустим $\omega \Delta n d / c \ll 1$, что в эксперименте, как правило, выполняется. Тогда

$$\cos \omega \Delta n d / c \approx 1, \quad \sin \omega \Delta n d / c \approx \omega \Delta n d / c.$$

Следовательно, выражение для вектора $\vec{E}$ будет иметь вид:

$$\vec{E} = E_0 \begin{pmatrix} 1 \\ \frac{(g' + i g'') \omega d}{2c n_0} \end{pmatrix} e^{-i\omega(t+n_0 z/c) + \omega \alpha z / c}. \quad (33)$$

Такое поле является эллиптически поляризованным. Комплексный поворот плоскости поляризации Θ определяется выражением:

$$\Theta = \arctan \left(\frac{E_y}{E_x} \right),$$

где компоненты поля комплексны $E_{x,y} = E'_{x,y} + iE''_{x,y}$. Угол ориентации большой полуоси эллипса, он же поворот плоскости поляризации при отсутствии поглощения — действительная часть данного выражения $\theta = \text{Re}(\Theta)$, а эллиптичность — комплексная $\xi = \text{Im}(\Theta)$. Тогда выражения для θ и ξ принимают вид:

$$\theta = \frac{\sqrt{(g')^2 + (g'')^2} \omega d}{2cn_0}, \quad \xi = \frac{g''}{g'}.$$

1.5. Полярный эффект Керра

Как и для эффекта Фарадея, в данной геометрии намагниченность перпендикулярна поверхности образца, пусть, например, вновь вдоль оси z (см. рис. 1). Соответственно, тензор $\hat{\varepsilon}$ имеет вид (18). Выразим напряженность поля падающей $\vec{E}^{inc}$, линейно поляризованной по x , и отраженной $\vec{E}^{refl}$ волны через собственные векторы (27):

$$\vec{E}^{inc} = \frac{1}{\sqrt{2}} \vec{E}_+^{inc} + \frac{1}{\sqrt{2}} \vec{E}_-^{inc}, \quad (34)$$

$$\vec{E}^{refl} = a_+ \vec{E}_+^{refl} + a_- \vec{E}_-^{refl}.$$

Вектора $\vec{n}$ для волн $\vec{E}_\pm^{inc}$, $\vec{E}_\pm^{refl}$ равны $n^{inc} = \{0; 0; -n_1\}$ и $n^{refl} = \{0; 0; n_1\}$, соответственно, n_1 — показатель преломления среды, из которой падает свет. Коэффициенты $a_\pm$ можно найти из уравнений Френеля (15):

$$a_\pm = \frac{n_1 - n_\pm}{n_1 + n_\pm}. \quad (35)$$

После подстановки коэффициентов $a_\pm$ выражение для напряженности электрического поля отраженной волны запишется в виде:

$$\vec{E}^{refl} = \frac{E_0}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} \frac{2(n_1^2 - n_+ n_-)}{n_1^2 + n_1(n_+ + n_-) + n_+ n_-} \\ \frac{2n_1(n_- - n_+)}{n_1^2 + n_1(n_+ + n_-) + n_+ n_-} \end{pmatrix} e^{-i\omega(t - n_1 z/c)}. \quad (36)$$

В приближении $|g| \ll |\varepsilon|$ с учетом (31) напряженность принимает вид:

$$\vec{E}^{refl} = \sqrt{2}E_0 \begin{pmatrix} \frac{n_1 - n_0}{n_1 + n_0} \\ -ign_1 \\ \frac{n_0(n_1 + n_0)^2}{n_0(n_1 + n_0)^2} \end{pmatrix} e^{-i\omega(t-n_1z/c)}. \quad (37)$$

Представим g в виде $g = g' + ig''$ и получим выражения для поворота плоскости поляризации θ и эллиптичности ξ :

$$\theta = \frac{n_1 g''}{n_0(n_1^2 - n_0^2)}, \quad \xi = -\frac{n_1 g'}{n_0(n_1^2 - n_0^2)}.$$

Полярный эффект Керра является нечетным по намагниченности, т.е. меняет знак при перемагничивании образца.

Если свет падает под углом α^{inc} , то выражение (26) для $n_{\pm}$ в первом порядке по g принимает вид: $n_{\pm}^2 = \varepsilon \pm g \cos \alpha^{refl}$, где α^{refl} — угол отражения при наличии магнитного поля. Разницу показателей преломления для правой и левой волн можно представить в виде: $n_+ - n_- \approx g \cos \alpha^{refl} / n_0$. В этом случае выражение для комплексного поворота плоскости поляризации $\Theta^{\{s,p\}}$ зависит от падающей поляризации — s или p — и может быть получено из френелевских коэффициентов отражения по полю [51]:

$$\begin{aligned} \Theta^s = \theta^s + i\xi^s &\approx \frac{-in_1(n_+ - n_-)}{(n_0^2 - n_1^2) \cos \alpha^{refl}} \frac{\cos \alpha^{inc}}{\cos(\alpha^{inc} - \alpha^{refl})} = \frac{-in_1 g}{n_0(n_0^2 - n_1^2)} \frac{\cos \alpha^{inc}}{\cos(\alpha^{inc} - \alpha^{refl})}, \\ \Theta^p = \theta^p + i\xi^p &\approx \frac{-in_1(n_+ - n_-)}{(n_0^2 - n_1^2) \cos \alpha^{refl}} \frac{\cos \alpha^{inc}}{\cos(\alpha^{inc} + \alpha^{refl})} = \frac{-in_1 g}{n_0(n_0^2 - n_1^2)} \frac{\cos \alpha^{inc}}{\cos(\alpha^{inc} + \alpha^{refl})}. \end{aligned}$$

1.6. Продольный эффект Керра

В данной геометрии магнитооптического эффекта намагниченность лежит в плоскости образца, пусть, например, параллельно оси x (см. рис. 1). Тогда для вектора гирации справедливо выражение: $\vec{g} = \{g; 0; 0\}$, следовательно, тензор $\hat{\varepsilon}$ имеет вид:

$$\hat{\varepsilon} = \begin{pmatrix} \varepsilon & 0 & 0 \\ 0 & \varepsilon & ig \\ 0 & -ig & \varepsilon_{zz} \end{pmatrix}. \quad (38)$$

Расписывая выражение (24) для рассматриваемого случая, получаем:

$$\begin{bmatrix} n^2 \cos^2 \alpha^{inc} - \varepsilon & 0 & n^2 \sin \alpha^{inc} \cos \alpha^{inc} \\ 0 & n^2 - \varepsilon & -ig \\ n^2 \sin \alpha^{inc} \cos \alpha^{inc} & ig & n^2 \sin^2 \alpha^{inc} - \varepsilon \end{bmatrix} \begin{bmatrix} E_x \\ E_y \\ E_z \end{bmatrix} = 0. \quad (39)$$

Чтобы найти собственные значения n , приравняем нулю детерминант системы:

$$(n^2 - \varepsilon)(n^2 \cos^2 \alpha^{inc} - \varepsilon)(n^2 \sin^2 \alpha^{inc} - \varepsilon) - (n^2 - \varepsilon)n^4 \cos^2 \alpha^{inc} \sin^2 \alpha^{inc} - (-ig)ig(n^2 \cos^2 \alpha^{inc} - \varepsilon) = 0.$$

Приводя подобные слагаемые,

$$(n^2 - \varepsilon)(\varepsilon^2 - \varepsilon n^2(\cos^2 \alpha^{inc} + \sin^2 \alpha^{inc})) - g^2(n^2 \cos^2 \alpha^{inc} - \varepsilon) = 0,$$

получаем биквадратное уравнение относительно n :

$$\varepsilon n^4 + n^2(g^2 \cos^2 \alpha^{inc} - 2\varepsilon^2) + \varepsilon(\varepsilon^2 - g^2) = 0.$$

Если $|g| \ll |\varepsilon|$, то собственными значениями n являются показатели преломления $n_{\pm}$:

$$n_{\pm}^2 \approx \varepsilon \pm g \sin \alpha^{inc}. \quad (40)$$

Разницу показателей преломления для правой и левой волн можно представить в виде: $n_+ - n_- \approx g \sin \alpha^{inc} / n_0$. Тогда выражения для комплексного поворота плоскости поляризации $\Theta^{\{s,p\}}$ для волн s и p , извлеченные из френелевских коэффициентов отражения по полю, будут иметь вид [51]:

$$\begin{aligned} \Theta^s &= \theta^s + i\xi^s \approx \frac{-in_1g}{n_0(n_0^2 - n_1^2)} \frac{\cos \alpha^{inc} \tan \alpha^{refl}}{\cos(\alpha^{inc} - \alpha^{refl})}, \\ \Theta^p &= \theta^p + i\xi^p \approx \frac{-in_1g}{n_0(n_0^2 - n_1^2)} \frac{\cos \alpha^{inc} \tan \alpha^{refl}}{\cos(\alpha^{inc} + \alpha^{refl})}. \end{aligned}$$

При нормальном падении, т.е. при $\alpha^{\{i,refl\}} \rightarrow 0$, в первом порядке по g данные выражения стремятся к нулю, поэтому обычно продольный магнитооптический эффект Керра измеряется при наклонном падении.

1.7. Экваториальный эффект Керра

Если рассматривать магнитное поле, направленное поперек плоскости падения, то вектор гирации будет иметь вид $\vec{g} = \{0; g; 0\}$ (см. рис. 1). Следовательно, уравнение Френеля (24) запишется следующим образом:

$$\begin{bmatrix} n^2 \cos^2 \alpha^{inc} - \varepsilon & 0 & ig + n^2 \sin \alpha^{inc} \cos \alpha^{inc} \\ 0 & n^2 - \varepsilon & 0 \\ -ig + n^2 \sin \alpha^{inc} \cos \alpha^{inc} & 0 & n^2 \sin^2 \alpha^{inc} - \varepsilon \end{bmatrix} \begin{bmatrix} E_x \\ E_y \\ E_z \end{bmatrix} = 0. \quad (41)$$

Приравнивая детерминант системы нулю, находим возможные значения n :

$$n^2 = \varepsilon; \quad n^2 = \varepsilon + \frac{(ig)^2}{\varepsilon} = \varepsilon - \frac{g^2}{\varepsilon}. \quad (42)$$

Таким образом, для данной геометрии магнитооптического эффекта Керра отсутствует разница в показателях преломления правой и левой волн. Собственные векторы найдем, подставляя поочередно полученные значения n^2 в (41). Тогда для $n^2 = \varepsilon$ получим, что $\vec{E} = \{0; E_y; 0\}$, следовательно, данное собственное значение отвечает s-поляризованной волне, а для второго n^2 находим, что $\vec{E} = \{E_x; 0; E_z\}$, т.е. p-поляризованная волна. Таким образом, для s-поляризованной волны магнитооптический эффект отсутствует.

Найдем коэффициенты Френеля для геометрии экваториального эффекта Керра в случае p-поляризованного падающего света. Для этого нужно решить два уравнения Френеля (24): для среды, из которой свет падает, и среды, в которую он преломляется. После этого использовать граничные условия (9) для нахождения искомых коэффициентов. Заметим, что для среды, в которую свет преломляется, собственные значения n^2 в линейном по g приближении не зависят от гирации: $n^2 = \varepsilon - g^2/\varepsilon \approx \varepsilon \equiv n_2^2$. Вектор $\vec{n}$ для падающего света будет иметь координаты $\vec{n} = n_1\{\sin \alpha^{inc}; 0; -\cos \alpha^{inc}\}$, для отраженного — $\vec{n} = n_1\{\sin \alpha^{refl}; 0; \cos \alpha^{refl}\}$, для преломленного — $\vec{n} = n_2\{\sin \beta; 0; \cos \beta\}$. Выражения для напряженностей полей в среде 1 запишутся следующим образом:

$$\vec{E}_{inc} = E_{inc} \begin{pmatrix} \cos \alpha^{inc} \\ 0 \\ \sin \alpha^{inc} \end{pmatrix} e^{-i\omega t + i(\vec{k}^{inc}, \vec{r})}; \quad \vec{E}_{refl} = E_{refl} \begin{pmatrix} -\cos \alpha^{refl} \\ 0 \\ \sin \alpha^{refl} \end{pmatrix} e^{-i\omega t + i(\vec{k}^{refl}, \vec{r})}.$$

Напряженность же поля для прошедшего света необходимо найти из уравнения (41) для рассматриваемой среды:

$$\begin{bmatrix} n_2^2 \cos^2 \beta - \varepsilon & ig + n_2^2 \sin \beta \cos \beta \\ -ig + n_2^2 \sin \beta \cos \beta & n_2^2 \sin^2 \beta - \varepsilon \end{bmatrix} \begin{bmatrix} E_x \\ E_z \end{bmatrix} = 0.$$

Используя $n_2^2 = \varepsilon$, получаем из первой строчки матрицы:

$$-\varepsilon \sin^2 \beta E_x + (ig + \varepsilon \sin \beta \cos \beta) E_z = 0,$$

откуда, полагая $E_x^{tr} = \cos \beta$, находим:

$$E_z = \sin \beta - iQ / \cos \beta.$$

$Q = g/\varepsilon$. Таким образом, напряженность прошедшего поля будет равна:

$$\vec{E}_{tr} = E_{tr} \begin{pmatrix} \cos \beta \\ 0 \\ \sin \beta - iQ / \cos \beta \end{pmatrix} e^{-i\omega t + i(\vec{k}^{tr}, \vec{r})}.$$

Для решения системы уравнений граничных условий необходимо получить выражения также для магнитной составляющей электромагнитных волн: $\vec{H} = [\vec{n}, \vec{E}]$.

Тогда $\vec{H}_{inc} = \{0; -n_1 E_{inc}; 0\}$, $\vec{H}_{refl} = \{0; -n_1 E_{refl}; 0\}$, $\vec{H}_{tr} = \{0; -n_2 E_{tr}(1 - iQtg\beta); 0\}$. В силу граничных условий (9) должны выполняться равенства:

$$E_{incx} + E_{reflx} = E_{trx}; \quad H_{incy} + H_{refly} = H_{try}.$$

Тогда получаем:

$$(E_{inc} - E_{refl}) \cos \alpha = E_{tr} \cos \beta; \\ n_1(E_{inc} + E_{refl}) = n_2 E_{tr}(1 - iQtg\beta).$$

Разделив оба выражения на E_{inc} и введя обозначение $\eta = n_2/n_1$, можно эти равенства записать в иной форме:

$$(1 - \tilde{r}_{pp}) \cos \alpha = \tilde{t}_{pp} \cos \beta; \\ 1 + \tilde{r}_{pp} = \eta \tilde{t}_{pp}(1 - iQtg\beta).$$

Здесь $\tilde{r}_{pp} = E_{refl}/E_{inc}$; $\tilde{t}_{pp} = E_{tr}/E_{inc}$. Обозначим интенсивность отраженного света $I_r = |\tilde{r}_{pp}|^2$, прошедшего — $I_t = |\tilde{t}_{pp}|^2$, а падающего как I_0 . Решая систему в линейном по Q приближении, находим выражения для коэффициентов Френеля в присутствии поперечного внешнего магнитного поля:

$$\tilde{r}_{pp} = \frac{\eta \cos \alpha - \cos \beta}{\eta \cos \alpha + \cos \beta} - i \frac{2Q \sin \alpha \cos \alpha}{(\eta \cos \alpha + \cos \beta)^2} = r_{pp} \left[1 - i \frac{Q \sin 2\alpha}{\eta^2 \cos^2 \alpha - \cos^2 \beta} \right]; \\ \tilde{t}_{pp} = \frac{2 \cos \alpha}{\eta \cos \alpha + \cos \beta} + i \frac{Q \sin \alpha \cos \alpha}{(\eta \cos \alpha + \cos \beta)^2} = t_{pp} \left[1 + i \frac{Q \sin 2\alpha}{2(\eta \cos \alpha + \cos \beta)} \right].$$

Здесь r_{pp} и t_{pp} — коэффициенты без магнитного поля (см. формулы (11) и (12)).

Таким образом, относительное изменение интенсивности отраженного света дается формулой:

$$\delta_r = \frac{I_r - I_0}{I_0} = 2 \frac{Q \sin 2\alpha}{\eta^2 \cos^2 \alpha - \cos^2 \beta}, \quad (43)$$

а для прошедшего:

$$\delta_t = \frac{I_t - I_0}{I_0} = \frac{Q \sin 2\alpha}{(\eta \cos \alpha + \cos \beta)}. \quad (44)$$

Знак эффекта зависит лишь от выбора положительного направления магнитного поля. Эффект определяется недиагональной компонентой тензора $\hat{\epsilon}$ и антисимметричен по намагниченности. При нормальном падении $\alpha = 0$ в первом порядке разложения по степеням g эффект исчезает $\delta = 0$. Таким образом, эффект в рассматриваемой геометрии является не поляризационным, а интенсивностным.

Иногда экваториальный магнитооптический эффект Керра δ характеризуется нормированной разностью коэффициентов отражения/пропускания для двух направлений намагниченности к коэффициенту отражения/пропускания ненамагниченного образца:

$$\delta = \frac{|I(M)| - |I(-M)|}{I(0)}. \quad (45)$$

Именно такое определение используется в экспериментальной части данной работы.

1.8. Эффект Фохта

Данный эффект имеет несколько названий: эффект Фохта, эффект Коттона-Мутона, магнитное линейное двулучепреломление и дихроизм. Суть его состоит в том, что показатель преломления среды (или показателя поглощения в случае дихроизма) квадратично зависит от приложенного внешнего магнитного поля [51, 56, 59]. Рассмотрим геометрию ЭМОЭК. Существуют два собственных значения n (см. формулу (42)): $n_s^2 = \varepsilon$ и $n_p^2 = \varepsilon - g^2/\varepsilon$. В случае s-поляризованного света получается, что вектор светового поля $\vec{E}$ коллинеарен вектору намагниченности $\vec{M}$, а в случае p-поляризованного — ортогонален. Следовательно, можно переобозначить собственные значения как $n_s = n_{\parallel}$, а $n_p = n_{\perp}$. Соответствующие собственные вектора E_x и E_y при нормальном падении с высокой точностью описываются линейной поляризацией вдоль соответствующих осей. Для детектирования этого эффекта используется геометрия Фохта: линейно поляризованный свет падает по нормали к поверхности, и плоскость поляризации повернута к направлению намагниченности на угол 45° . Такое состояние поляризации можно разложить по базисным векторам E_x и E_y . После прохождения светом материала толщиной d отношение этих компонент станет равным:

$$\left. \frac{E_x(\vec{r}, t)}{E_y(\vec{r}, t)} \right|_{z=-d} = \frac{|E_x|}{|E_y|} e^{i(\delta_V + i\eta_V)} = \frac{|E_x|}{|E_y|} e^{i\omega d(n_x - n_y)/c}.$$

По мере распространения между этими волнами набегают разность фаз δ_V , что составляет суть эффекта Фохта, η_v — линейный магнитный дихроизм. В отраженном свете эффект Фохта запишется в следующем виде:

$$\delta_V + i\eta_V \approx 2i \frac{n_{\parallel} - n_{\perp}}{n_{\parallel} n_{\perp} - 1}.$$

1.9. Ориентационный магнитооптический эффект

При изменении направления намагниченности от поперечной к продольной наблюдается квадратичный по внешнему магнитному полю эффект изменения интенсивности отраженного света [58]. Этот эффект характеризуется величиной δ_{OEM}

$$\delta_{OEM} = (\Delta n_{\perp} - \Delta n_{\parallel}) f(n, \alpha^{inc}),$$

где $\Delta n_{\parallel}$ и $\Delta n_{\perp}$ — изменения показателя преломления при намагничивании в поперечной и продольной геометриях, а $f(n, \alpha^{inc})$ — функция, не зависящая от намагниченности. В некоторых материалах величина этого эффекта может быть сравнима

с ЭМОЭК. Если плоскость поляризации линейно поляризованного света находится между s и p , интенсивность отраженного света может зависеть от намагниченности линейно.

2. Локализация электромагнитного поля

Резонансное усиление оптического и магнитооптического отклика происходит за счет различных механизмов. Основой здесь служит идея концентрации поля электромагнитной волны в пространственной области сравнимой или даже меньшей длины волны света. Многочисленные исследования показывают, что за счет этого оптические эффекты возрастают на один или несколько порядков величины. Это обуславливает значимость проделываемой работы для фундаментальной науки и прикладных проектов.

2.1. Магнитофотонные кристаллы

Распространение света в структурах с периодически изменяющимся коэффициентом преломления подобно движению электрона в периодическом потенциале кристалла, поэтому такие структуры называют фотонными кристаллами [1]. Для одномерных фотонных кристаллов (периодичность показателя преломления вдоль одной оси) согласно теореме Блоха в дисперсионной зависимости образуются запрещенные зоны, аналогичные зонам в обычном кристалле, приводящие к тому, что электромагнитная волна, обладая определенной энергией, лежащей внутри запрещенной зоны, не может распространяться ни с каким волновым вектором внутри фотонного кристалла. Такие зоны получили название фотонных запрещенных зон. Двумерным фотонным кристаллом называют структуру, в которой периодичность в показателе преломления следует по двум направлениям, а трехмерным — по трем (см. рис. 4). Если

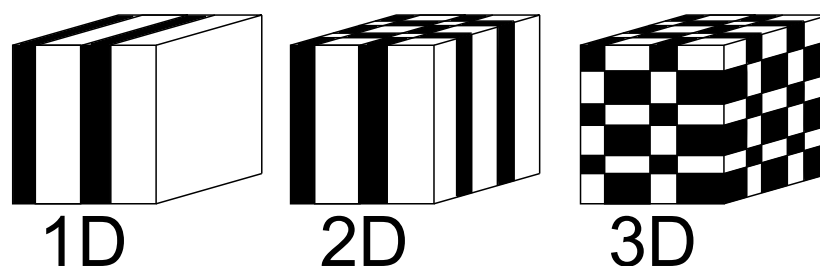


Рис. 4: Фотонные кристаллы различной размерности.

оптические толщины слоев одномерного фотонного кристалла равны $\lambda/4$, то центр фотонной запрещенной зоны будет соответствовать длине волны λ . На краях фотонной запрещенной зоны групповая скорость волны обращается в нуль, скорость

взаимодействия света со средой увеличивается, происходит локализация узлов и пучностей электромагнитного поля в слоях структуры.

Фотонные кристаллы привлекают внимание исследователей в связи со специфическим распространением света в них. За счет этой особенности возможно наблюдение различных эффектов: гигантской оптической дисперсии и аномальной групповой скорости, эффекта замедления света, подавления спонтанного излучения атомов [60–62]. В статье [62] было показано, что при помощи фотонных кристаллов можно управлять скоростью спонтанного излучения атомов из-за связи между зонной структурой, плотностью оптических состояний и скоростью спонтанного излучения. В работе анализировались скорости спонтанного распада квантовой точки $CdSe/ZnS$, внедренной в фотонный кристалл. В работе [63] продемонстрировано повышение эффективности генерации третьей оптической гармоники за счет наличия керровской нелинейности в структуре двумерного фотонного кристалла.

Магнитофотонный кристалл (МФК) — это фотонный кристалл, который имеет в своем составе магнитные слои, чередующиеся с немагнитными. В таких структурах исследуют нелинейную магнитооптическую дифракцию, нелинейный магнитооптический эффект Керра при генерации второй и третьей оптических гармоник, усиление эффекта Фарадея и магнитооптического эффекта Керра [10, 64]. Применение таких структур позволяет в несколько раз усилить данные эффекты. Интерес к фотонным кристаллам в настоящее время связан и с прикладными аспектами. Ведутся активные работы по поиску новых технологий, в которых носителем информации являлся бы свет и которые давали бы возможность полностью контролировать его распространение в оптических устройствах. При помощи магнитооптических эффектов возможно управлять распространением света через многослойные структуры [11]. Усиление эффекта Фарадея и модуляция угла поворота плоскости поляризации в пространстве и времени позволит обрабатывать данные быстрее [65]. Например, такое усиление можно получить в тонкой магнитной пленке или многослойной структуре благодаря многолучевой интерференции. В подобных структурах происходит локализация поля падающего излучения в магнитном слое. За счет этого наблюдается значительное усиление магнитооптических эффектов [10, 64] (см. рис. 5).

В статье [66] изучалась магнитоиндуцированная генерация второй и третьей оптических гармоник, нелинейный магнитооптический эффект Керра в магнитофотонных кристаллах и микрорезонаторах. Экваториальный нелинейный магнитооптический эффект Керра при генерации второй гармоники проявлялся в магнитоиндуцированном изменении интенсивности второй гармоники с магнитным контрастом до 0.65, и сдвиг фазы составлял 180° относительно фазы второй гармоники. В продольной конфигурации нелинейного магнитооптического эффекта Керра проявлялся по-

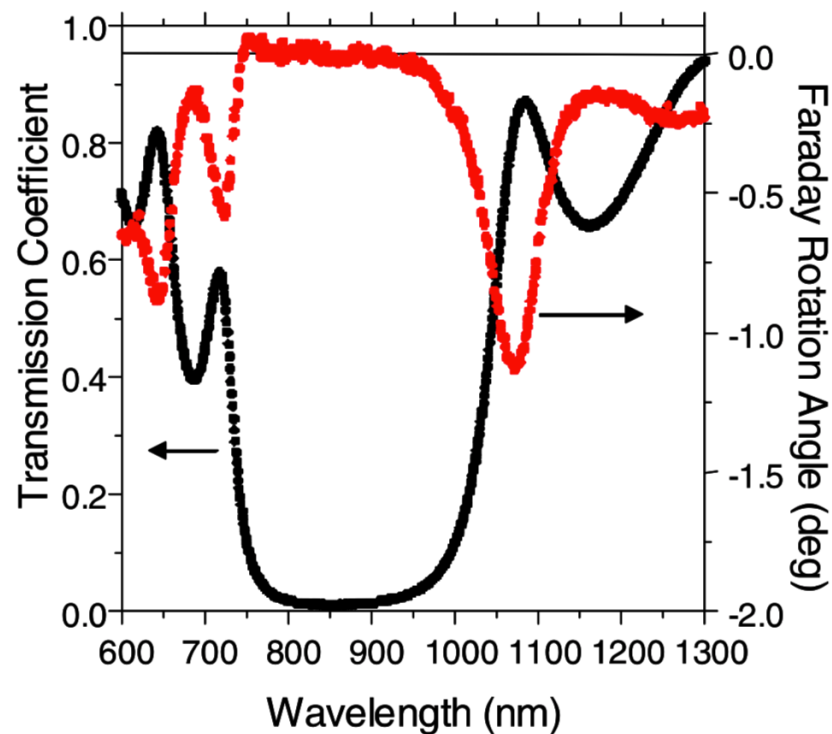


Рис. 5: Оптический и магнитооптический отклики одномерного магнитофотонного кристалла [11].

ворот плоскости поляризации магнитоиндуцированной второй гармоники на 85° . В полярной конфигурации наблюдалось усиление фарадеевского поворота второй гармоники. Заметный нелинейный магнитооптический эффект Керра наблюдался при генерации третьей гармоники в МФК. В поперечной конфигурации наблюдалось изменение интенсивности магнитоиндуцированной третьей гармоники с магнитным контрастом до 0.1. При прохождении выбранной длины волны через край фотонной запрещенной зоны интенсивность магнитоиндуцированной второй гармоники изменялась более чем в сто раз. Авторы статьи [10] демонстрируют в магнитофотонных кристаллах усиление эффекта Фарадея в 10 раз и интенсивности магнитоиндуцированной второй гармоники в 100 раз при пересечении границы фотонной запрещенной зоны длиной волны накачки.

В работе [60] проводится изучение трехмерных фотонных кристаллов с временным разрешением (см. рис. 6). Для изучения модификации распространения света вблизи краев зоны коллоидного кристалла, где дисперсионная связь между частотой и волновым вектором нелинейна, применяется фазочувствительная интерферометрия сверхкоротких импульсов. Эксперимент предусматривает возможность измерения групповой скорости и ее дисперсии. Было обнаружено значительное уменьшение групповой скорости вблизи границ запрещенной зоны — до 0.2 относительно скорости вдали от зоны. На высокочастотном краю наблюдалась аномальная дисперсия групповой скорости.

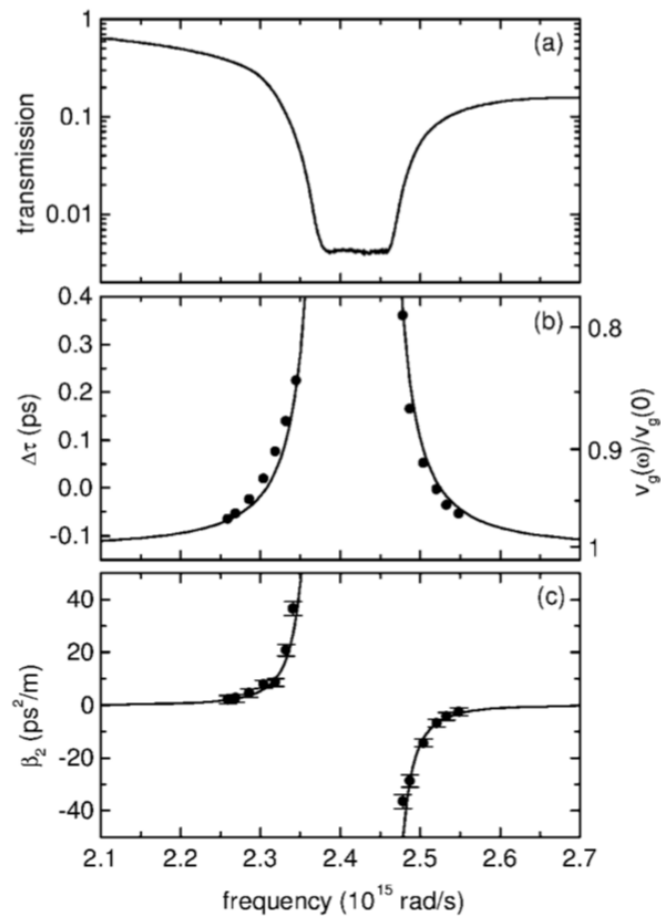


Рис. 6: Эксперимент. (а) Спектр пропускания фотонного кристалла. (б) Измеренные временные задержки вблизи L зоны в зависимости от центральной частоты импульсов. (с) Измеренный дисперсионный параметр групповой скорости [60].

В статье [61] для оценки групповой скорости медленного света использовались два метода: интерферометрический метод в частотном пространстве, в котором измеряется расстояние между резонансами в интерферометре Фабри-Перо, и метод модуляции фазового сдвига во временном пространстве, в котором измеряется изменение фазы света, модулированного сигналом с частотой порядка гигагерц. Показано, что при помощи фотоннокристаллических волноводов можно достичь замедления групповой скорости света, которая может быть в сотни раз меньше скорости света в вакууме. В структурах с низкой дисперсией продемонстрировано замедление распространения пикосекундных оптических импульсов. В инфракрасной области на границе запрещенной зоны дисперсия групповой скорости составила величину порядка $100 \text{ ps nm}^{-1} \text{ mm}^{-1}$, что в миллион раз больше, чем для обычных кварцевых одномодовых волноводов.

Таким образом, магнитофотонные кристаллы — структуры, обладающие высокой добротностью, в которых наблюдается усиление различных, в том числе магнитооптических, эффектов, связанных с локализацией поля в функциональном маг-

нитном слое. Следовательно, в них можно ожидать появления новых и количественного улучшения уже известных физических эффектов, связанных со взаимодействием когерентных световых волн.

2.2. Плазмонные эффекты

Добиться концентрации оптической энергии на субдлинноволновых масштабах можно за счет возбуждения поверхностных плазмон-поляритонов [13, 67]. Они представляют собой электромагнитные поверхностные волны, которые имеют наибольшую интенсивность на границе раздела металл-диэлектрик и экспоненциально спадают перпендикулярно ей вглубь сред. Существование поверхностных плазмонов обусловлено отрицательной частью диэлектрической восприимчивости металлов: $Re(\epsilon) < 0$. Добротность же плазмонных резонансов тем выше, чем меньше мнимая часть ϵ : $Im(\epsilon) \ll Re(\epsilon)$. Эти два условия хорошо выполняются в видимой части спектра для благородных металлов: золота, серебра. Глубина скин-слоя l_s в оптическом диапазоне для таких материалов равняется примерно 20 нм [13]. На таких масштабах оптическое электрическое поле полностью проходит в металлическую систему и управляет движением электронов в ней. Именно за счет этого можно добиться локализации поля лучшей, чем $\lambda/2$.

2.2.1 Локализованные поверхностные плазмоны

Пусть плоская электромагнитная волна падает на металлическую сферу с радиусом $R \ll \lambda$, то есть размер наночастицы значительно меньше длины волны света в окружающей ее среде (см. рис. 7). Такое взаимодействие может быть описано в

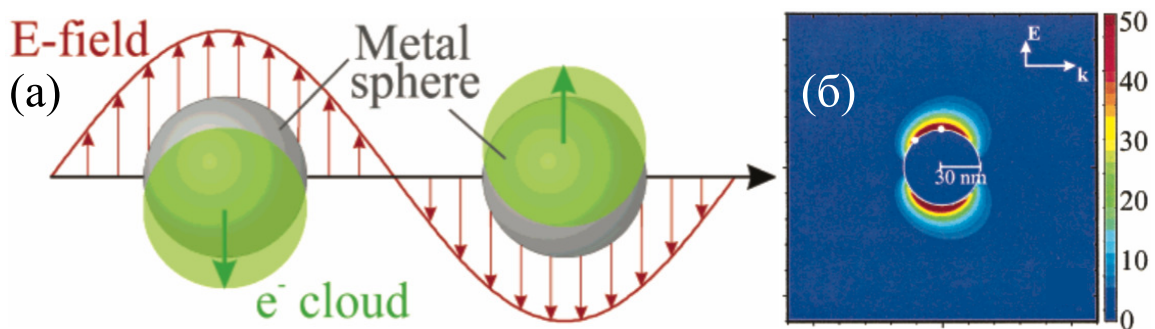


Рис. 7: (а) Схематичное изображение плазмонной осцилляции в сферической металлической частице при действии электрического поля, показывающее смещение электронного облака. (б) Распределение локального электрического поля вблизи серебряной частицы радиусом 30 нм. Численный расчет [68].

приближении квазистатической аппроксимации [13]. Это означает, что фаза гармонически осциллирующего поля в объеме частицы может считаться постоянной,

следовательно, пространственное распределение поля можно считать однородным. Такой подход достаточно корректно описывает оптический отклик наночастиц до размеров порядка 100 нм.

Электрическое поле смещает электроны относительно решетки, поэтому на противоположных частях сферы концентрируются заряды противоположных знаков. В результате возникает возвращающая сила, что приводит к колебаниям. Такие совместные колебания электромагнитной волны и электронов металла называются локальными поверхностными плазмонами [13]. Когда частота плазмона близка к частоте падающего света, наблюдается резкое увеличение амплитуды колебаний — резонанс, и происходит усиление локального поля на поверхности сферы. При этом скорость потери энергии γ определяется мнимой частью диэлектрической восприимчивости металла: $\gamma \sim \text{Im}(\varepsilon)$, что приводит к конечному времени жизни поверхностного состояния. Для серебра и золота эти времена лежат в диапазоне фемтосекунд, что позволяет называть эффекты, связанные с возбуждением рассматриваемых квазичастиц, сверхбыстрыми. Следует отметить, что спектральная ширина, добротность, время жизни плазмонного резонанса есть функции лишь частоты и не зависят от конкретной геометрии нанообъекта. Ограничение снизу характерной длины плазмонных эффектов берется из предположения о том, что электрон не должен испытывать столкновений при своем распространении. Для оптического диапазона эта оценка дает 1-10 нм для различных металлов.

При решении задач электростатики напряженность электрического поля выражается через скалярный потенциал $\vec{E} = -\nabla\Phi$, который можно найти, решая уравнение Лапласа: $\Delta\Phi = 0$. Для случая сферической проводящей сферы, помещенной в однородное электрическое поле в среде ε_0 , направленное по z , $\vec{E} = E_0\vec{e}_z$, потенциал можно представить в виде разложения по сферическим гармоникам Y_{lm} [54]. Тогда выражение для Φ внутри и вне сферы запишется следующим образом:

$$\Phi_{in}(r, \theta, \phi) = \sum_{l=0}^{\infty} \sum_{m=-l}^l a_{lm} r^l Y_{lm}(\theta, \phi), 0 \leq r \leq R,$$

$$\Phi_{out}(r, \theta, \phi) = \sum_{l=0}^{\infty} \sum_{m=-l}^l b_{lm} \frac{1}{r^{l+1}} Y_{lm}(\theta, \phi), r \geq R.$$

Коэффициенты a_{lm} и b_{lm} определяются из граничных условий: 1) при $r \rightarrow \infty$ $\Phi_{out} \rightarrow -E_0 z$; 2) при $r = R$ должно выполняться условие непрерывности касательной составляющей на поверхности шара и нормальной составляющей электрической индукции:

$$-\frac{1}{R} \frac{\partial \Phi_{in}}{\partial \theta} \bigg|_{r=R} = -\frac{1}{R} \frac{\partial \Phi_{out}}{\partial \theta} \bigg|_{r=R}; \quad -\varepsilon \frac{\partial \Phi_{in}}{\partial \theta} \bigg|_{r=R} = -\varepsilon_0 \frac{\partial \Phi_{out}}{\partial \theta} \bigg|_{r=R}.$$

Используя непрерывность скалярного потенциала и его нормальной производной, можно получить выражение для резонансных частот локализованных плазмонов [69]:

$$\frac{\varepsilon(\omega)}{\varepsilon_0} + \frac{l+1}{l} = 0. \quad (46)$$

В случае модели Друде для диэлектрической проницаемости:

$$\varepsilon(\omega) = 1 + \frac{\omega_p^2}{\omega^2},$$

резонансные частоты находятся по формуле:

$$\omega_l = \omega_p \sqrt{\frac{l}{\varepsilon_0(l+1) + l}}, \quad l = 1, 2, \dots$$

Здесь $\omega_p^2 = \frac{4\pi N_e e^2}{m}$ — плазменная частота.

Для малых сфер преобладает лишь дипольный резонанс $l = 1$:

$$\omega_1 = \omega_p \sqrt{\frac{1}{2\varepsilon_0 + 1}}. \quad (47)$$

По мере увеличения частицы следующие порядки становятся существенными (в этом случае говорят о наличии локализованных, а не локальных плазмонов, так как требуется учет эффектов запаздывания: электромагнитное поле нельзя более считать однородным) [68], в пределе $l \rightarrow \infty$ выражение для частоты приобретает вид для поверхностного плазмона на плоской границе металл/диэлектрик: $\omega_\infty = \omega_p / \sqrt{\varepsilon_0 + 1}$.

В более общем случае эллипсоидов существуют три набора частот, соответствующих трем осям эллипсоида [70]. Тогда частоты в дипольном приближении могут быть рассчитаны из формулы: $\varepsilon(\omega)/\varepsilon_0 = 1 - 1/L_i$, L_i — фактор деполяризации, зависящий от формы наночастицы, а $i = 1, 2, 3$ — номера осей эллипсоида.

$$L_1 = \int_0^\infty \frac{abc \, ds}{2\sqrt[3]{s+a^2}\sqrt{s+b^2}\sqrt{s+c^2}},$$

циклической перестановкой можно получить аналогичные выражения для L_2 и L_3 , a, b, c — длины полуосей эллипсоида. Геометрические коэффициенты удовлетворяют соотношению: $L_1 + L_2 + L_3 = 1$.

По мере увеличения размера частицы увеличивается ее поглощение и рассеяние (см. рис. 8). Увеличивая размер сферы от 10 до 90 нм, можно сдвинуть резонанс от 400 нм до 800 нм [71, 72]. Рассмотрение резонансов локальных плазмонов не ограничивается случаем сфер или эллипсоидов. Подробно изучены наноструктуры, которые имеют форму полос, дисков, треугольников, звезд, полумесяцев, призм, кубов.

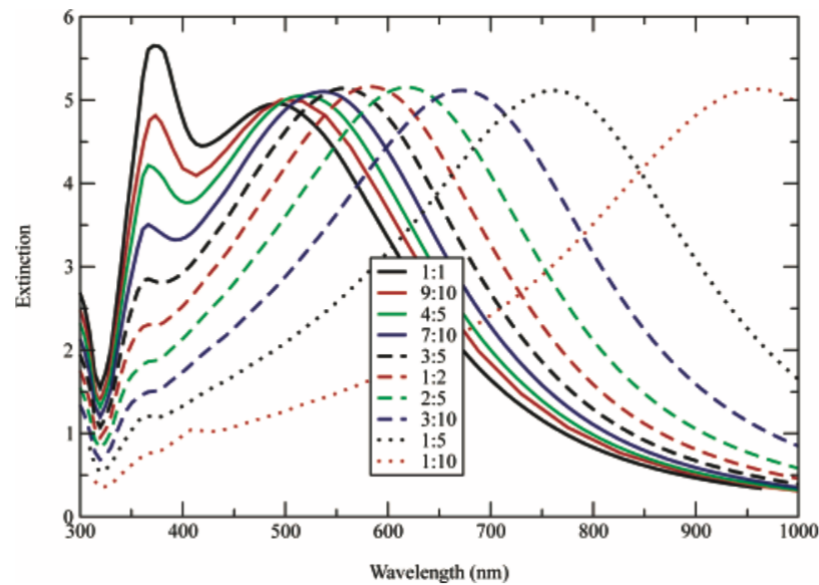


Рис. 8: Спектры экстинкции металлических сфероидов фиксированного объема, но с изменяющимся соотношением полуосей. Численный расчет [68].

Рассматриваются также вариации в форме ядро-оболочка. Некоторые наночастицы указанных геометрий имеют довольно узкие, высокодобротные резонансы. Обычно такие структуры изготавливаются методами ионно- или электронно-лучевой литографии, которые имеют пространственное разрешение порядка 10 нм. В работе [73] продемонстрированы особенности изготовления и оптические свойства самоорганизующихся кластеров (тример, пентамер, гексамер и т.п.) металл-диэлектрических коллоидов. Авторы используют капиллярно управляемый метод изготовления, дающий пространственное разрешение 2 нм. С помощью описанных методов можно производить дву- и трехмерные оптические материалы, откликом которых можно управлять, изменяя количество и положение частиц в кластере, добиваясь сильных электрических, магнитных резонансов и резонансов типа Фано. Они возникают из-за сильной электромагнитной связи между близко расположенными частицами и могут быть описаны с помощью плазмонной гибридизации [74]. Например, в кластере-септимере дипольный момент коллективной кольцевой моды и дипольный момент центральной частицы почти одинаковы. Результирующая связанная мода приводит к осцилляциям индивидуальных дипольных возбуждений наночастиц в фазе и вдоль направления падающей поляризации. Такая мода приводит к сильному поглощению и уширению спектра экстинкции. Однако для антисвязанной моды дипольный момент центральной частицы осциллирует в противофазе с дипольным моментом кольцевой моды. Поэтому суммарный дипольный момент близок к нулю, в результате чего в спектре появляется резонанс типа Фано.

Многие годы формой линии, описывающей резонанс, считалась лоренцева форма

линии. Однако в 1961 году У. Фано открыл новый вид резонанса, который теперь носит его имя [75]. В отличие от симметричной лоренцевой формы линии, линия резонанса Фано несимметрична и описывается формулой:

$$I \propto \frac{(F\gamma + \omega - \omega_0)^2}{(\omega - \omega_0)^2 + \gamma^2}, \quad (48)$$

где ω_0 и γ — положение и ширина резонанса, а F — так называемый фактор Фано, который характеризует степень несимметричности. Физической природой данного явления служит конструктивная и деструктивная интерференция волн возбуждений с узкой и широкой линией резонансов.

В инвертированном случае наличия пустот в металлической пленке положение резонансов локальных возбуждений может быть найдено заменой $\varepsilon(\omega)$ на $1/\varepsilon(\omega)$ в соответствии с задачей Дирихле [69]. Частоты наночастиц $\omega_{particle}$ и включений пустот ω_{void} одинаковой формы связаны друг с другом:

$$\omega_{particle}^2 + \omega_{void}^2 = \omega_p^2.$$

Поэтому резонансы пустот могут быть оценены, если известны частоты наночастиц.

Таким образом, резонансные частоты локализованных плазмонов дискретны и зависят от размеров, формы и диэлектрических констант наночастицы и окружения. Частоты локализованных плазмонов ограничены сверху частотой объемной плазмы металла.

Усиление магнитооптического отклика за счет возбуждения локальных плазмонов было предсказано еще в 1987 году [76]. В следующем году в разбавленном растворе частиц Fe_3O_4 было экспериментально продемонстрировано усиление фарадеевского вращения в оптическом диапазоне частот [77]. С тех пор были изучены различные магнитооптические эффекты, усиленные локальными плазмонными резонансами, в различных конфигурациях: в наночастицах ферромагнитных металлов [78, 79]; в частицах, объединяющих магнитный и благородный металлы [80, 81], частицы благородного металла в/на магнитной диэлектрической матрице [24, 82–84].

Было установлено, что при помощи массива никелевых нановолокон в порах мембран анодированного оксида алюминия можно достичь такого же керровского вращения поляризации, как и для объемного образца из никеля [78]. При этом в количественном соотношении получается, что в наноструктурированном образце всего 17% никеля. Достигается такой эффект за счет возбуждения локального плазмонного резонанса в нановолокнах. С увеличением диаметра нанопроводов положение резонанса смещается в красную область спектра. На примере никелевых нанодисков разного диаметра было экспериментально продемонстрировано,

что знак петли гистерезиса меридионального эффекта Керра зависит от длины волны возбуждения относительно положения резонанса локального плазмона: электроны наночастицы осциллируют синфазно (противофазно) с возбуждающим полем для энергий ниже (выше) резонанса (рис. 9). Таким образом сила Лоренца, а с ней и магнитооптический отклик, меняет знак [79].

В системах благородный металл/магнитный металл на примере трехслойной структуры Au(6 нм)/Co(10 нм)/Au(16 нм) было экспериментально исследовано поведение полярного эффекта Керра [81]. Изменяя соотношение диаметра к толщине, т.е. варьируя диаметр от 60 до 110 нм при фиксированной толщине, авторы наблюдают смещение резонанса локального плазмона в длинноволновую область спектра поглощения и соответствующее смещение в магнитооптическом спектре. Помещая диэлектрический слой внутрь такой трехслойной системы, можно добиться расщепления резонанса на два [85]. Расщепление происходит из-за наличия теперь двух границ раздела: $Au/Co - SiO_2$ и $Au - SiO_2$ (см. рис. 10). 20-нм слой диоксида кремния помещается сначала под слой кобальта, а затем над ним. В первом случае пик поглощения съезжает в красную часть спектра (750 нм), во втором — в синюю (600 нм). При этом спектр магнитооптического сигнала практически не изменяется, давая пик на длине волны 750 нм. Объясняется этот факт распределением электромагнитного поля. В основном оно локализовано вблизи золотого нанодиска, оставаясь примерно одинаково локализованным в магнитном слое для обеих конфигураций. Так, если взять структуру со слоем SiO_2 выше Co , на длине волны 750 нм можно получить одновременно

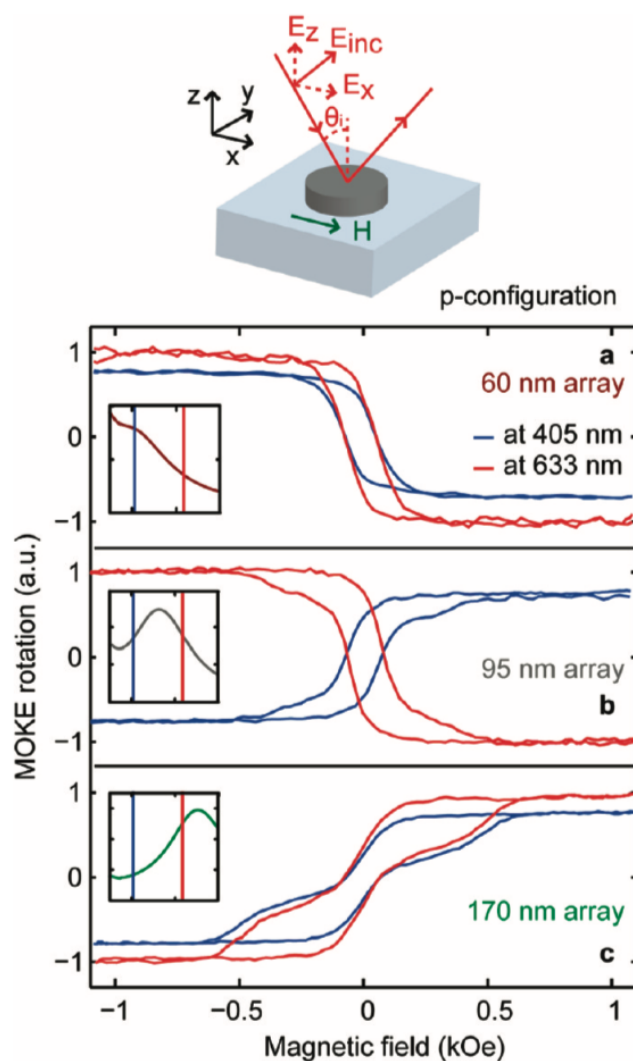


Рис. 9: Нормированный продольный магнитооптический эффект Керра для массива никелевых нанодисков с диаметрами 60 нм (а), 95 нм (б) и 170 нм (с) для длин волн 405 нм (красная линия) и 633 нм (синяя линия). Вставки схематично показывают спектр экстинкции соответствующих дисков [79].

высокий магнитооптический отклик и низкие оптические потери.

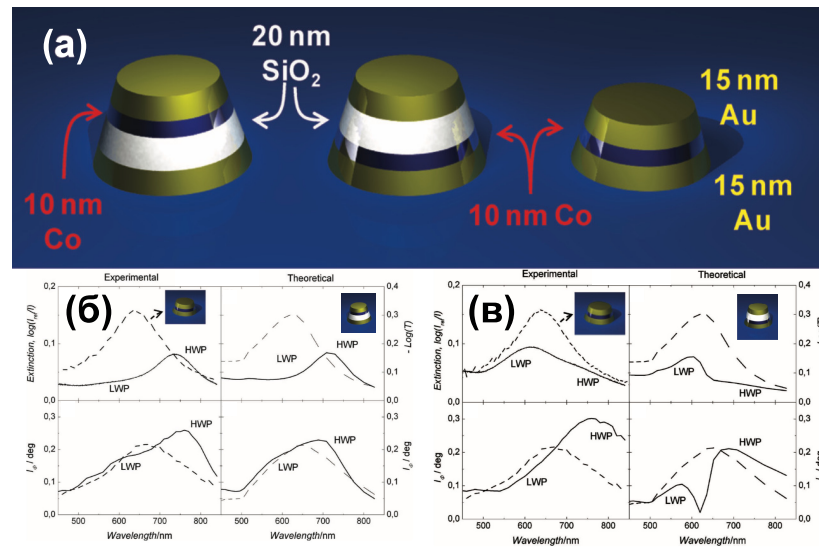


Рис. 10: (а) Геометрия наночастиц с диэлектрической вставкой. Спектральные зависимости оптического и магнитооптического отклика в образцах, где слой SiO₂ расположен (б) под кобальтом и (в) над кобальтом [85].

Еще одной конфигурацией наночастиц, поддерживающих локальные плазмоны и магнитооптический отклик, являются модели ядро-оболочка [86, 87]. В работе [87] была продемонстрирована корреляция между процентным содержанием кобальта в наночастице, положением резонанса и значением фарадеевского вращения. Следует отметить, что в изучаемых ансамблях частиц расстояние между ними должно быть значительным, чтобы не вступали в силу эффекты межчастичного взаимодействия.

Плазмонный резонанс в наночастицах из благородного металла может быть настолько сильным, что даже в невысоких магнитных полях (порядка 1 Тл) становится возможным измерить магнитооптический отклик от диамагнитных частиц [88]. Эффект объясняется усилением магнитной силы Лоренца $\vec{F}_L$, наводимой коллективным движением электронов проводимости при возбуждении плазмонного резонанса:

$$\vec{F}_L = i\omega\alpha_p[\vec{E}, \vec{B}],$$

здесь ω , $\vec{E}$ — частота и амплитуда падающего света, α_p — поляризуемость материала, $\vec{B}$ — внешнее магнитное поле. Если ни поляризуемость, ни магнитное поле не велики, эффект очень слабый. В плазмонных наноструктурах за счет возбуждения резонанса можно добиться значительного усиления поляризуемости α_p , а вместе с ней и лоренцевой силы, а следовательно, и магнитооптического отклика. Керровские вращение и эллиптичность оказываются в 20 раз слабее системы Au — Co — Au, в то время как магнитооптические константы золота в 800 раз меньше кобальта [81].

Избежать джоулевых потерь, значительных для металлов, особенно магнитных, можно, если использовать магнитные диэлектрики, например, висмут-замещенный

железо-иттриевый гранат (Bi:YIG). Можно добиться усиления магнитооптического отклика, вызванного возбуждением локальных плазмонов, если при изготовлении одновременно напылять и золото, и гранат [82]. В работе продемонстрировано изменение знака эффекта Керра в спектральной области возбуждения плазмонного резонанса. Положение плазмонного резонанса в сильной степени зависит от температуры отжига [83]: чем выше температура отжига, тем форма золотых наночастиц более симметрична и распределение по размерам становится уже, следовательно, и плазмонный резонанс становится уже (см. рис. 11). Это, в свою очередь, приводит к тому, что фарадеевское вращение становится больше, а магнитооптический резонанс уже, добротность выше. С увеличением температуры отжига положение резонанса смещается в синюю область спектра. В качестве образца в работе [24] выступали упорядоченные плазмон-активные нанодиски золота, погруженные в железо-иттриевый гранат. В спектре пропускания наблюдается провал, соответствующий перекачке части энергии в локальные плазмоны. В спектральной зависимости эффекта Фарадея для соответствующих длин волн наблюдается усиление магнитооптического отклика.

Таким образом, концентрация электромагнитного поля на границе раздела сред металл-диэлектрик приводит к усилению различных эффектов. Как было отмечено выше, характерный диапазон времен жизни плазмонов — фемтосекунды. В связи с этим динамика различных оптических и магнитооптических процессов на стыке плазмоники и магнетизма представляет интерес на данном временном масштабе.

В более сложных структурах возможно объединение нескольких мод, как локализованных, так и распространяющихся. В этом случае магнитооптический отклик может быть модифицирован за счет их гибридизации. В работе [89] между трех-

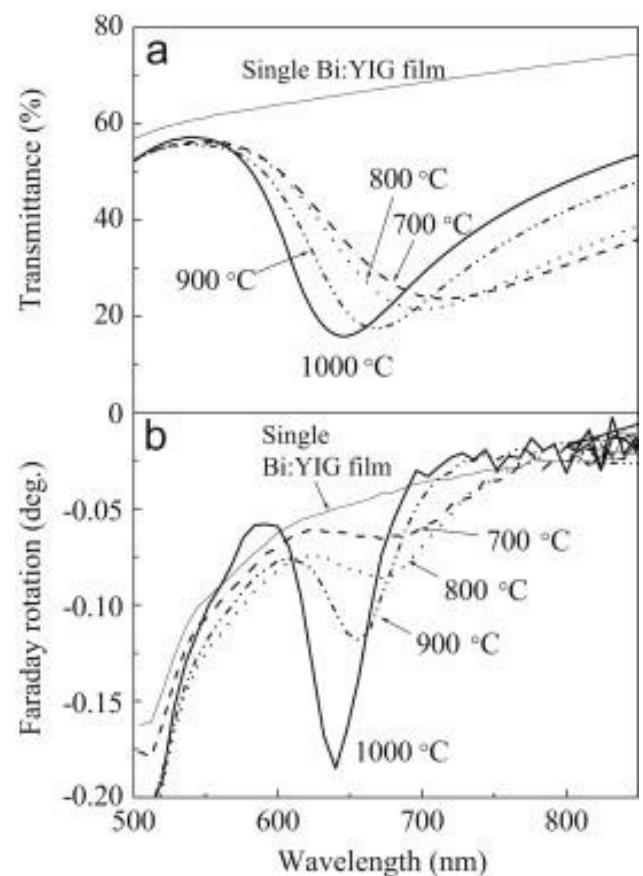


Рис. 11: (а) Пропускание и (б) фарадеевское вращение в зависимости от длины волны для различной температуры отжига образцов гранатовой магнитной пленки с золотыми включениями [83].

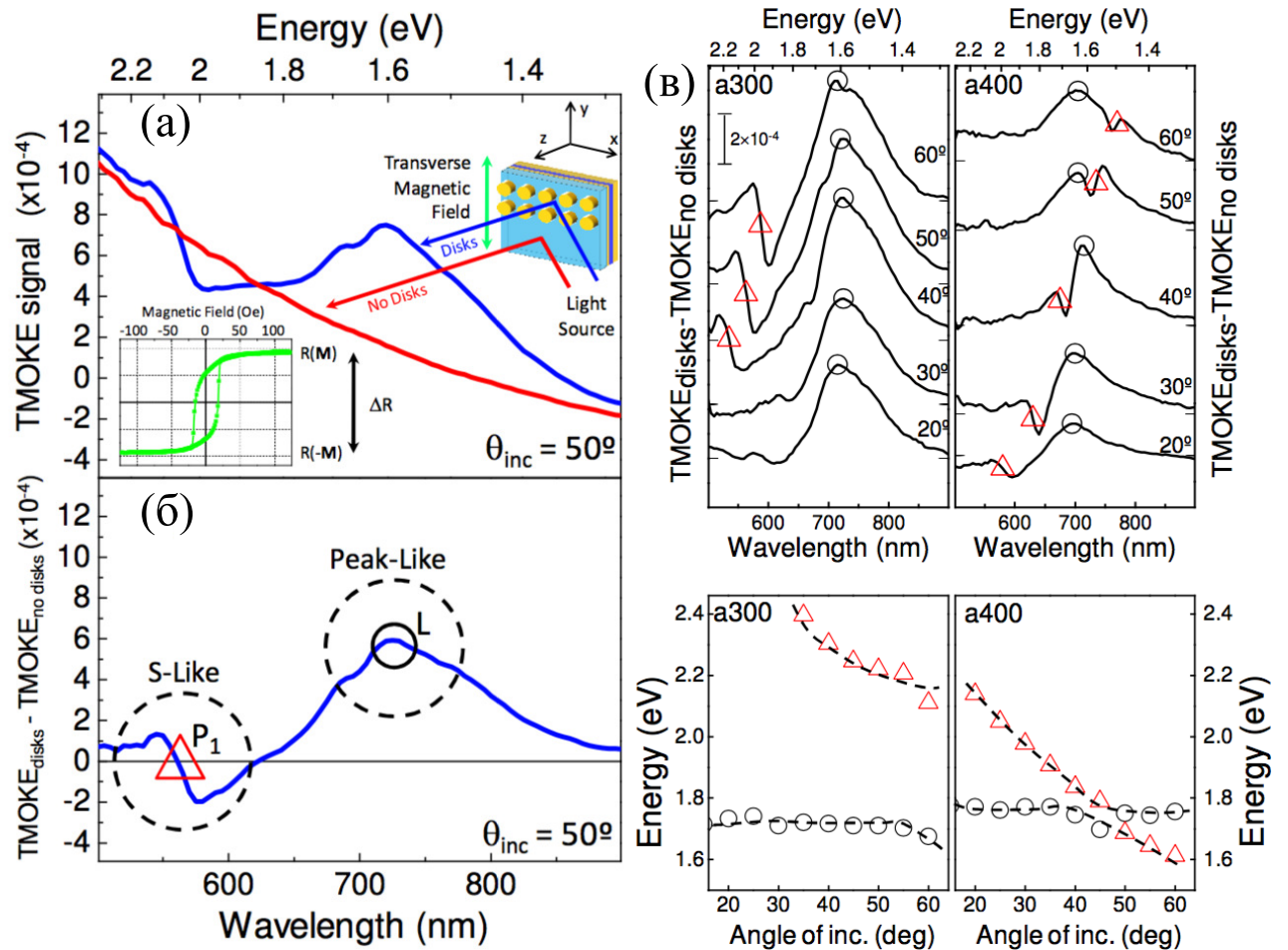


Рис. 12: (а) Спектральная зависимость ЭМОЭК для области образца с дисками (синяя линия) и без дисков (красная линия). Верхняя вставка — геометрия проводимого эксперимента. Нижняя вставка — изменение отражения при приложении магнитного поля. (б) Разность ЭМОЭК от образца с дисками и без них. (в) Эволюция разности ЭМОЭК при изменении угла падения для образцов с периодом 300 нм (левые графики) и 400 нм (правые графики). Нижние графики показывают изменение энергии в зависимости от угла падения для спектральных особенностей, связанных с возбуждением бегущих плазмонов (P_1 , Δ) и локальных плазмонов (L, $\circ$) [89].

слоистой структурой $Au - Co - Au$ и массивом золотых нанодисков был помещен диэлектрический слой SiO_2 (см. рис. 12). Бегущие плазмон-поляритоны возбуждаются за счет дифракционных эффектов от массива наночастиц. Перекачка энергии между модами контролируется углом падения. Вдали от области взаимодействия резонансов магнитное поле модифицирует волновой вектор бегущей волны, в то время как локальное возбуждение почти не зависит от намагниченности кобальта. Однако по мере сближения резонансов зависимость волнового вектора бегущей моды от намагниченности магнитного материала значительно уменьшается.

2.2.2 Бегущие поверхностные плазмон-поляритоны

Помимо локальных плазмонов, описанных выше, существуют бегущие поверхностные плазмон-поляритоны [67]. Предположим, что на границе $z = 0$ металла с ε_1 и диэлектрика с ε_2 локализуется электромагнитная волна, такая, что она экспоненциально затухает вдоль оси z и имеет распространяющуюся компоненту волнового вектора вдоль оси x :

$$E = E_0^\pm e^{i(k_x x \pm k_z z - \omega t)},$$

где знак '+' выбирается для $z \geq 0$, '-' для $z \leq 0$, а k_z мнимое, что соответствует затухающей компоненте E_z . Тогда из уравнений Максвелла (6) получается выражение для D :

$$D = \frac{k_{z1}}{\varepsilon_1} + \frac{k_{z2}}{\varepsilon_d} = 0.$$

Учитывая, что волновой вектор в среде $k = \sqrt{\varepsilon}\omega/c$ можно представить в виде суммы z и x компонент:

$$\varepsilon_i \left(\frac{\omega}{c} \right)^2 = k_x^2 + k_{zi}^2,$$

где i обозначает номер среды, получаем выражение для k_x :

$$k_x = \frac{\omega}{c} \sqrt{\frac{\varepsilon_1 \varepsilon_2}{\varepsilon_1 + \varepsilon_2}}. \quad (49)$$

Следует отметить, что бегущие плазмон-поляритоны существуют только при ТМ поляризации. Закон дисперсии поверхностных плазмон-поляритонов показан на рис. 13.

Если положить ω и ε_2 действительными, а $\varepsilon_1'' < |\varepsilon_1'|$, можно получить выражения для комплексного волнового вектора k_x :

$$k_x' = \frac{\omega}{c} \sqrt{\frac{\varepsilon_1' \varepsilon_2}{\varepsilon_1' + \varepsilon_2}}, \quad (50.1)$$

$$k_x'' = \frac{\omega}{c} \sqrt[3]{\frac{\varepsilon_1' \varepsilon_2}{\varepsilon_1' + \varepsilon_2} \frac{\varepsilon_1''}{2(\varepsilon_1')^2}}. \quad (50.2)$$

Величина скин-слоя для металла определяется как

$$l_s = \frac{1}{|k_{zi}|} = \frac{\lambda}{2\pi} \sqrt{\frac{\varepsilon_1' + \varepsilon_2}{(\varepsilon_1')^2}}. \quad (51)$$

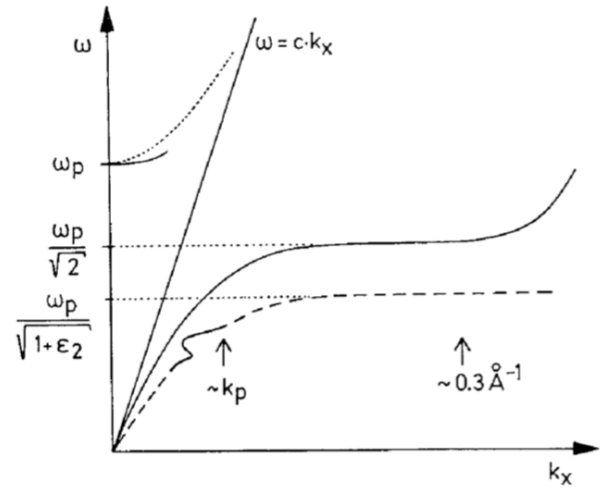


Рис. 13: Закон дисперсии бегущих поверхностных плазмон-поляритонов [67].

Для диэлектрика знаменатель меняется на ε_2^2 .

Длина же распространения бегущего поверхностного плазмон-поляритона на металлической пленке определяется из выражения $e^{-2k_x''x}$ и уменьшается в e раз на расстоянии:

$$L_i = \frac{1}{2k_x''}. \quad (52)$$

Для серебра при длине волны порядка 500 нм $L_i = 22$ мкм, а при 1060 нм она уже достигает величины 500 мкм.

Бегущие плазмон-поляритоны имеют характер связанных колебаний, поэтому им отвечают области дисперсионных кривых, расположенных правее дисперсионного соотношения для световой линии $\omega = ck$ (см. рис. 13). В связи с этим их возбуждение требует применения специальным схем для выполнения условия фазового синхронизма:

$$\vec{k}_{sp} = \vec{k} + \Delta\vec{k}. \quad (53)$$

Здесь $\vec{k}$ — волновой вектор падающего света, $\vec{k}_{sp}$ — волновой вектор плазмона, а $\Delta\vec{k}$ — фазовая расстройка. Существует несколько методов добиться выполнения условия синхронизма: призмные и решеточный. В призмной схеме Отто металлическая пленка расположена на расстоянии λ от призмы. Затухающее поле связывается с поверхностным плазмоном на границе раздела металл/воздух. В схеме Кретчмана же зазор между призмой и пленкой отсутствует, и плазмон возбуждается на границе раздела металл/воздух. Из-за поглощения в металле толщина пленки ограничена величиной скин-слоя.

Альтернативным способом возбуждения бегущих плазмонов является решеточный метод. Пусть под углом α на одномерную решетку с периодом P падает свет с волновым вектором $k = \omega/c$. Тогда компонента волнового вектора вдоль решетки k_x равняется

$$k_x = \frac{\omega}{c} \sin \alpha \pm mG = \frac{\omega}{c} \sqrt{\frac{\varepsilon}{\varepsilon + 1}} = k_{sp}, \quad (54)$$

где m — целое число, порядок дифракции, $G = 2\pi/P$ — вектор обратной решетки. Таким образом, выполнения условия фазового синхронизма в случае одномерной периодической решетки можно добиться либо за счет изменения периода P , либо за счет угла падения α .

В двумерной же решетке для выполнения условия синхронизма существует третья степень свободы: азимутальный угол φ . Это угол между вектором обратной решетки G и проекцией волнового вектора падающего света на плоскость образца k_x . Выражение для фазового синхронизма в двумерном случае можно получить, расписывая теорему косинусов для треугольника, образованного векторами G, k_x, k_{sp} :

$$\vec{k}_{sp}^2 = \vec{k}_x^2 + (m\vec{G})^2 - 2\vec{k}_x(m\vec{G}) \cos \varphi. \quad (55)$$

В геометрии с призмой авторам работы [20] удалось экспериментально исследовать излучение, наводимое туннельным переходом между пленкой золота и зондом туннельного микроскопа. Они подтвердили, что возбуждается бегущий поверхностный плазмон-поляритон на границе раздела золото/воздух, т.к. положение пика излучения сдвигается с углом падения. Кроме того, им удалось обнаружить пики, связанные с локальными возбуждениями, вызванными неоднородностями поверхности золотой пленки.

В экспериментах, посвященных рамановскому рассеянию, усиленному поверхностью, было установлено, что молекулы, адсорбированные на серебряных поверхностях, демонстрируют в рамановских спектрах в миллион раз усиленный отклик по сравнению с расчетными [14, 21]. Объясняется это именно локализацией электромагнитного поля на границе металл-диэлектрик. Позже исследовано усиление и других эффектов, например генерации второй оптической гармоники [19]. На островковых пленках серебра экспериментально продемонстрирована генерация второй оптической гармоники, достигающая усиления в 1000 раз. В те же годы было высказано предположение, что и магнитооптическая активность может быть усилена за счет бегущих плазмон-поляритонов в схеме полного внутреннего отражения [90, 91]. Если в схеме Кретчмана на призму нанести тонкую пленку ферромагнитного материала (железо или никель), можно обнаружить увеличение экваториального магнитооптического отклика системы (см. рис. 14). Сигнал может быть еще увеличен, если вкупе с магнитным металлом использовать благородный [92, 93].

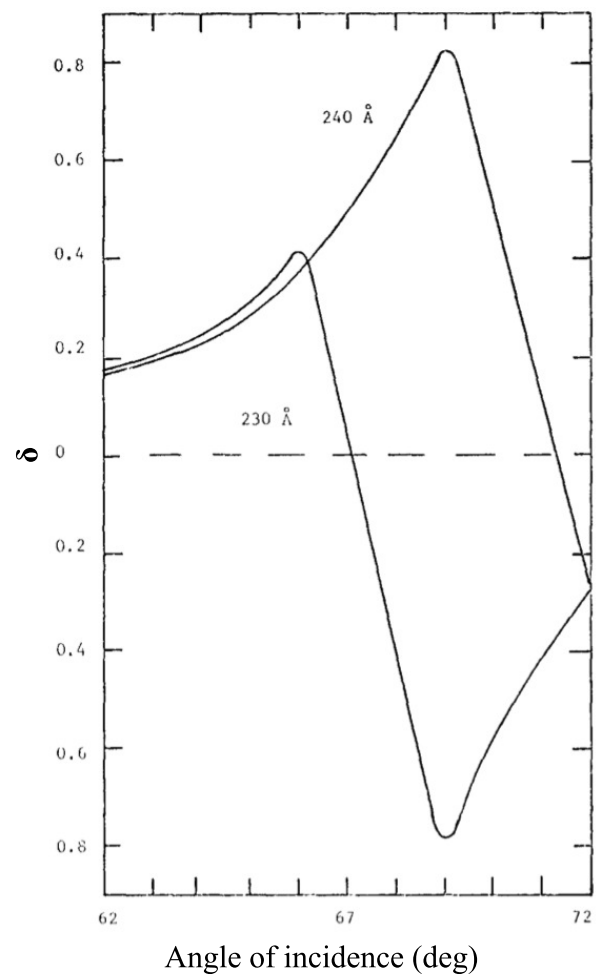


Рис. 14: ЭМОЭК в зависимости от угла падения излучения с длиной волны 632.8 нм для пленок железа толщиной 230 и 240 ангстрем [90].

При определенных условиях периодичность металлической пленки может приве-

сти к появлению энергетических запрещенных зон при распространении поверхностных мод [94]. В работе [95] показано, что для наблюдения запрещенной зоны под нормалью металлическая решетка должна содержать две гармоники. Тогда снимается вырождение по частоте бегущего плазмон-поляритона и появляются две частоты, одна из которых соответствует локализации зарядов в минимуме решетки и концентрации электромагнитного поля в диэлектрике над максимумами решетки (приводя к увеличению энергии, а значит и частоты), другая же — инвертированной ситуации и более низкой частоте [96]. Это и приводит к формированию плазмонной запрещенной зоны. По аналогии с кристаллами в физике твердого тела и фотонными кристаллами подобные структуры стали называть плазмонными кристаллами. Немалую роль в формировании запрещенной зоны играет качество профиля поверхности металлической решетки [94]. Установлено, что ширина плазмонной запрещенной зоны пропорциональна амплитуде модуляции решетки. Кроме того, с увеличением этой амплитуды частота, соответствующая центральному положению запрещенной зоны, смещается в синюю область спектра. Подчеркивается роль в относительной фазе между синусоидальными решетками основного периода и гармоники, поскольку она влияет на передачу энергии от бегущего плазмон-поляритона переизлучаемому фотону: если фаза равна 90 или -90 градусов, коэффициент отражения оказывается несимметричным для низко- и высокочастотной границ плазмонной запрещенной зоны, в то время как при отсутствии фазовой задержки провалы симметричны.

Однако на оптический отклик оказывает влияние не только качество поверхности плазмонного кристалла. Толщина подложки также играет важную роль. В работе [97] рассматривается одномерная металлическая решетка, расположенная на диэлектрическом слое, толщину которого меняют (см. рис. 15). Было установлено, что для тонких пленок (толщина 15 нм) решающую роль играют дифракционные аномалии, в то время как для толстых пленок (толщина 140 нм) можно добиться волноводного режима и связывания плазмон-поляритонов с волноводными модами. Наличие периодичности приводит к взаимодействию электромагнитных полей от соседних нанополосок, поэтому оптический отклик структурированного образца значительно отличается от отклика одиночной золотой нанополоски. Это объясняется дифракционной релеевской аномалией $\omega_{Rayleigh}$. Аномалии Релея происходят из-за открытия новых дифракционных порядков, или, говоря более строго, они появляются, когда из-за гармоник вектора обратной решетки m световое поле данной частоты меняется с эванесцентного (затухающего) на излучательное в окружающую среду. Данная особенность не зависит от полей ближней зоны и поляризации падающего света. Если же толщина диэлектрического слоя позволяет поддерживать возбуждение волноводных мод (в работе это 140 нм), то наблюдается существенное изменение оптического отклика. Во-первых, в спектрах появляются дополнитель-

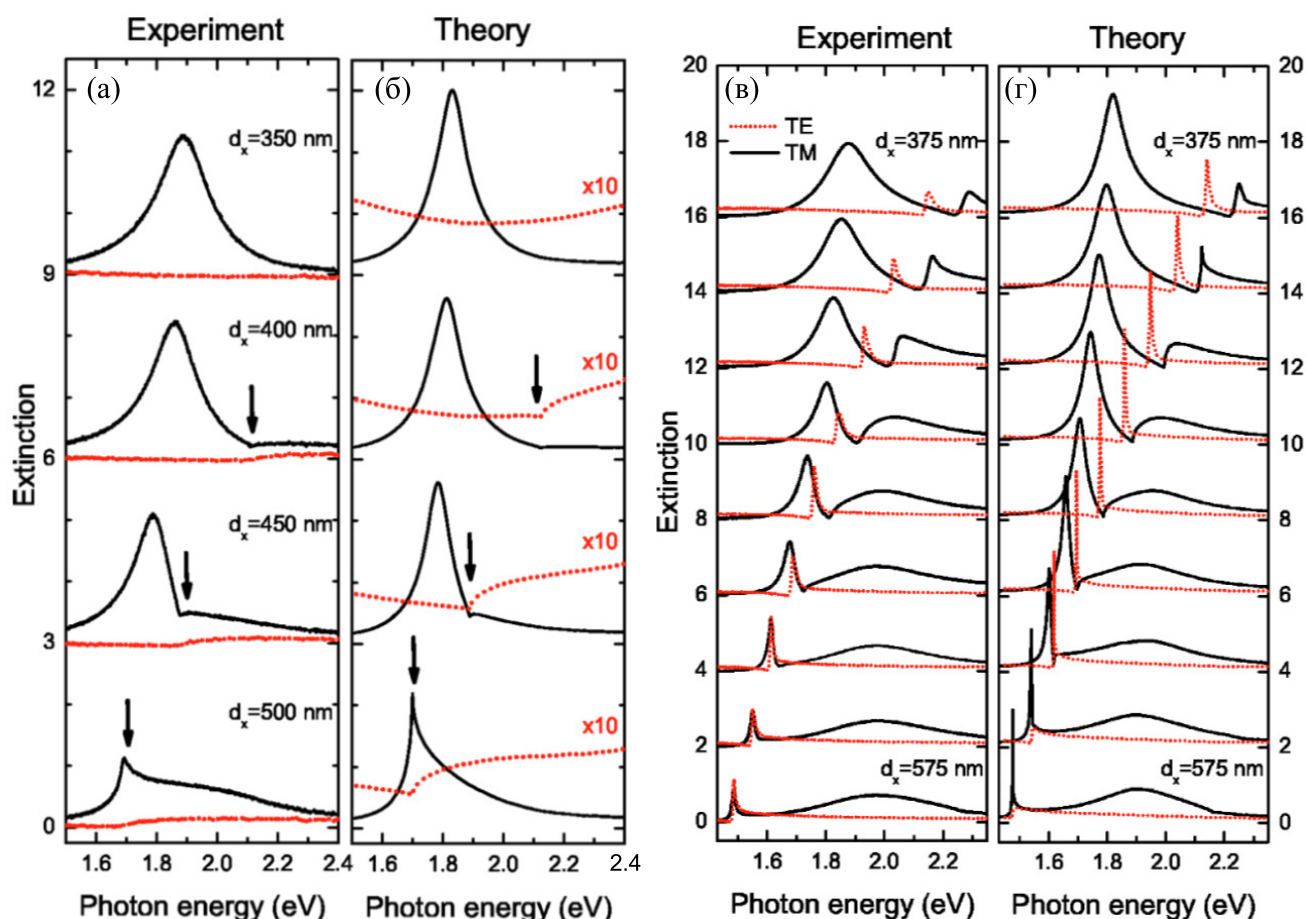


Рис. 15: Измеренные спектры экстинкции для массива золотых полосок с периодом 450 нм при нормальном падении света для ТЕ (красным) и ТМ (черным) мод в образце с диэлектрическим слоем в 15 нм (а — эксперимент, б — расчет) и 140 нм (в — эксперимент, г — расчет) [97].

ные пики, связанные с возбуждением этих мод, причем в силу пороговости возбуждения волноводных мод для поляризаций ТЕ и ТМ пики наблюдаются для разных длин волн. Спектры имеют форму линии Фано [74]. Во-вторых, из-за сильной связи плазмонного резонанса и волноводной моды вместо спектрального перекрытия (и увеличения эффекта) наблюдается антипересечение энергетических уровней (и "размытие" резонансов), сопровождающееся расщеплением Раби величиной 250 мЭВ.

Такая геометрия образца может быть использована для усиления магнитооптического отклика [98–103]. В первой из указанных работ авторы дают теоретическое описание усиления эффекта Фарадея и Керра (см. рис. 16). В перфорированной квадратами двумерной металлической решетке наблюдается эффект оптического сверхпропускания. На верхней границе возбуждается бегущий поверхностный плазмон-поляритон, который, туннелируя через металлическую пленку, возбуждает блоховскую волноводную моду в диэлектрическом магнитном слое. Электромагнитные волны рассеиваются на отверстиях и частично излучают в дальнюю зону.

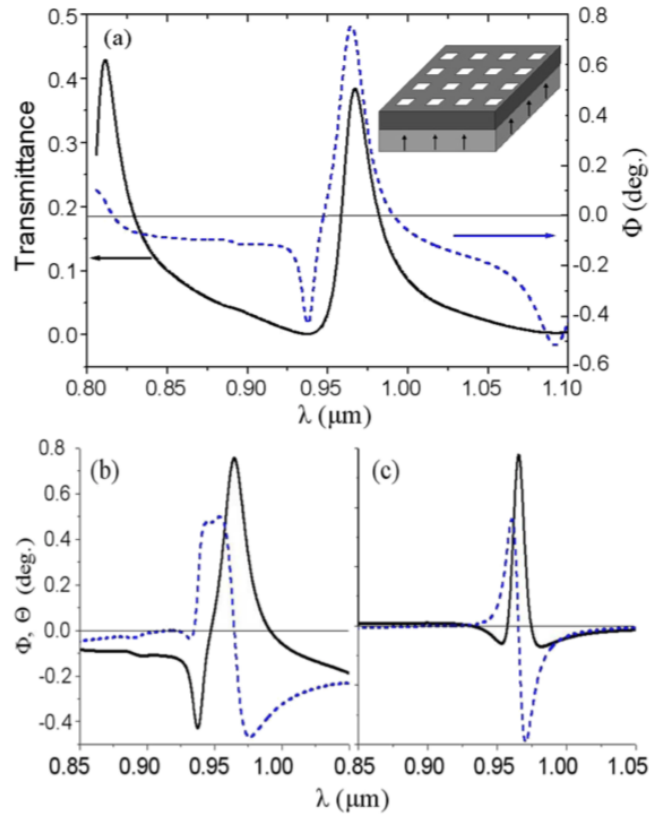


Рис. 16: (а) Черная линия — спектр пропускания образца. Синяя — спектр фарадеевского вращения. (b) Черная — спектр фарадеевского вращения. Синяя — спектр эллиптичности. (с) Черная — спектр керровского вращения. Синяя — спектр эллиптичности. [98].

Присутствие магнитного поля приводит к преобразованию ТЕ в ТМ моду, т.е. к фарадеевскому вращению. Для его усиления частоты ТЕ и ТМ мод должны совпасть, чего можно добиться правильным подбором толщины диэлектрического магнитного слоя. Ее можно найти, решая трансцендентное уравнение на закон дисперсии для ТЕ и ТМ мод,

$$i \tan k_{z2}h = \frac{\alpha_2(\alpha_1 + \alpha_3)}{\alpha_2^2 + \alpha_1\alpha_3}. \quad (56)$$

Здесь $\alpha_i = k_{zi}/\varepsilon_i$ для ТМ или $\alpha_i = k_{zi}$ для ТЕ моды. $k_{zi} = \sqrt{\varepsilon_i(\omega/c)^2 - \vec{k}_\perp^2}$, $i = 1, 2, 3$; ε_1 — диэлектрическая проницаемость металла, ε_2 — диэлектрическая проницаемость магнитного слоя, ε_3 — диэлектрическая проницаемость окружения; $\vec{k}_\perp$ — тангенциальная компонента волнового вектора. Для экспериментального подтверждения своей идеи авторы рассматривают одномерную золотую решетку на 140-нм слое железо-иттриевого граната, легированного висмутом. Им удалось достичь усиления за счет плазмонно-волноводной моды в 9 раз по сравнению с тонкой магнитной пленкой той же толщины. В такой же геометрии образца было экспериментально продемонстрировано усиление и экваториального эффекта Керра [100]. Авторам удалось

добиться значительного изменения интенсивности в 1.5%, сохраняя при этом высокий коэффициент пропускания в 45%. Авторы работы [101] демонстрируют усиление магнитооптического отклика до величины 1% за счет возбуждения нескольких порядков различных мод: волноводных мод в гранатовом слое и бегущих плазмон-поляритонов на границе раздела. В отличие от указанных работ, сигнал ЭМОЭК может быть увеличен за счет резонансных особенностей, связанных с аномалиями Вуда [103, 104]. Авторы работы [103] рассматривают одномерную металлическую немагнитную решетку поверх диэлектрического магнитного слоя. Представлены четыре случая эксперимента: когда возбуждаются бегущие плазмон-поляритоны и есть усиление ЭМОЭК; когда возбуждается плазмон и нет усиления; когда не возбуждается плазмон и есть сигнал ЭМОЭК; когда не возбуждается плазмон и нет усиления ЭМОЭК. Таким образом, авторы подчеркивают существенность вклада бегущих плазмон-поляритонов в магнитооптический отклик образца.

Возможна и инвертированная конфигурация образца: когда магнитным является металл, а немагнитным диэлектрик [104]. В работе исследуется меридиональный магнитооптический эффект Керра. В качестве образца рассматривается двумерный магнитоплазмонный кристалл, образованный гексагональной решеткой никелевых дисков. Изменяя угол падения излучения, авторы демонстрируют смещение резонанса, вызванного аномалией Вуда, и наблюдают следующее вместе с ним смещение магнитооптического отклика. За счет возбуждения бегущих поверхностных плазмон-поляритонов достигнуто усиление эффекта в 2 раза. Спектральным положением в таких магнитоплазмонных кристаллах можно управлять и за счет азимутального угла [105, 106]. В работе [107] проведены исследования экваториального магнитооптического эффекта Керра в одномерной наноструктурированной никелевой решетке. Управление магнитооптическим сигналом осуществлялось с помощью угла падения и азимутального поворота образца. Было достигнуто усиление эффекта в 10 раз. Добиться усиления магнитооптического сигнала можно и за счет пустот в металлических пленках [108]. На примере инверсных опалов в работе изучены брегговские плазмоны, Ми плазмоны и переходная ситуация (см. рис. 17). Брегговские плазмоны наблюдаются при аномалии Вуда. Условием возбуждения Ми плазмонов является формирование стоячей плазмон-поляритонной волны внутри нанопустоты. Установлено, что усиления экваториального эффекта Керра можно добиться за счет брегговских плазмонов, возбуждение же Ми плазмонов не приводит к значительному изменению магнитооптического отклика образца. За счет пустот в перфорированной трехслойной пленке золото-кобальт-золото, т.е. за счет эффекта оптического сверхпропускания, было теоретически предсказано усиление эффекта Фарадея [109]. Показано, что оптический и магнитооптический отклики зависят от толщины слоя кобальта и его положения внутри золотых обкладок. Чем больше кобальта, тем хуже

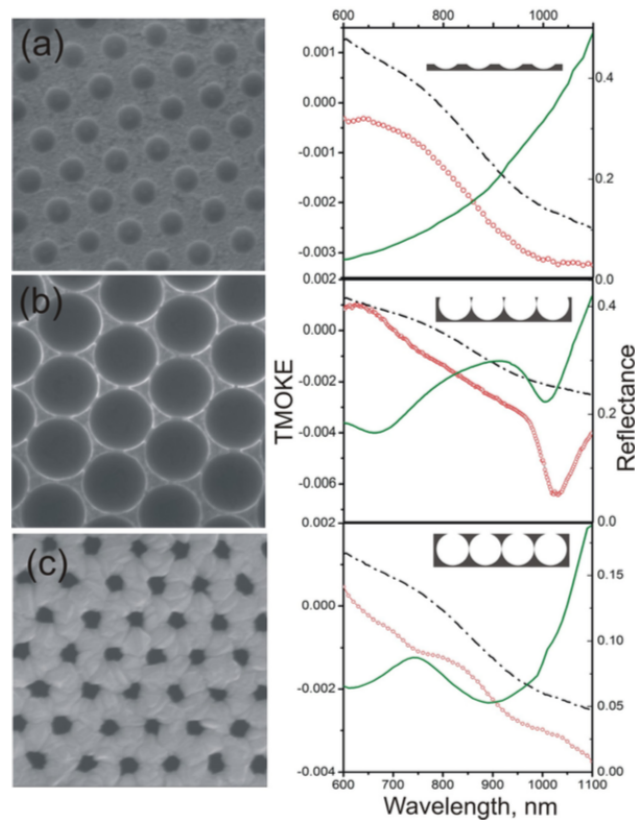


Рис. 17: Спектральные зависимости ЭМОЭК (круги) и коэффициента отражения (линии) для угла падения 60° и азимутального угла $\varphi = 0^\circ$ для различных значений нормированной толщины. Штрихпунктирной линией изображены графики для плоской никелевой пленки [108].

пропускание, но сильнее эффект Фарадея, однако эффективность системы, определенная в работе как произведение пропускания и фарадеевского вращения, почти не зависит от толщины кобальта. Что касается положения пленки кобальта, то ее лучше располагать ближе к границе с подложкой, если нужна эффективность магнитооптического сигнала и высокое пропускание в красной части спектра, т.к. этот резонанс связан с границей металл-подложка. Если же необходимо добиться эффективности в более синей области, где резонанс возбуждается на границе воздух-металл, то магнитный слой необходимо расположить ближе к другому слою золота. За счет того же эффекта оптического сверхпропускания в системе толстой перфорированной пленки, пустоты которой заполнены магнитным диэлектриком, на близких к резонансам частотах теоретически показано, что эффект Фарадея может быть усилен [110]. Магнитооптический отклик может быть увеличен, если магнитный металл покрыть благородным металлом, чтобы улучшить плазмонные свойства [112]. Установлено, что усиление экваториального магнитооптического эффекта Керра от образца с одномерной решеткой серебра толщиной 100 нм, покрытого 5-нм слоем никеля, лучше, чем от наноструктурированной одномерной решетки никеля толщиной 100 нм.

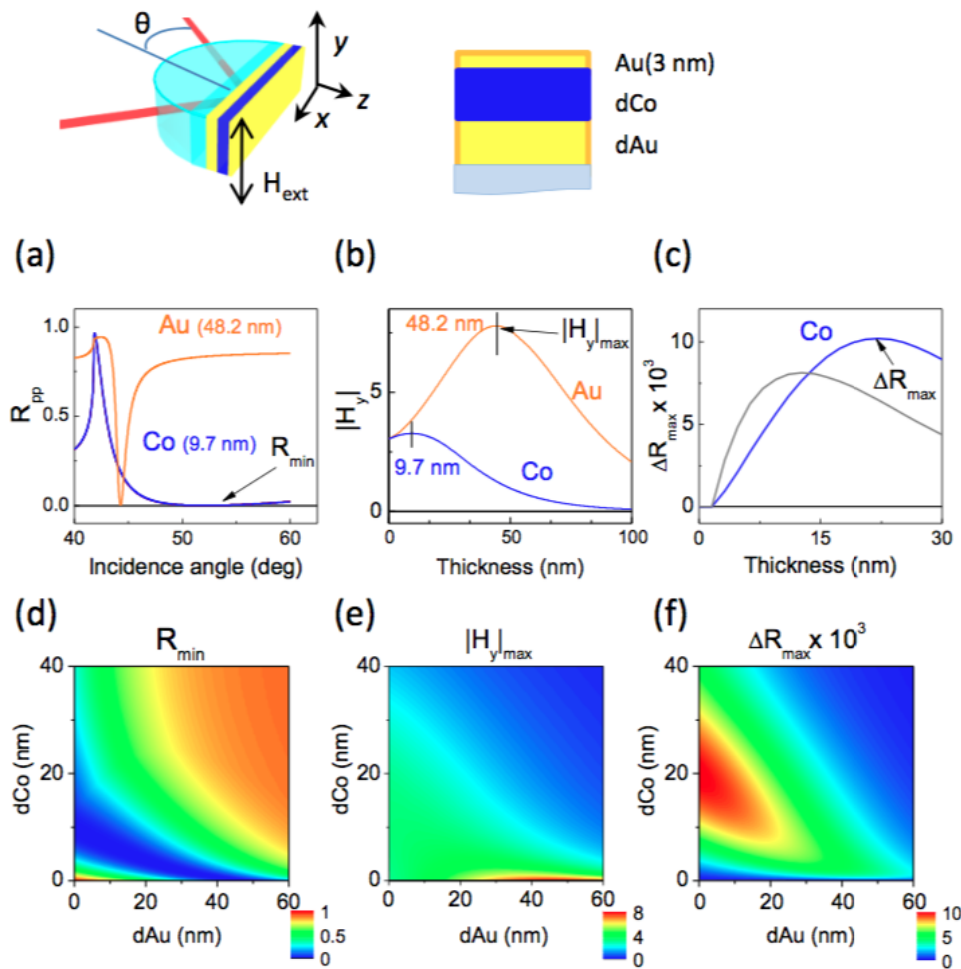


Рис. 18: Схематичное изображение возбуждения плазмонов в геометрии Кретчмана. Численный расчет. (a) Спектры отражения, рассчитанные для пленок кобальта и золота с критическими толщинами. (b) Абсолютное значение y -компоненты магнитного поля волны на границе раздела металл-воздух для кобальта и золота как функция толщины. (c) ЭМОЭК как функция толщины слоя кобальта в трехслойной структуре золото (3 нм)/кобальт/золото (20 нм). Нижние цветные карты — расчеты (d) минимума коэффициента отражения, (e) абсолютное значение y -компоненты магнитного поля волны и (f) ЭМОЭК для комбинации толщин кобальта и нижнего слоя золота [111].

В качестве альтернативной конфигурации магнитооптических плазмонных систем можно указать трехслойные структуры золото-магнитный металл-золото [92, 93, 111, 113]. В качестве магнитного материала используется кобальт. В работе [111] его толщину варьируют от 2.5 нм до 10 нм и изучают экваториальный магнитооптический эффект Керра (см. рис. 18). Верхний слой золота нужен для предотвращения окисления кобальта. Его толщина всего 3 нм. Оптические и магнитооптические свойства исследуются в геометрии Кретчмана. Авторы находят оптимальную толщину нижнего слоя золота для возбуждения бегущих плазмон-поляритонов. Подбирается

также оптимальная толщина магнитного слоя для максимизации магнитооптического отклика. В работе экспериментально показано, что на масштабах единиц нанометров, т.е. почти атомарного слоя, оптические константы кобальта отличаются от объемного материала. Наибольшее усиление магнитооптического сигнала, в 3.2 раза, было получено для толщины кобальта 2.8 нм.

Свойство локализации электромагнитного поля вблизи поверхности раздела металл-диэлектрик имеет широкое применение в качестве сенсоров [79, 114, 115]. Такие датчики могут работать в режиме реального времени и на микромасштабе, благодаря чему получили широкое распространение в медицине, биологии, химии и физике (см. рис. 19).

Поверхностные плазмон-поляритоны чрезвычайно чувствительны к материальным константам диэлектрика на масштабе глубины проникновения эванесцентного поля. Такие сенсоры обычно работают в призмных схемах возбуждения и имеют точность, превышающую 10^{-5} чувствительности по показателю преломления (refractive-index units, RIU). Сенсоры же на основе резонансов локальных плазмонов обладают преимуществом спектральной перестройки, но при этом проигрывают на порядок в чувствительности. Однако существуют примеры, которые объединяют в себе высокую чувствительность и спектральную перестройку. В них эти преимущества достигаются за счет объединения бегущих плазмон-поляритонов и волноводных мод. Сенсоры, не требующие призмных схем заведения, основаны на плазмонных кристаллах, в которых возбуждается бегущий плазмон-поляритон [116]. Помимо плазмонных сенсоров, существуют их магнитные аналоги на базе магнитоплазмонных кристаллов [117]. Авторам удалось добиться $5.6 \cdot 10^{-4}$ RIU, измеряя экваториальный эффект Керра.

В качестве другого применения плазмонных эффектов следует отметить их пользу в области оптической телекоммуникации (см. рис. 20). Для реализации работы сетей требуются пассивные и активные элементы: плазмонные волноводы, разделители/соединители, генераторы, усилители и т.п. [119]. В дополнение к этому, плазмоны могут служить носителями информации для интегрированных фотонных устройств. Такие устройства могут передавать и обрабатывать данные со скоро-

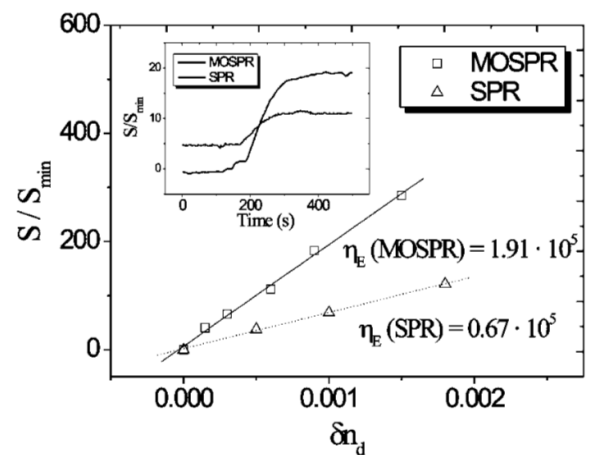


Рис. 19: Сравнение чувствительностей плазмонного и магнитоплазмонного сенсора [90].

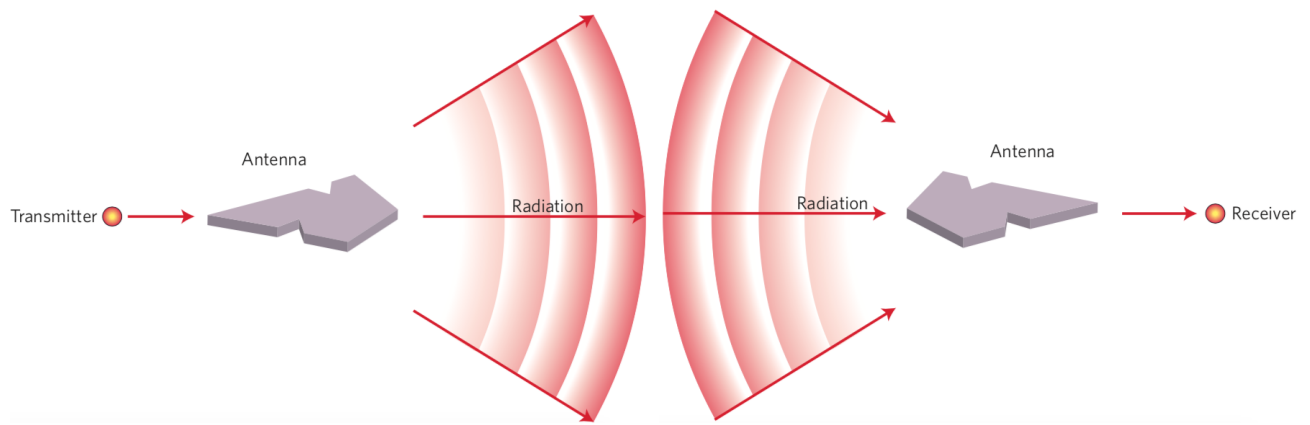


Рис. 20: Схематичное изображение передающей и принимающей наноантенн [118].

стью, на несколько порядков превышающей существующие. Способность управлять плазмон-поляритонами получила название «активной плазмоники» [120]. Такую модуляцию можно осуществить при помощи активирования квантовых точек, за счет электрических сигналов, нагревом, фотонами и т.п. На сегодняшний день самые быстрые скорости переключения достигнуты при помощи оптических сигналов. В качестве альтернативного кандидата можно указать магнитное поле, поскольку оно может менять оптические константы материала, которые зависят от него не только по величине, но и направлению. Кроме того, по своей природе магнитные процессы являются сверхбыстрыми [35], за счет чего могут быть достигнуты фемтосекундные скорости переключения.

В работе [121] продемонстрировано оптическое переключение на масштабе фемтосекунд. Авторами были выделены два вклада: с характерным временем менее 200 фс и с характерным временем 60 пс. Первый связан с процессами когерентной нелинейности, которая вызвана ангармоничными компонентами плазмонных осцилляций, вызванных непараболичностью электронной дисперсии. Причиной второго вклада являются медленные изменения переходных процессов отражательной способности алюминия: мощный импульс накачки возбуждает значительное число электронов в состояние выше уровня Ферми через межзонные переходы, приводя к его «размыванию», которое пропадает после термализации электронов в решетку. Соответствующие изменения диэлектрических коэффициентов имеют тепловую природу. В этом случае время отклика определяется временем, которое требуется, чтобы тепло передалось от скин-слоя в объем среды и чтобы восстановить деформацию решетки.

В области телекоммуникаций плазмонные частицы могут рассматриваться и в качестве наноантенн [118]. Оптическими антеннами принято называть устройства, которые преобразуют свободно распространяющиеся оптическое излучение в сконцентрированное в некой области, и наоборот. Предметом дизайна наноантенны явля-

ется оптимизация передачи энергии между локализованным источником (или приемником) и свободно распространяющимся полем. Авторы подчеркивают, что для оптических антенн оказывается невозможным просто отмасштабировать объекты до данной длины волны. Объясняется это тем, что на оптических частотах нельзя пренебрегать проникновением света в металлы. Благодаря конечной плотности электронных состояний существует задержка между электронным откликом и падающим излучением, которая приводит к наличию скин-слоя, глубина которого превышает характерный размер наномантенны. Таким образом, электроны в металле отвечают некой эффективной длине волны $\lambda_{eff} = a_1 + a_2\lambda/\lambda_p$, где $a_{1,2}$ — геометрические константы, а λ_p — плазменная длина волны. Кроме того, существует целый ряд проблем, которые необходимо решить прежде, чем оптические антенны станут широко использоваться на практике: управление направленностью излучения, согласование импедансов источника и антенны, преобразование оптического сигнала в электронные токи для использования в электрических цепях.

2.3. Материалы с высоким показателем преломления

Поскольку металлы обладают значительным поглощением в оптическом диапазоне, ведется активный поиск материалов, способных их заменить, сохранив при этом преимущество плазмонных свойств [122]. В работе дается обзор альтернативных плазмонных материалов, подчеркиваются их преимущества и недостатки. Авторы рассматривают различные металлы, металлические сплавы и высоколегированные полупроводники. Например, в щелочных металлах в видимой области почти отсутствуют потери, $\varepsilon'' \rightarrow 0$, однако ввиду их реактивности на воздухе и в воде они требуют специального хранения в минеральных маслах или при сверхвысоком вакууме. Превосходными оптическими свойствами обладает серебро, однако оно быстро деградирует. Быстро деградирует и алюминий, покрываясь оксидной пленкой. Поэтому золото оказывается лучшим кандидатом на роль плазмонного материала, хотя и обладает потерями. Чтобы снизить их, ученые используют металлические сплавы, как например золото-кадмий. Когда благородный металл допируется переходным металлом, повышается уровень Ферми, смещается плазменная частота, смещается порог межзонных переходов, тем самым меняя оптический отклик. Таким образом можно уменьшить поглощение для определенного диапазона частот. Среди полупроводников авторы отмечают, что в арсениде галлия можно добиться обращения в ноль действительной части диэлектрической проницаемости для длины волны около 9 мкм. Однако это требует степени легирования $7 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$. Чтобы обращение в ноль произошло в видимой части спектра, требуется уже $3 \cdot 10^{20} \text{ см}^{-3}$. А при таких концентрациях появляются другие проблемы: высокая мобильность, активность присадок и т.п. Среди полупроводников особое место занимает оксид индий-олово

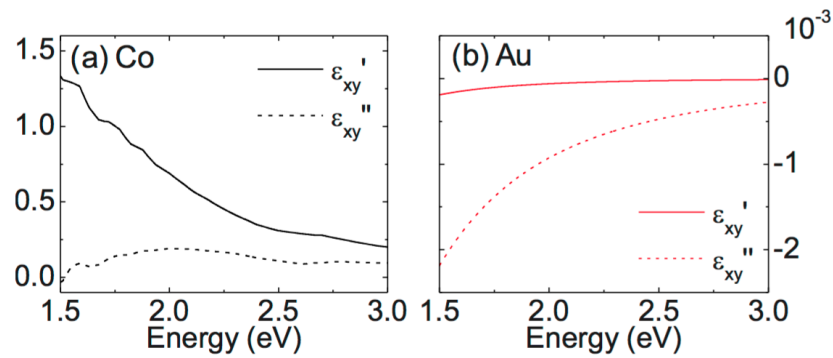


Рис. 21: Зависимость недиагональной компоненты тензора диэлектрической восприимчивости для кобальта (a) и для золота (b) [123]

(indium-tin-oxide, ИТО). Его плазменная частота в зависимости от соотношения между компонентами (оксид индия-оксид олова) может лежать в диапазоне от 0.44 эВ до 6.99 эВ. Следует отметить, что эту величину тяжело контролировать, так как она чувствительна к процессу изготовления. Но в целом ИТО является хорошим кандидатом на роль плазмонного материала в видимой и ближней ИК области спектра.

Благородные металлы, используемые в плазмонике, являются диамагнетиками, чьи магнитооптические свойства могут быть описаны моделью Друде [88]:

$$\epsilon_{xy} = i \frac{\omega_B (\omega_p t)^2}{\omega [(1 - i\omega t)^2 + (\omega_B t)^2]}. \quad (57)$$

Здесь t — время релаксации электронов. Для благородных металлов и несильных магнитных полей получается, что $\omega_B \ll \omega_p$, и магнитооптический отклик мал.

В случае ферромагнитных материалов магнитооптическая активность значительно выше, чем у благородных металлов, и определяется спин-орбитальными и обменными взаимодействиями, а также зонной структурой вещества. Например, для кобальта эта активность на три порядка выше, чем для золота (см. рис. 21).

В последние несколько лет получила бурное развитие область нанофотоники, связанная с новым способом локализации электромагнитного излучения на субволновых масштабах. Задачами этой области являются манипулирование сильными оптически индуцированными электрическими и магнитными резонансами Ми в диэлектрических наночастицах с высоким показателем преломления. Оптический отклик, согласно теории Ми [124], можно контролировать с помощью резонансных наномасштабных рассеивателей.

Для того чтобы продемонстрировать фундаментальные свойства света, рассеянного наночастицами, рассмотрим случай сферической частицы, освещаемой плоской электромагнитной волной [125]. Поля E и H в приближении линейной, изотропной и однородной среды должны удовлетворять волновым уравнениям, дивергенции полей

должны равняться нулю. Они не являются независимыми и могут быть выражены друг через друга:

$$\Delta \vec{E} + k^2 \vec{E} = 0, \quad \Delta \vec{H} + k^2 \vec{H} = 0; \quad (58.1)$$

$$\text{div} \vec{E} = 0, \quad \text{div} \vec{H} = 0; \quad (58.2)$$

$$\text{rot} \vec{E} = i\omega\mu\vec{H}, \quad \text{rot} \vec{H} = -i\omega\varepsilon\vec{E}. \quad (58.3)$$

Можно показать, что векторные волновые уравнения (58.1) могут быть сведены к скалярному волновому уравнению $\Delta\psi + k^2\psi = 0$ для функции ψ , позволяющей построить векторные функции $\vec{M}$ и $\vec{N}$, такие, что:

$$\vec{M} = \text{rot}(\vec{r}\psi), \quad \vec{N} = \frac{\text{rot}\vec{M}}{k}. \quad (59)$$

В сферических координатах скалярное уравнение будет иметь вид:

$$\frac{1}{r^2} \frac{\partial}{\partial r} \left(r^2 \frac{\partial \psi}{\partial r} \right) + \frac{1}{r^2 \sin \theta} \frac{\partial}{\partial \theta} \left(\sin \theta \frac{\partial \psi}{\partial \theta} \right) + \frac{1}{r^2 \sin \theta} \frac{\partial^2 \psi}{\partial \phi^2} + k^2 \psi = 0.$$

Если разделить переменные, то искать решение этого уравнения можно в виде $\psi(r, \theta, \phi) = R(r)\Theta(\theta)\Phi(\phi)$. Тогда для каждой из функций можно записать свое уравнение:

$$\frac{d^2 \Phi}{d\phi^2} + m^2 \Phi = 0, \quad (60.1)$$

$$\frac{1}{\sin \theta} \frac{d}{d\theta} \left(\sin \theta \frac{d\Theta}{d\theta} \right) + \left[n(n+1) - \frac{m^2}{\sin^2 \theta} \right] \Theta = 0, \quad (60.2)$$

$$\frac{d}{dr} \left(r^2 \frac{dR}{dr} \right) + [k^2 r^2 - n(n+1)] R = 0. \quad (60.3)$$

Линейно независимыми решениями для Φ являются четные $\Phi_e = \cos m\phi$ и нечетные функции $\Phi_o = \sin m\phi$. Решением второго уравнения являются функции Лагранжа $P_n^m(\cos \theta)$, которые при $m = 0$ являются полиномами Лагранжа P_n . Если ввести безразмерную переменную $\rho = kr$ и определить функцию $Z = R\sqrt{\rho}$, то третье уравнение сведется к виду:

$$\rho \frac{d}{d\rho} \left(\rho \frac{dZ}{d\rho} \right) + [\rho^2 - (n+1/2)^2] Z = 0,$$

решением которого являются функции Бесселя первого и второго рода. Следовательно, линейно независимыми решениями третьего уравнения станут сферические функции Бесселя:

$$j_n(\rho) = \sqrt{\frac{\pi}{2\rho}} J_{n+1/2}(\rho), \quad y_n(\rho) = \sqrt{\frac{\pi}{2\rho}} Y_{n+1/2}(\rho).$$

Таким образом, выражения для функции ψ примут вид:

$$\psi_{emn} = \cos(m\phi)P_n^m(\cos\theta)z_n(kr); \quad \psi_{omn} = \sin(m\phi)P_n^m(\cos\theta)z_n(kr),$$

где z_n может быть любой из четырех функций Бесселя: $j_n, y_n, h_n^{(1)}, h_n^{(2)}$. Зная ψ , можно найти $\vec{M}$ и $\vec{N}$.

Теперь необходимо записать падающую плоскую волну в виде разложения по этим функциям. Пусть она поляризована по x : $\vec{E}_i = E_0 e^{ikr \cos\theta} \vec{e}_x$, где $\vec{e}_x = \sin\theta \cos\phi \vec{e}_r + \cos\theta \cos\phi \vec{e}_\theta - \sin\phi \vec{e}_\phi$. Падающее поле, выраженное через сферические гармоники, имеет вид:

$$\vec{E}_i = \sum_{m=0}^{\infty} \sum_{n=m}^{\infty} \left(B_{emn} \vec{M}_{emn} + B_{omn} \vec{M}_{omn} + A_{emn} \vec{N}_{emn} + A_{omn} \vec{N}_{omn} \right).$$

Ввиду ортогональности функций $\cos(m\phi)$ и $\sin(m'\phi)$ для любых m и m' можно показать [125], что пары векторов $(\vec{M}_{emn}, \vec{M}_{omn})$, $(\vec{N}_{emn}, \vec{N}_{omn})$, $(\vec{M}_{omn}, \vec{N}_{omn})$, $(\vec{M}_{emn}, \vec{N}_{emn})$ являются ортогональными. Из ортогональности всех векторов сферических гармоник следуют выражения для коэффициентов:

$$B_{emn} = \frac{\int_0^{2\pi} \int_0^\pi \vec{E}_i \vec{M}_{emn} \sin\theta d\theta d\phi}{\int_0^{2\pi} \int_0^\pi |\vec{M}_{emn}|^2 \sin\theta d\theta d\phi},$$

для коэффициентов B_{omn} , A_{emn} , A_{omn} они записываются схожим образом. Кроме того, для любых m и n верно равенство $B_{emn} = A_{omn} = 0$, а другие коэффициенты исключаются, кроме тех, у которых $m = 1$. Падающее поле не может быть бесконечным в начале координат, поэтому ввиду особенности поведения функции y_n вблизи нуля аргумента она не может описывать падающее поле, в связи с чем оно будет выражаться через функции $j_n(kr)$. Таким образом, поле $\vec{E}_i$ принимает вид:

$$\vec{E}_i = \sum_{n=1}^{\infty} \vec{B}_{01n} \vec{M}_{o1n} + \vec{A}_{e1n} \vec{N}_{e1n}.$$

После вычисления интегралов в коэффициентах B_{o1n} и A_{e1n} выражение для них записывается в виде:

$$B_{o1n} = i^n E_0 \frac{2n+1}{n(n+1)}; \quad A_{e1n} = -i E_0 i^n \frac{2n+1}{n(n+1)},$$

а падающее поле $\vec{E}_i$ выражается таким образом:

$$\vec{E}_i = E_0 \sum_{n=1}^{\infty} i^n \frac{2n+1}{n(n+1)} \left(\vec{M}_{o1n} - i \vec{N}_{e1n} \right). \quad (61)$$

Учитывая, что вектор $\vec{H}_i$ через оператор ротора связан с $\vec{E}_i$, можно получить выражение для $\vec{H}_i$:

$$\vec{H}_i = \frac{-\vec{k}}{\omega\mu} E_0 \sum_{n=1}^{\infty} i^n \frac{2n+1}{n(n+1)} \left(\vec{M}_{e1n} + i \vec{N}_{o1n} \right). \quad (62)$$

Теперь можно найти рассеянные поля $(\vec{E}_s, \vec{H}_s)$ и поля внутри сферы $(\vec{E}_1, \vec{H}_1)$. На границе сферы радиуса a должны выполняться граничные условия:

$$\left[\vec{E}_i + \vec{E}_s - \vec{E}_1, \vec{e}_r \right] = \left[\vec{H}_i + \vec{H}_s - \vec{H}_1, \vec{e}_r \right] = 0.$$

Ввиду граничного условия, ортогональности векторных гармоник и формы разложения падающей волны, поле внутри сферы будет записываться в виде:

$$\vec{E}_1 = \sum_{n=1}^{\infty} E_n \left(c_n \vec{M}_{o1n} - i d_n \vec{N}_{e1n} \right), \quad (63.1)$$

$$\vec{H}_1 = \frac{-\vec{k}_1}{\omega \mu_1} \sum_{n=1}^{\infty} E_n \left(d_n \vec{M}_{e1n} + i c_n \vec{N}_{o1n} \right), \quad (63.2)$$

где $E_n = i^n E_0 (2n+1)/(n(n+1))$, а $\vec{k}_1$ и μ_1 — волновой вектор внутри сферы и магнитная восприимчивость сферы соответственно. При исследовании рассеянных волн поведение функций j_n и y_n вблизи нуля неважно, поэтому удобнее выразить поле таких волн через функции Ханкеля, причем из двух функций следует выбрать ту, которая описывает расходящиеся волны: $h_n^{(1)}(kr) \sim (-i)^n e^{-kr}/(ikr)$, $kr \gg n^2$. Разложение электромагнитного поля рассеянных волн будет иметь вид:

$$\vec{E}_s = \sum_{n=1}^{\infty} E_n \left(i a_n \vec{N}_{e1n} - b_n \vec{M}_{o1n} \right), \quad (64.1)$$

$$\vec{H}_s = \frac{\vec{k}}{\omega \mu} \sum_{n=1}^{\infty} E_n \left(i b_n \vec{N}_{o1n} + a_n \vec{M}_{e1n} \right), \quad (64.2)$$

Рассеянное электромагнитное поле записано в виде бесконечного набора векторных гармоник $\vec{M}_n$ и $\vec{N}_n$ — электромагнитных нормальных мод сферической частицы. В общем случае рассеянное поле — это суперпозиция нормальных мод, вклад каждой из которых определяется коэффициентами a_n и b_n . Диаграммы, представляющие линии электрического поля, соответствующие поперечным компонентам первых четырех нормальных мод, показаны на рисунке 22. Линии поля показаны на поверхности воображаемой сферы на удалении от частицы, расположенной при этом concentрически с ней. Для каждого n существует два отличительных типа моды: для одной отсутствует радиальная компонента магнитного поля, поперечная магнитная мода (или мода электрического типа по другой терминологии); для другой отсутствует радиальная компонента электрического поля, поперечная электрическая мода (или мода магнитного типа по другой терминологии). Диаграммы магнитного поля выглядят так же, за исключением того, что их надо повернуть на 90° по азимутальному углу.

Получим выражения для коэффициентов рассеяния a_n и b_n . Для фиксированного n существуют четыре неизвестных: a_n , b_n , c_n и d_n . Следовательно, нужны четыре

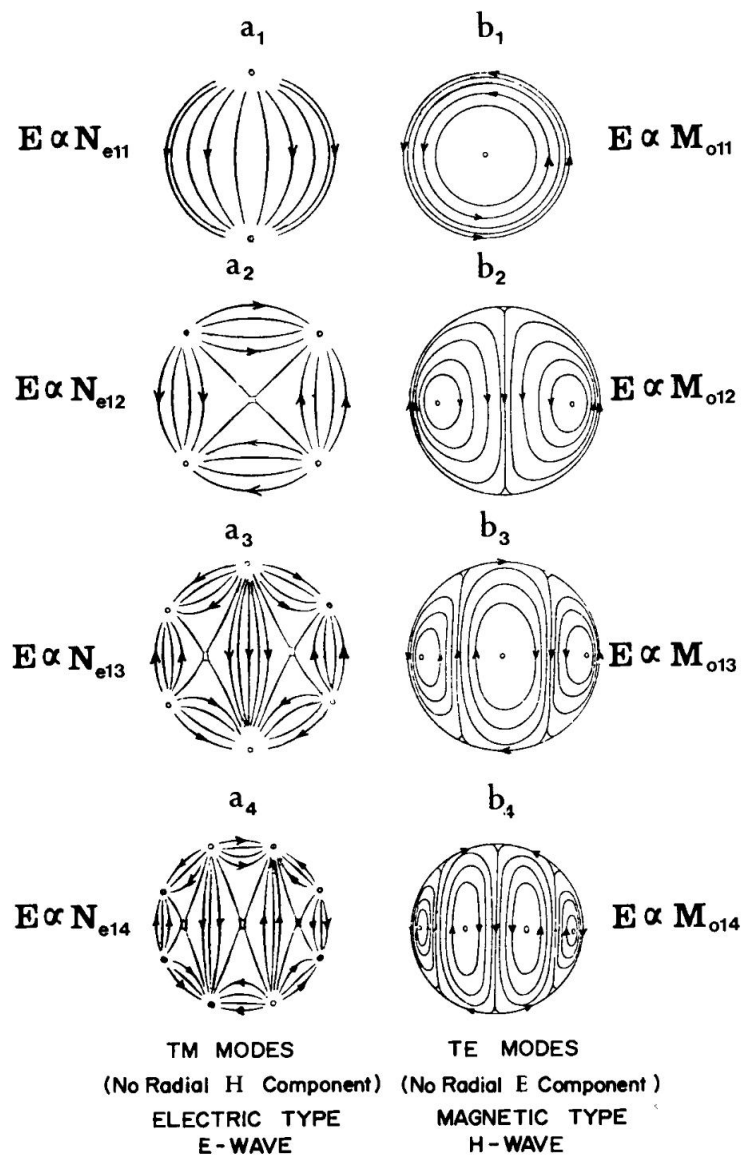


Рис. 22: Диаграммы линий электрического поля, соответствующие поперечным компонентам первых четырех нормальных мод [124, 125].

уравнения, чтоб их определить. Они могут быть получены из граничных условий при $r = a$:

$$\begin{aligned}
 E_{i\theta} + E_{s\theta} &= E_{1\theta}, & E_{i\phi} + E_{s\phi} &= E_{1\phi}, \\
 H_{i\theta} + H_{s\theta} &= H_{1\theta}, & H_{i\phi} + H_{s\phi} &= H_{1\phi}.
 \end{aligned}$$

Учитывая ортогональность тригонометрических функций, а также выражения для электрического и магнитного полей падающей волны (61),(62), рассеянной волны (64.1),(64.2) и волны внутри сферы (63.1), (63.2), получаем систему четырех

однородных линейных уравнений:

$$\begin{aligned} j_n(\eta q)c_n + h_n^{(1)}(q)b_n &= j_n(q), \\ \mu [\eta q j_n(\eta q)]' c_n + \mu_1 [qh_n^{(1)}(q)]' b_n &= \mu_1 [qj_n(q)]', \\ \mu \eta j_n(\eta q)d_n + \mu_1 h_n^{(1)}(q)a_n &= \mu_1 j_n(q), \\ [\eta q j_n(\eta q)]' d_n + \eta [qh_n^{(1)}(q)]' a_n &= \eta [qj_n(q)]', \end{aligned} \quad (65)$$

где штрих означает производную по аргументу, указанному в скобках, $q = ka = 2\pi Na/\lambda$ — характерный параметр, $\eta = N_1/N = k_1/k$, а N_1 и N — показатели преломления частицы и среды соответственно. Четыре уравнения легко решаются относительно неизвестных коэффициентов, описывающих поле внутри сферы c_n и d_n :

$$\begin{aligned} c_n &= \frac{\mu_1 j_n(q) [qh_n^{(1)}(q)]' - \mu_1 h_n^{(1)}(q) [qj_n(q)]'}{\mu_1 j_n(\eta q) [qh_n^{(1)}(q)]' - \mu h_n^{(1)}(q) [\eta q j_n(\eta q)]'}, \\ d_n &= \frac{\mu_1 \eta j_n(q) [qh_n^{(1)}(q)]' - \mu_1 \eta h_n^{(1)}(q) [qj_n(q)]'}{\mu \eta^2 j_n(\eta q) [qh_n^{(1)}(q)]' - \mu_1 h_n^{(1)}(q) [\eta q j_n(\eta q)]'}, \end{aligned} \quad (66)$$

и коэффициентов рассеяния a_n и b_n :

$$\begin{aligned} a_n &= \frac{\mu \eta^2 j_n(\eta q) [qj_n(q)]' - \mu_1 j_n(q) [\eta q j_n(\eta q)]'}{\mu \eta^2 j_n(\eta q) [qh_n^{(1)}(q)]' - \mu_1 h_n^{(1)}(q) [\eta q j_n(\eta q)]'}, \\ b_n &= \frac{\mu_1 j_n(\eta q) [qj_n(q)]' - \mu j_n(q) [\eta q j_n(\eta q)]'}{\mu_1 j_n(\eta q) [qh_n^{(1)}(q)]' - \mu h_n^{(1)}(q) [\eta q j_n(\eta q)]'}. \end{aligned} \quad (67)$$

Если для какого-либо n частота света (или радиус частицы) зануляет знаменатель, то соответствующая нормальная мода будет доминировать в рассеянном поле.

Построим воображаемую сферу вокруг частицы и оценим скорость, с которой электромагнитная энергия пересекает ее поверхность A : $W_a = -\int_A (\vec{S}, \vec{e}_r) dA$, $\vec{S}$ — вектор Умова-Пойтинга. Величины W_a и W_s описывают скорость поглощения и рассеяния энергии соответственно, тогда для скорости экстинкции можно записать: $W_{ext} = W_s + W_a$. Раскрывая интеграл для скорости рассеяния W_s через поля E и H , получаем выражение:

$$W_s = \frac{\pi |E_0|^2}{k\omega\mu} \sum_{n=1}^{\infty} (2n+1) Re(g_n) (|a_n|^2 + |b_n|^2),$$

где $g_n = -i\rho h_n^{(1)}(\rho) [\rho h_n^{(1)}(\rho)]'$. Тогда сечение рассеяния определяется выражением:

$$C_{sca} = \frac{W_s}{I_i} = \frac{2\pi}{k^2} \sum_{n=1}^{\infty} (2n+1) (|a_n|^2 + |b_n|^2), \quad (68)$$

а сечение экстинкции:

$$C_{ext} = \frac{W_{ext}}{I_i} = \frac{2\pi}{k^2} \sum_{n=1}^{\infty} (2n+1) \operatorname{Re}(a_n + b_n). \quad (69)$$

В случае немагнитных частиц без затухания их рассеяние зависит только от двух параметров: q и ε . Для фиксированного q отличие металлических частиц от диэлектрических определяется знаком восприимчивости, который меньше нуля для металлов и больше нуля для диэлектриков. В металлах отрицательная восприимчивость позволяет возбуждать поверхностные локальные состояния с большими волновыми векторами, что позволяет преодолеть дифракционный предел. В диэлектриках же из-за положительности восприимчивости поверхностные моды обычно не существуют, и дифракционный предел преодолеть нельзя. Оптический отклик диэлектрических частиц легко масштабируется, поскольку оптические константы изменяются несильно, в то время как для плазмонных материалов такой подход не работает, так как кинетическая энергия электронов накладывает ограничения на изменение размера. Маленькие металлические сферы ($q < 1$) рожают локальные резонансы только электрической природы — диполи, квадруполь и т.д., в то время как резонансы магнитной природы пренебрежимо малы ввиду отсутствия проникновения поля внутрь частицы. Для того чтобы добиться магнитного отклика от металлических структур, необходимо изменить геометрию нанобъекта специальным образом. Например, резонаторы в виде разорванного кольца (сплит-ринг, англ. split-ring) могут работать как эффективные LC контуры с усиленным магнитным откликом в центре кольца [126]. Такие устройства хорошо работают в диапазоне микроволн. Чтобы возбудить такие резонансы на оптических частотах, необходимо уменьшать размер объекта, что становится технологически тяжело сделать. К тому же ввиду высоких омических потерь металлы сильно поглощают энергию падающей волны. Однако получить магнитный отклик на оптических частотах оказалось довольно просто при помощи диэлектрических наночастиц с высоким показателем преломления. Для них возможно возбуждение резонансов как электрического, так и магнитного типа сравнимой амплитуды в видимом диапазоне. Резонансный отклик магнитного диполя происходит тогда, когда энергия падающего света переходит в круговые токи смещения электрического поля благодаря проникновению поля и задержке фазы внутри наночастицы (см. рис. 23). Это происходит, когда длина волны внутри частицы сравнима с ее диаметром. На микроскопическом уровне токи смещения возникают из-за поляризации атомов или молекул в диэлектрическом материале. Электрическая дипольная мода связана с линейными токами смещения, магнитная же мода возникает из-за возбуждения круговых токов внутри частицы. По закону индукции осциллирующий круговой ток приводит к осциллирующему магнитному полю, и наоборот. Обе моды локализуют электромагнитную энергию внутри или вблизи частицы. Токи

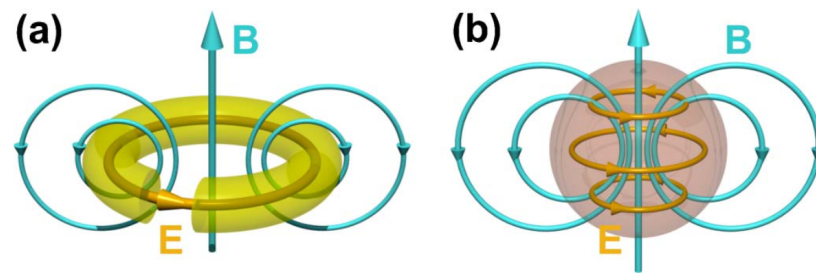


Рис. 23: Схематичное представление распределений электрического и магнитного полей для магнитного дипольного резонанса внутри (a) металлического сплит-ринг резонатора и (b) диэлектрической частицы с высоким показателем преломления [127].

смещения не рассеивают энергию, поэтому зачастую неизлучательными процессами в диэлектрических нанорезонаторах можно пренебречь. Это, в свою очередь, дает увеличение добротности резонансов в высокоиндексных материалах в сравнении с плазмонными аналогами.

Распределение электрического и магнитного полей первых четырех резонансов (магнитный диполь, электрический диполь, магнитный квадруполь, электрический квадруполь) для сферической частицы представлены на рисунке 24. Теоретиче-

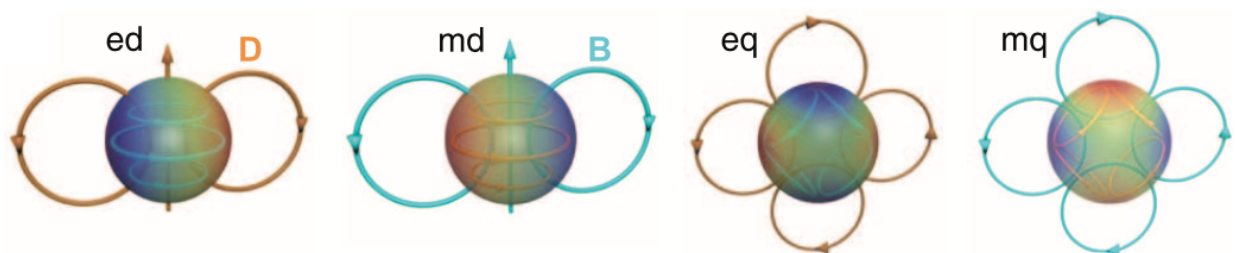


Рис. 24: Распределение электрического и магнитного полей электрического диполя (ed), магнитного диполя (md), электрического квадруполь (eq), магнитного квадруполь (mq) для сферической частицы [128].

ски [129] и экспериментально [127, 130] было показано, что в видимом диапазоне для кремниевых сфер возможна ситуация, когда вклад магнитного диполя окажется превосходящим мультиполи других порядков. Методом микроспектроскопии темного поля было продемонстрировано, что частицам, диаметр которых увеличивается от 100 до 200 нм, соответствует разное свечение, что подтверждается спектрами рассеяния (см. рис. 25).

Резонансные диэлектрические наночастицы, обладающие низкими потерями и высоким показателем преломления, позволяют увидеть новые нанофотонные эффекты. Один из них — существование неизлучающей анапольной моды [131–134]. В классической электродинамике анапольная мода в сильной степени зависит от возбуждения тороидной дипольной моды, генерируемой токами, текущими на поверх-

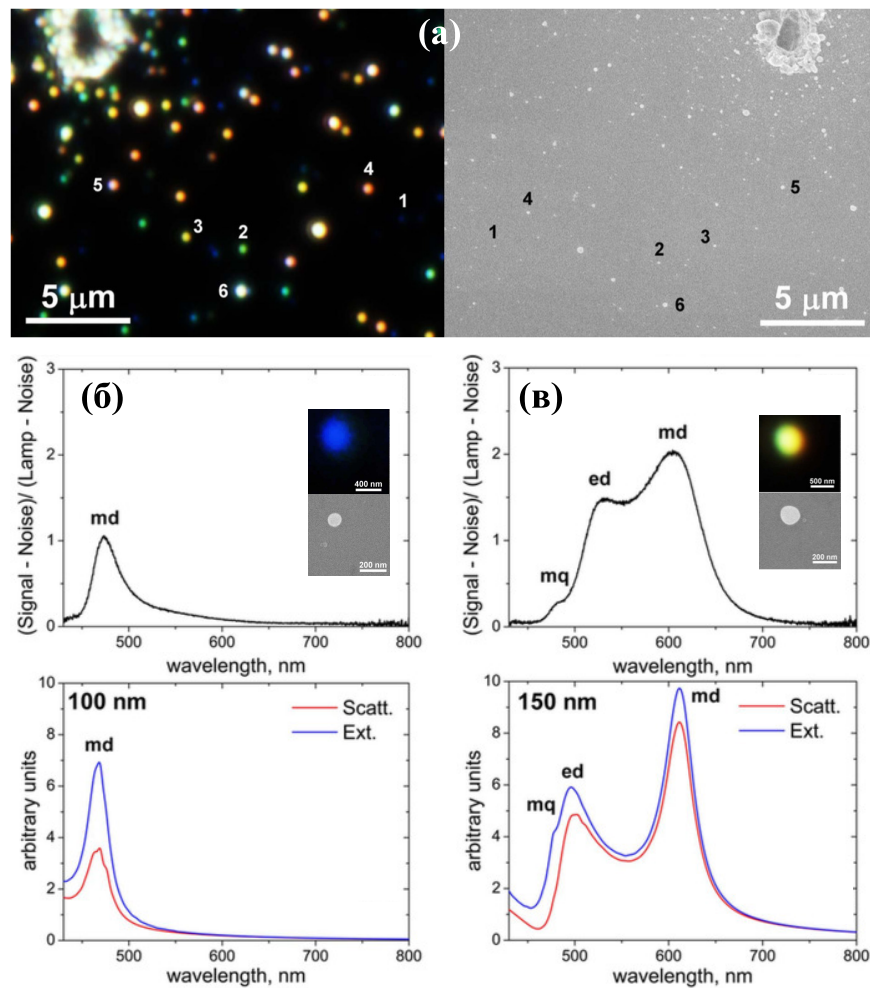


Рис. 25: (а) Слева — микроскопия темного поля, справа — сканирующая электронная микроскопия. Верхние панели (б) и (в) — экспериментальные спектры рассеяния сферическими частицами размером (б) 100 нм и (в) 150 нм. Нижние панели (б) и (в) — теоретические спектры рассеяния (красная кривая) и экстинкции (синяя кривая) сферическими частицами размером (б) 100 нм и (в) 150 нм [127].

ности тора вдоль его меридиана. Поляризация и угловое распределение излученных полей динамических торoidalных диполей абсолютно идентично обычным электрическим диполям. Суперпозиция этих торoidalной дипольной моды с электрической дипольной модой могут привести к деструктивной интерференции, соответствующей дальнепольным излучательным вкладам.

Любая частица, размер которой много меньше длины волны света, ведет себя как электрический диполь, рассеивая свет симметрично в плоскости перпендикулярной оси диполя. Для того чтобы управлять рассеянием, необходима интерференция пары или нескольких мод. Для плазмонных частиц асимметричного рассеяния можно добиться благодаря резонансам Фано, возникающим при интерференции широкого электрического дипольного резонанса с узким квадрупольным резонансом [74,135,136]. В наночастицах из материалов с высоким показателем преломления

управления рассеянием можно добиться при интерференции электрического и магнитного дипольных резонансов сравнимой амплитуды, возбужденных одновременно. Из теории Ми можно показать (см. рис. 26), что для сферической частицы при равен-

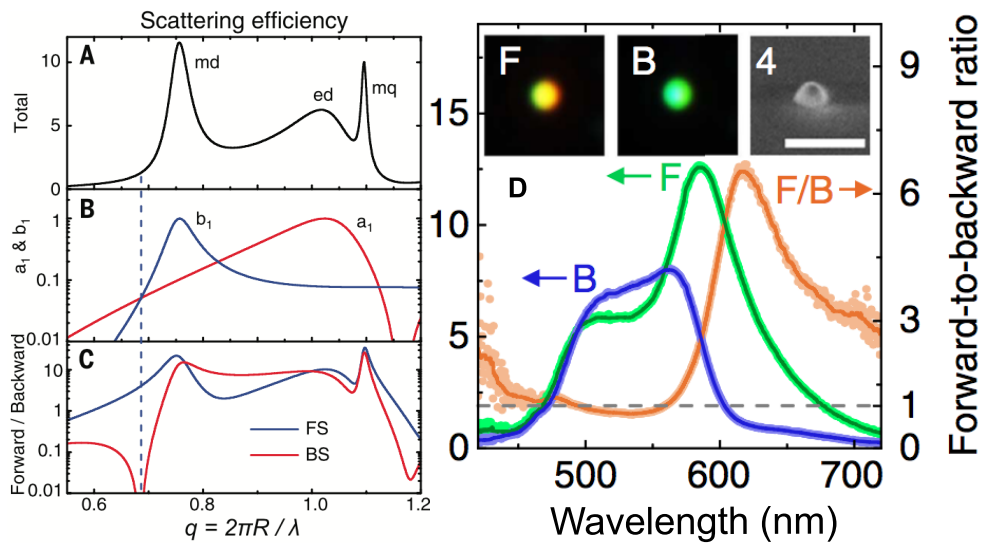


Рис. 26: (А) Эффективность рассеяния диэлектрической сферы с показателем преломления $n = 4$, рассчитанная согласно теории Ми, в зависимости от характерного параметра q , ed — электрический диполь, md — магнитный диполь, eq — электрический квадруполь. (В) Электрический (a_1) и магнитный (b_1) коэффициенты рассеяния сферы. (С) Эффективность рассеяния сферы вперед (FS) и назад (BS). Пунктирной линией отмечено спектральное положение, при котором выполняется первое условие Керкера. (D) Экспериментальные спектры рассеяния вперед (зеленая кривая) и назад (синяя кривая), а также отношение вперед/назад (оранжевая кривая) почти сферической частицы диаметром 150 нм на стеклянной подложке. Вставки: микроскопия пропускания (F), отражения (B) в темном поле; и СЭМ-изображение частицы [128].

стве коэффициентов электрического a_1 и магнитного b_1 диполя и перенебрежимой малостью коэффициентов высших мультиполей рассеяние назад подавляется [125]. Идейно это схоже с зависимостью, установленной Керкером и носящей его имя, как первое условие Керкера: для частицы, у которой диэлектрическая восприимчивость равна магнитной восприимчивости $\varepsilon = \mu$ обратное рассеяние отсутствует [137]. Полное же подавление рассеяния вперед получить невозможно ввиду оптической теоремы [138], однако можно добиться минимального отношения рассеяния вперед/назад, зачастую называемое вторым условием Керкера [139].

Усиление электрического и магнитного отклика в ближнем поле в полностью диэлектрических наноструктурах ведет к усилению нелинейных эффектов. В противоположность плазмонике резонансы высокоиндексных диэлектрических наночастиц усиливаются за счет объемной моды и не ограничены приповерхностной границей

раздела, что ведет к большим эффективным преобразованиям. Локализация поля при магнитном дипольном резонансе в кремниевых нанодисках и метаповерхностях дает усиление сигнала третьей гармоники на два порядка по сравнению с неструктурированным объемным кремнием [140, 141]. В нецентросимметричных полупроводниках III-V, таких как GaAs и AlGaAs, было продемонстрировано усиление второй гармоники [142, 143].

Диэлектрические наночастицы могут быть использованы для создания плоских однослойных массивов, известных как метаповерхности. Они представляют собой субволновой двумерный массив конструктивных наноэлементов, называемых метатомами. Такая упаковка частиц приводит к тому, что распространяться может лишь нулевой дифракционный порядок. В таких образцах оптический отклик системы доминирует над откликом индивидуальных Ми-резонансных частиц. В действительности, для многих плоских структур, называемых метаповерхностями в литературе, субволновое расположение метатомов не всегда реализуется [144]. Это может быть оправдано функционально-ориентированной точкой зрения на метаповерхности, которые преобразуют известное электромагнитное поле входящего света в поле выходного сигнала с желаемыми свойствами. Диэлектрические метаповерхности обладают огромной конструктивной свободой, обеспечивая тем самым контроль над волновым фронтом прошедшего или отраженного светового поля (см. рис. 27). Одним из классов метаповерхностей являются структуры, пространственно изменяющие фазу падающей волны. Такой эффект достигается за счет управления резонансными свойствами метатомов. В простой модели каждый метатом может быть описан гармоническим осциллятором, управляемым внешним электромагнитным полем. В условиях резонанса фазовая задержка, возникающая при действии света, меняется в зависимости от частоты, согласно фазо-частотной характеристике. Поэтому контролируемая расстройка положения спектрального резонанса относительно длины волны позволяет реализовать желаемую фазовую задержку в зависимости от локального пространственного положения метатома. Такой подход открывает перспективы для разработки устройств по управлению отклонением луча [29], его фокусировкой [30], формирователям профиля пучка [145]. Данный факт сильно контрастирует с обычными оптическими элементами, в которых фаза накапливается по мере распространения луча в среде для получения того же эффекта. При создании диэлектрических метаповерхностей управлять фазой прошедшего/отраженного света можно за счет спектрального положения электрического и магнитного дипольных резонансов. Каждый из диполей позволяет изменить фазу от 0 до π . Объединение же откликов двух диполей для одной длины волны позволяет добиться сдвига фазы от 0 до 2π , что является ключевым элементом при разработке полностью диэлектрически Ми-резонансных метаповерхностей, называемых гюйгенсовыми ме-

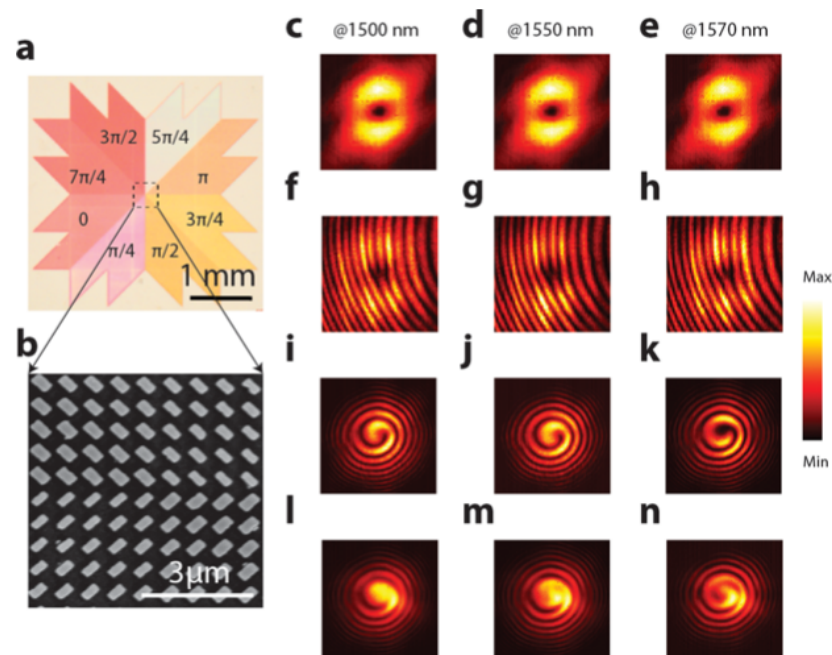


Рис. 27: (а) Изображение, показывающее, в какой части образца будет достигнуто данное значение фазы. (б) СЭМ изображение центральной части образца. (с)-(е) Экспериментально полученные профили интенсивности сгенерированного оптического вихря для длин волн 1500 нм, 1550 нм, 1570 нм. (ф)-(h) Интерференционные картины оптического вихря и сопутствующего гауссова пучка, когда оси луча наклонены друг относительно друга. (i)-(n) Интерференционная картина оптического вихря и гауссова пучка, имеющих коллинеарное распространение [145].

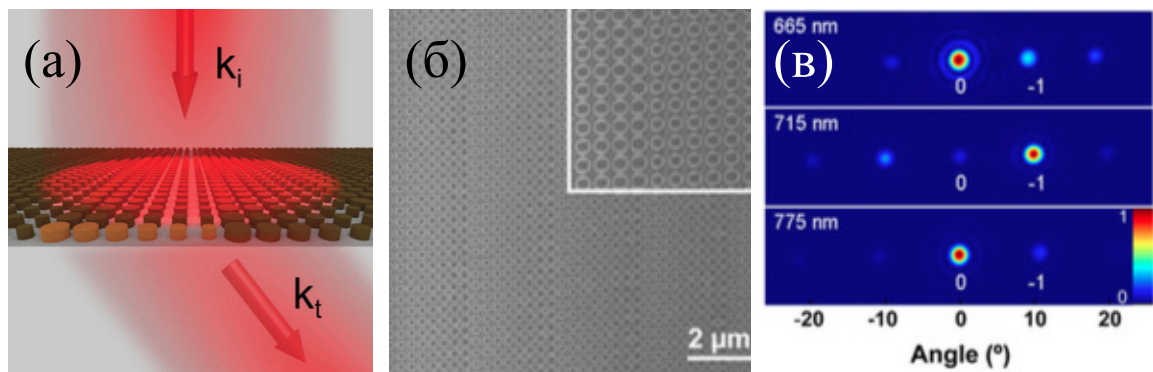


Рис. 28: (а) Схематичное изображение управления отклонением луча, прошедшего через метаповерхность. (б) Изображение сканирующего электронного микроскопа образца метаповерхности. Вид сверху. (в) Изображения в задней фокальной плоскости собирающего объектива для длин волн (сверху вниз) 665 нм, 715 нм и 775 нм, нормированные на максимум своей интенсивности для каждого изображения. Для резонансной длины волны 715 нм максимум мощности приходится в -1 порядок в отличие от нерезонансных длин волн [29].

таповерхностями [28]. Идея заключается в том, что каждая наночастица является источником вторичных волн. Поэтому, складывая правильным образом пространственное распределение фазы, можно добиться управления светом: поляризацией, направлением распространения и т.п. Например, фазовый сдвиг в 2π может привести к почти 100%-ому пропусканию метаповерхности для данной длины волны (см. рис. 29) [27]. Интерферирующие электрический и магнитный диполи могут привести

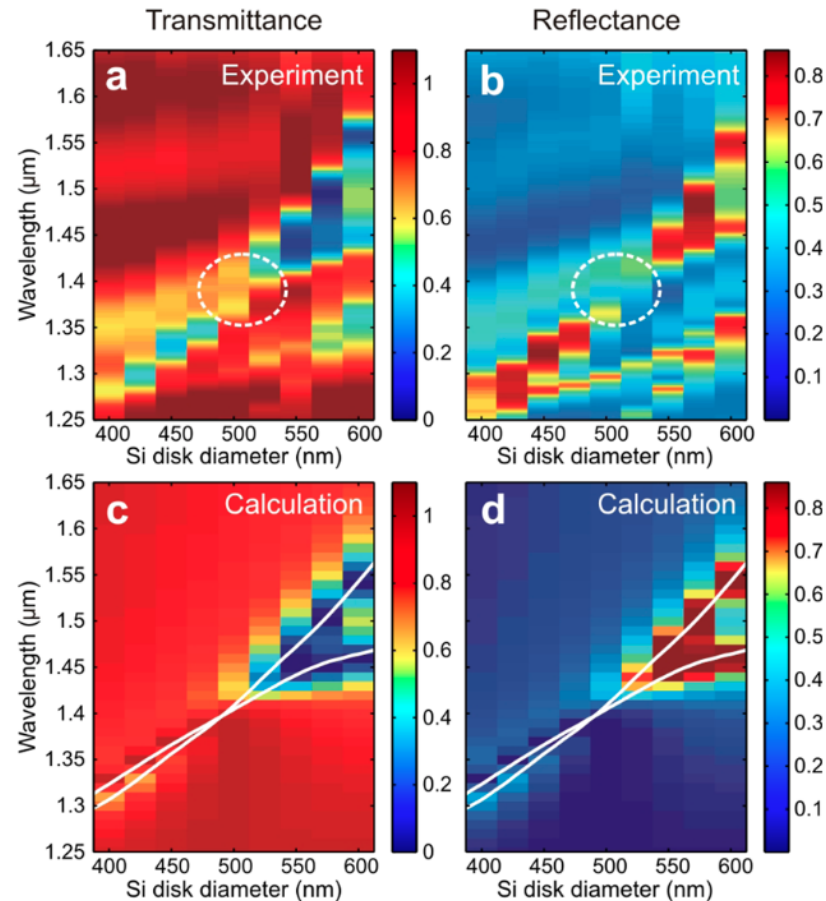


Рис. 29: (а) Экспериментально полученные спектры (а) пропускания и (б) отражения для метаповерхности кремниевых дисков с варьируемым радиусом и фиксированной высотой. Белые штриховые круги показывают положение перекрытия резонансов и увеличения пропускания и уменьшения отражения ввиду интерференции электрического и магнитного диполей. (с,д) Численно полученные спектры пропускания и отражения. Белые линии показывают смещение резонансов [27].

к явлениям, которые не могут быть обнаружены с помощью обычных диэлектриков или металлов. Одним из них является магнитное зеркало [146]. Диэлектрическая метаповерхность в этом случае работает как идеальный магнитный проводник, меняя фазу магнитной компоненты падающего света и не меняя при этом фазу электрического поля. Другой пример — обобщенный эффект Брюстера [147]. В отличие от обычного эффекта, который работает только для р-поляризованного света и углах

падения больше 45° , с помощью метаповерхности можно добиться такого же явления для любой поляризации и любого угла падения, не испытывая ограничений со стороны полного внутреннего отражения.

Управление светом на наномасштабе важно для таких приложений, как трехмерные оптические межсоединения в многослойных чипах, усиление сигнала флуоресценции в биофизике, пространственные модуляторы света повышенного разрешения, и при концентрации энергии в тепловой магнитной записи. На таких масштабах обычные оптические элементы не применимы, и оптические наноантенны стали рассматриваться как концептуально новый подход к разработке нанофотонных устройств. Плазмонные наноантенны, работающие в оптическом диапазоне частот, из-за омических потерь все еще не достигают таких же высоких показателей эффективности, как обычные антенны в радиодиапазоне. По этой причине полностью диэлектрические наноантенны рассматриваются как серьезная альтернатива плазмонным структурам. Использование диэлектриков имеет множество преимуществ, таких как низкие потери, малые размеры, малый вес, высокая излучательная эффективность, а по своей величине они сравнимы с реализующимися в диапазоне микроволн. Учитывая, что показатель преломления предлагаемых материалов около 4, это накладывает ограничение на характерный размер наноустройства, пропорциональный λ/n . Полностью диэлектрический аналог антенны Яги-Уда показывает высокую направленность одновременно с большей излучательной эффективностью, чем плазмонный аналог [148, 149].

Способность преобразовывать данное состояние падающего света в желаемое выходное электромагнитное поле с заданным спектром, волновым фронтом, поляризационными характеристиками, используя диэлектрические устройства наноскопической толщины и с низкими потерями, имеет множество применений: линзы [150], поляризаторы [151], высокоапертурные объективы [152], сенсоры [153], хроматически скорректированные коллиматоры [154], оптические и поляризационные фильтры [155]. Еще одна задача, которая стоит перед учеными — спроектировать на основе метаповерхностей устройства, работающие в широком спектральном диапазоне, а не для заданной частоты [156]. Ведутся работы по созданию активных устройств, которые бы позволили управлять оптическим откликом метаповерхности за счет ее реакции на внешнее воздействие [128]. Существенным является динамическое перестроение свойств и возвращение в исходное состояние метаповерхности. Активное управление спектральным положением электродипольного и магнитодипольного резонансов было впервые продемонстрировано для жидкокристаллических систем, в которых показатель преломления является зависимым от температуры [157]. Для телекоммуникационного диапазона длин волн получено смещение резонансов на 40 нм и изменение интенсивности в 5 раз. Вместо температурного воздействия может быть

прикладывание напряжения [158], механическое растяжение [159], оптические импульсы [160, 161].

Несмотря на наличие большого количества литературных источников о метаповерхностях, в том числе активных, до сих пор не было работ, в которых преимущества материалов с высоким показателем преломления были бы объединены с магнитными веществами. В данной работе сделан первый шаг в исследовании подобных структур.

3. Сверхбыстрая динамика магнитооптического отклика

Проблема роста объемов информации в эру социальных сетей, тенденция к облачному типу хранения данных и увеличение скорости чтения/записи, обмена файлами, манипулирования битами привела к интенсивным поискам способов управления намагниченностью среды с помощью способов, отличных от магнитного поля [35]. Экспериментально продемонстрирована возможность размагничивания, переориентации спинов при помощи лазерных импульсов сверхкороткой длительности для управления намагниченностью на пикосекундных и даже меньших временах [162]. Фемтосекундная длительность лазерных импульсов позволяет привести магнитную среду в неравновесное состояние и напрямую исследовать временную динамику релаксационных процессов. Характер взаимодействия света со средой в сильной степени зависит от материала. Импульсы видимой и ближней ИК частей спектра поглощаются свободными электронами в металлических образцах, поэтому последующая спиновая динамика определяется в основном процессами термостабилизации горячих электронов и диссипацией энергии между несколькими степенями свободы (электроны, решетка, спины): например, сверхбыстрое размагничивание [162] или полностью оптическое пикосекундное обращение намагниченности в ферритмагнитных сплавах [36]. Для магнитных материалов понимание механизмов взаимодействия света с зарядами, спинами, решеткой системы, эволюции энергий, соответствующих этим взаимодействиям, их перераспределение представляет непростую и важную научную задачу. При этом диэлектрические материалы прозрачны для электромагнитного излучения видимого и ближнего ИК диапазонов, поэтому взаимодействие света со средой происходит в бездиссипативном режиме, что позволяет управлять когерентными коллективными спиновыми возбуждениями.

3.1. Методы детектирования лазерных импульсов сверхкороткой длительности

Сверхкороткими принято называть импульсы, длительность которых не превышает единиц пикосекунд. Их обычно получают, используя лазеры с пассивной синхронизацией мод, лазеры на свободных электронах, а также при помощи оптических па-

раметрических усилителей. Возможно также получить сверхкороткий импульс при помощи компрессии более длительного. Следует отметить, что понятие «сверхкороткие импульсы» не означает «сверхбыстрые» (скорость распространения импульса не изменяется). Однако их использование позволяет изучать сверхбыстрые процессы.

Подобные процессы не могут быть измерены напрямую при помощи электронных устройств ввиду сжатости импульсов по времени. Техника измерения, использующая фотодетекторы и осциллографы, оказалась пригодной только для наносекундных импульсов, так как такие приборы обладают большой инерционностью и их время реагирования превышает длительность сверхкороткого импульса. Для регистрации фемтосекундных импульсов необходимо применять специальные методы, использующие, например, нелинейные оптические явления, протекание которых зависит от интенсивности волны.

3.1.1 Корреляционный метод измерения импульсов фемтосекундной длительности

Одним из таких методов является генерация второй гармоники при пересечении двух световых пучков, что используется в автокорреляционной схеме измерения фемтосекундных импульсов [163].

Исходный фемтосекундный лазерный импульс делится светоделительной пластиной на два, один из которых проходит регулируемую линию задержки (рис. 30). Генерация второй гармоники происходит в оптическом кристалле с квадратичной нелинейностью при перекрытии этих двух импульсов в пространстве и времени. Из двух фотонов с частотой ω образуется фотон удвоенной частоты 2ω . Амплитуда второй гармоники зависит от нелинейных восприимчивостей кристалла, его толщины и произведения амплитуд падающих волн основной частоты. Неколлинеарная вторая гармоника будет возбуждаться только в месте пересечения сводимых импульсов, а энергия импульса второй гармоники пропорциональна степени их перекрытия.

Информацию о длительности светового импульса извлекают, измеряя автокорреляционную функцию. Для этого смещают во времени одну часть импульса относительно другой при помощи линии задержки и получают зависимость интенсивности второй гармоники от времени сдвига. Если распределение интенсивности в пучке гауссово, то из аппроксимации получаемой зависимости функцией Гаусса параметр ширины пика на полувисоте позволяет судить о длительности сверхкороткого лазерного импульса.

Кросс-корреляционную функцию можно получить, если в одно из плеч поместить исследуемый объект. Как правило, это плечо, не содержащее линии задержки. Тогда импульсы, проходящие через образец, будут претерпевать изменения, а следующие через линию задержки будут представлять собой исходный импульс. Сбивая импульсы из разных плеч на нелинейном кристалле, можно получить информацию о

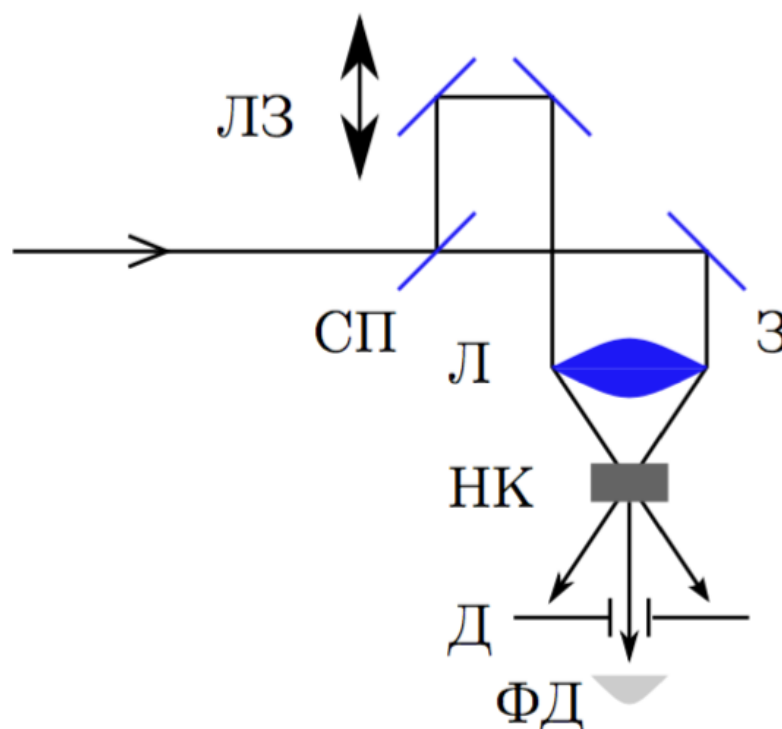


Рис. 30: Схема интенсивностного автокоррелятора. ЛЗ — линия задержки, СП — светоделительная пластина, З — зеркало, Л — линза, НК — нелинейный кристалл, Д — диафрагма, ФД — фотодетектор.

том, как данный объект видоизменяет форму импульса.

3.1.2 Методика накачка-зонд

Методика накачка-зонд (англ. pump-probe) — возмущающая. Подобные измерения позволяют получить информацию о протекающих в образце сверхбыстрых процессах. Принцип работы следующий (рис. 31): один мощный фемтосекундный импульс (импульс накачки) посылается на образец и вызывает некоторое возбуждение в образце. Через время, определяемое линией задержки, образца достигает зондирующий импульс, для которого измеряется коэффициент прохождения или отражения. Контролирование задержки зондирующего сигнала позволяет получить информацию о затухании сгенерированного импульсом накачки возбуждения, таким образом можно получить информацию об изменении оптических свойств материала. Плавно меняя значение задержки, возможно исследовать динамическую характеристику отклика исследуемого образца.

3.2. Сверхбыстрый магнетизм и процессы размагничивания в ферромагнетиках

Первые работы по размагничиванию пленок никеля лазерными импульсами длительностью 65 фс (рис. 32) привели к бурному обсуждению механизмов, ответствен-

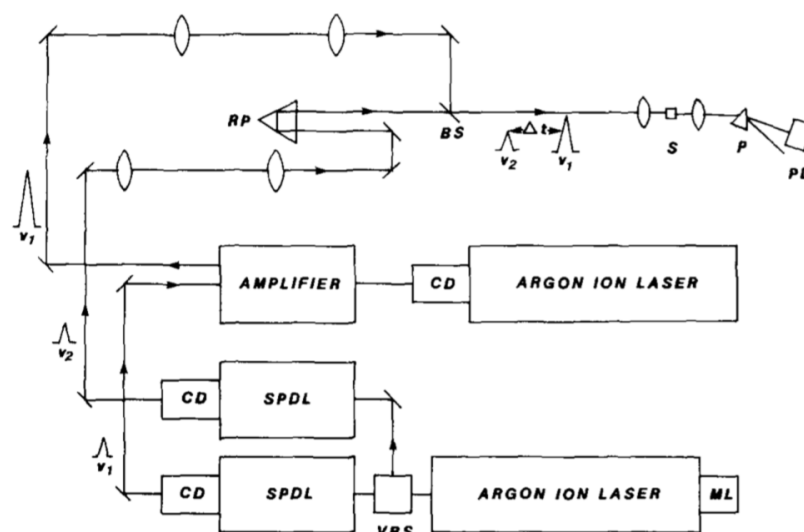


Рис. 31: Схема установки для реализации методики накачка-зонд [164].

ных за угловой момент и преобразование энергии спинов на временных масштабах, значительно меньших характерных времен любого известного в то время взаимодействия [165]. Фемтосекундный оптический импульс может привести к появлению неравновесного электронного газа, который потом термализуется к распределению Ферми. Термализация, происходящая на временах порядка 500 фс, как было показано, например, для благородных металлов, вызвана электрон-электронным взаимодействием [166]. При более поздних временах энергия горячих электронов передается решетке из-за электрон-фононного взаимодействия. Такие процессы происходят на временах уже порядка 1–10 пс. Динамические эксперименты в никеле и железе с пикосекундными лазерами не демонстрировали эффектов размагничивания вплоть до плавления образцов. В работе [162] проводились оптические и магнитооптические

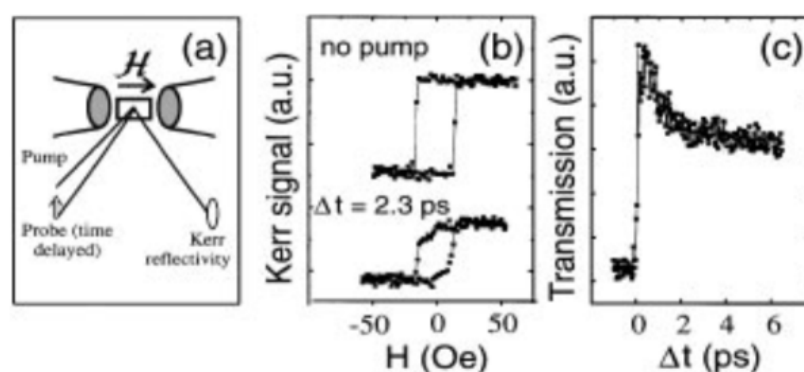


Рис. 32: (a) Схема экспериментальной установки накачка-зонд, позволяющей исследовать меридиональный эффект Керра и временную динамику пропускания/отражения. (b) Типичные гистерезисные петли эффекта Керра, полученные для пленки никеля толщиной 22 нм в отсутствие импульса накачки (no pump) и спустя 2.3 пс ($\Delta t = 2.3$ ps). (c) Динамика изменения пропускания. [162].

эксперименты по методике накачка-зонд. Первые давали информацию о динамике электронной подсистемы, в то время как вторые — по динамике спинов. Было показано, что в течение релаксации электронов в решетку, температура спинов может увеличиваться до 575 °K в течение 2 пс для импульсов с плотностью мощности 7 мДж/см². Эволюция спиновой подсистемы восстанавливалась по магнитным петлям гистерезиса, записанным для каждого положения задержки (см. рис. 32).

Для объяснения природы наблюдаемых эффектов были предложены два подхода. Одним из предложенных механизмов стала микроскопическая трехтемпературная модель, описывающая сверхбыстрое размагничивание в терминах рассеяния спинового вращения, наведенного за счет электрон-фонового обмена [167]. Однако при таком подходе наличие диэлектрической подложки исключает из рассмотрения спиновые токи, и рассмотрение многослойных структур не может быть произведено, т.к. в них нельзя пренебречь спиновым транспортом. Другим механизмом стало объяснение процесса через сверхдиффузионный перенос спинов горячих электронов в неравновесном состоянии [168]. Оказалось, что для полного описания процессов размагничивания необходимо учитывать еще одну степень свободы: пространственную зависимость динамики намагниченности.

Ответом на поставленную проблему стала разработка методики рассеяния рентгеновских лучей [169] и картирования [170] с использованием фемтосекундных импульсов лазеров на свободных электронах. Отслеживание изображений динамики намагниченности показало расширение размагниченной области с одновременным уменьшением параметра порядка в многослойной структуре тонких пленок Co/Pt. По мере восстановления намагниченности размагниченная область сужалась. Временную динамику намагниченности можно отслеживать по измерению комплексного магнитооптического эффекта Керра. Например, для системы Co/Cu(001) такая динамика была установлена в зависимости от глубины [171]. Вращение плоскости поляризации чувствительно лишь к границе раздела образец-окружение, в то время как эллиптичность усредняется по пленкам и оказывается чувствительна к границе раздела Co/Cu.

Абсолютно другие времена релаксаций были продемонстрированы для металлических наночастиц — несколько сотен пикосекунд [172]. Исследование процессов сверхбыстрого размагничивания на субволновом масштабе представляет интерес и с прикладной точки зрения. Кроме того, в таком режиме размер системы сравним или даже меньше характерной длины диффузии спин-поляризованного тока. В гибридных системах наночастиц Ag-Co возбуждение локальных резонансов в серебре приводит к тому, что требуемая для размагничивания плотность мощности лазерного излучения на два порядка ниже: 0.06 мДж/см² [173]. Кроме того, восстановление намагниченности происходит с двумя характерными временами: коротким (≈ 2 пс)

и более длинным (≈ 10 пс). Такие значения сильно отличаются от наблюдаемых для однородных (гомогенных) магнитных наночастиц. В данном случае быстрая электронная релаксация в серебре (за $\lesssim 50$ фс) дает дополнительный канал быстрой энергии для кобальтовых наночастиц в сравнении с матрицей из однородных частиц.

Исследование сверхбыстрой динамики намагниченности в наночастицах является актуальной задачей, т.к. слабо развита, но имеет при этом потенциал, т.к. позволяет открыть новые переходные магнитные состояния на наномасштабе [165]. Возможность комбинировать элементы различной природы в гибридные наночастицы, контролировать их размер и геометрию дает определенную степень свободы в исследовании динамики магнитного отклика в субволновом нанометровом масштабе. В указанных системах такие понятия, как доменные стенки, макроскопические и коллективные подходы, не применимы, и данные термины следует уточнять.

3.3. Сверхбыстрое полностью оптическое переключение в металлических сплавах

До этого речь шла о сверхбыстром размагничивании образцов. В данном пункте будут рассмотрены работы, целью которых было перемагнитить образец оптическими методами (рис. 33). Одним из толчков стала работа, показывающая, что лазер-

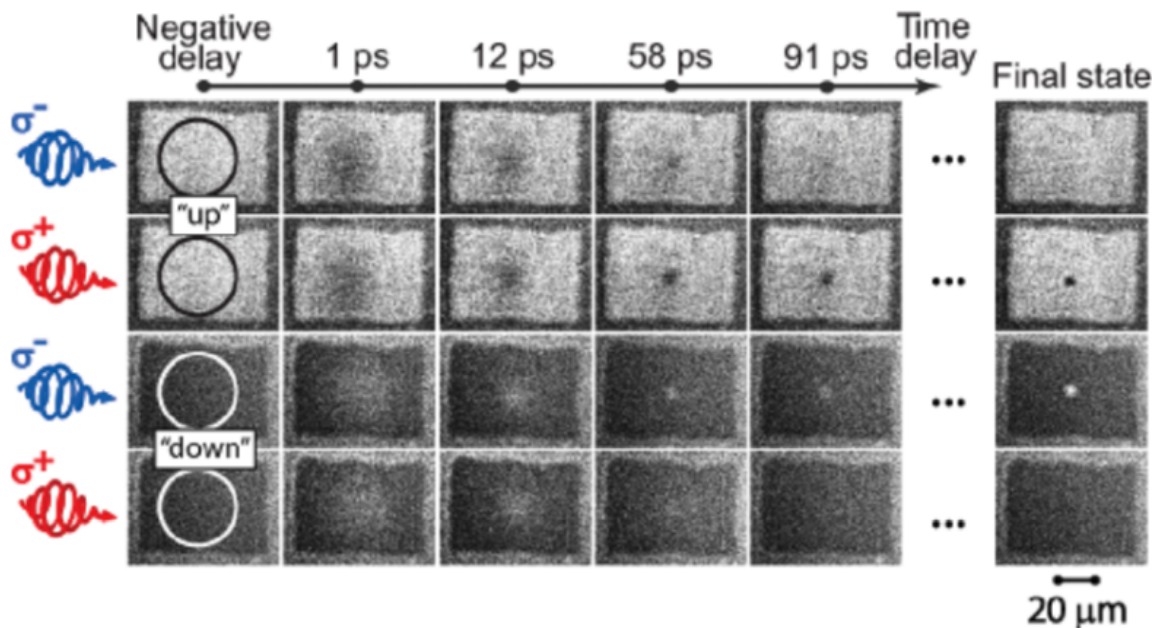


Рис. 33: Эволюция намагниченности в ферримагнитном аморфном сплаве GdFeCo после возбуждения импульсом правой σ^+ и левой σ^- круговой поляризации при комнатной температуре. Изначальная намагниченность образца вверх (белый домен) и вниз (черный домен). Последний столбец — финальное состояние доменов спустя несколько секунд. Круги показывают область воздействия импульсов накачки [174].

ным импульсом круговой поляризации с длительностью 40 фс можно перемагнитить ферромагнитный аморфный сплав гадолиний-железо-кобальт GdFeCo, не используя магнитное поле [36]. Объяснение данного факта получило через обратный эффект Фарадея в диэлектриках [35]. Благодаря спин-орбитальному взаимодействию возбуждение электронов светом циркулярной поляризации можно представить как эффективное магнитное поле, действующее на электронные спины. Лазерный импульс же вызывает сверхбыстрое размагничивание, приводя магнит в состояние без определенной намагниченности и высокой магнитной восприимчивости, так что даже слабое магнитное поле может обратить магнитный порядок. Расчеты показали, что для того чтобы такой сценарий сработал, необходимо сгенерировать оптическим импульсом магнитное поле величиной 20 Тл, действующее более продолжительное время, чем длительность импульса. В попытках объяснить это расхождение дальнейшее изучение проводилось методом рентген-спектроскопии с фемтосекундным временным разрешением [175]. Было показано, что демагнетизация подрешеток железа и гадолиния происходит на разных временных масштабах. Следовательно, оптическое воздействие возмущает среду, приводя ее в неравновесное состояние, из которого динамика релаксации сопровождается перемагничиванием. Теоретические описания этого явления показали, что оптически наведенное перемагничивание основано на сверхбыстром нагреве и может быть реализовано даже для линейно поляризованного света.

С точки зрения магнитной записи полностью оптическое переключение может оказаться перспективным, если размер переключенного домена станет равным порядку 50 нм, что сравнимо с используемой в наши дни термической магнитной записью. Пока же этот размер составляет 5 мкм. Попытки локализовать переключение светом на наномасштабе осуществлялись за счет структурирования [176, 177]. Такой подход позволил уменьшить переключаемую область до 200 нм. Использование же плазмонных структур теоретически позволяет даже преодолеть дифракционный предел, добившись при этом полностью оптического переключения [178]. Экспериментальная демонстрация зависящего от спиральности полностью оптического переключения на наномасштабе пока является труднореализуемой задачей. Некий прогресс был достигнут при помощи золотых димеров (см. рис. 34) [179]. В области усиления локального поля было продемонстрировано, что одиночным фемтосекундным импульсом можно перевернуть намагниченность. Для переключения плотность мощности вблизи золотых наноплазмонных антенн ниже, чем вдали от них (3.7 против 5.8 мДж/см²). Недостатком же в таком эксперименте стала невозможность контролировать положение и размер переключаемой области. В работе достигнуто значение области 53 нм, что совпадает по порядку величины с размерами, используемыми сегодня при записи данных. Ведутся также работы по контролю намагниченности

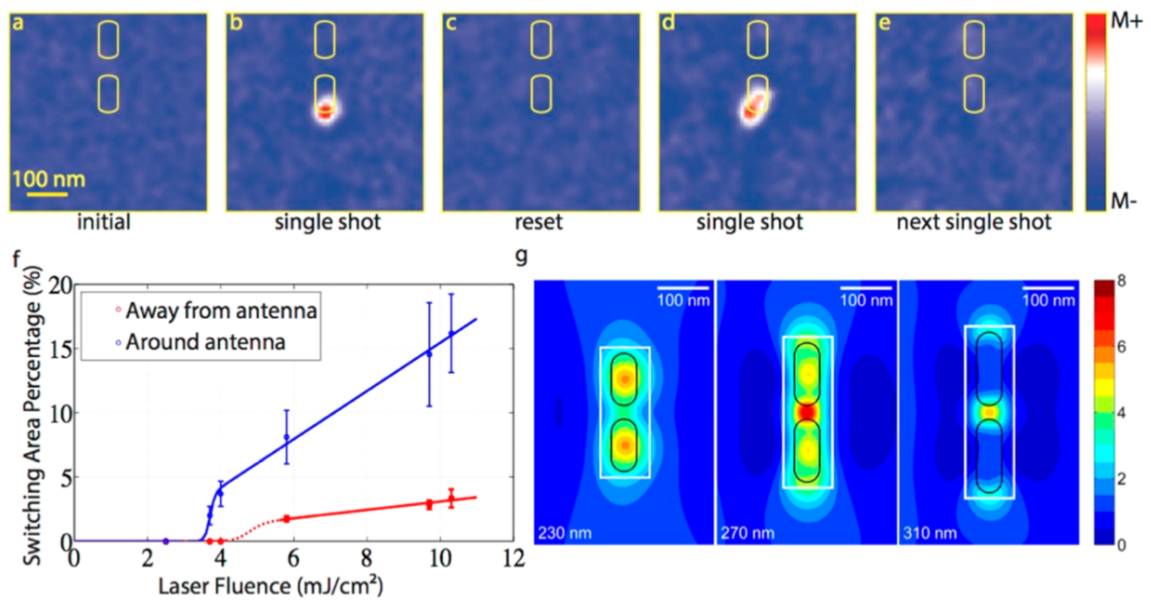


Рис. 34: (a) Исходный магнитный контраст вокруг антенн после включения насыщающего поля 1.6 Тл. (b) Магнитный контраст после одного импульса. Размер переключенного домена 53.4 нм. (c) Восстановление исходного состояния повторным включением насыщающего внешнего поля. (d) Магнитный контраст после одного импульса. (e) Магнитный контраст после повторного импульса той же мощности. (f) Зависимость области переключения вблизи (синяя кривая) и вдали (красная линия) от антенны. (g) Рассчитанное ближнепольное усиление вокруг трех антенн разной длины [179].

в микроструктурах [180] без плазмонных включений, поскольку последние приводят к неконтролируемым результатам. Сильные эффекты взаимодействия света с такими структурами приводят к усилению поглощения энергии для малых областей. Указанные образцы позволяют снизить требования на энергию импульсов для управления намагниченностью.

Подводя итог вышесказанному, можно утверждать, что переход от непрерывных материалов к наноструктурированным обогащает и магнитооптику, и фемтосекундный оптомагнетизм. Плазмонные эффекты, усиливая магнитооптический отклик, позволяют с высокой эффективностью реализовать полностью оптическую магнитную запись на наномасштабе. По этой причине работы в области магнитооптики и оптомагнетизма в наноструктурированных и плазмонных материалах открывают понимание механизмов магнетизма на масштабе нанометров и фемтосекунд. Дальнейшее углубление в эти вопросы поможет продвинуться в понимании природы квантовых эффектов, которые полностью определяют существование магнитного порядка [181].

4. Методы численного моделирования оптического и магнитооптического отклика, в том числе с временным разрешением

При исследовании каких-либо физических явлений не всегда возможно записать точное — аналитическое — решение задачи. По этой причине переходят к приближенным методам. Одними из них являются численные методы. Физическая задача формулируется в терминах перехода математической модели, записанной в форме интегральных и дифференциальных уравнений функций непрерывного аргумента, к дискретной модели, в которой непрерывный аргумент заменяется дискретным. Тогда уравнения представляют собой конечно-разностные схемы, операция интегрирования замещается конечной суммой, а производная — разностным отношением. Получившаяся модель — система алгебраических уравнений, для решения которой составляется вычислительный алгоритм, обладающий определенной точностью. Существует ряд широко распространенных численных методов: метод конечных объемов, метод граничного элемента, метод конечных разностей и т.п. В данной работе будут использоваться метод конечных разностей во временной области (англ. finite-difference time-domain, FDTD) и метод матриц распространения 4x4.

4.1. Метод конечных разностей во временной области

Данный метод основан на дискретизации дифференциальных уравнений Максвелла [182]. Базовым алгоритмом для решения конечно-разностных уравнений является алгоритм Йи [183]. В декартовых координатах в системе СИ пара уравнений Максвелла (6.2) и (6.4) в скалярной форме примет вид:

$$\frac{\partial H_z}{\partial y} - \frac{\partial H_y}{\partial z} = j_x + \frac{\partial D_x}{\partial t}, \quad \frac{\partial E_z}{\partial y} - \frac{\partial E_y}{\partial z} = -\frac{\partial B_x}{\partial t}, \quad (70.1)$$

$$\frac{\partial H_x}{\partial z} - \frac{\partial H_z}{\partial x} = j_y + \frac{\partial D_y}{\partial t}, \quad \frac{\partial E_x}{\partial z} - \frac{\partial E_z}{\partial x} = -\frac{\partial B_y}{\partial t}, \quad (70.2)$$

$$\frac{\partial H_y}{\partial x} - \frac{\partial H_x}{\partial y} = j_z + \frac{\partial D_z}{\partial t}, \quad \frac{\partial E_y}{\partial x} - \frac{\partial E_x}{\partial y} = -\frac{\partial B_z}{\partial t}. \quad (70.3)$$

Введем разностную сетку для точки в пространстве таким образом, что

$$(i, j, k) = (i\Delta x, j\Delta y, k\Delta z),$$

и для любой функции координат и времени положим

$$f(i\Delta x, j\Delta y, k\Delta z, n\Delta t) = f^n(i, j, k).$$

При идеально проводящих граничных условиях пара уравнений (70.1) сводится к разностным схемам:

$$\begin{aligned} & \frac{H_z^{n-1/2}(i+1/2, j+1/2, k) - H_z^{n-1/2}(i+1/2, j-1/2, k)}{\Delta y} - \\ & - \frac{H_y^{n-1/2}(i+1/2, j, k+1/2) - H_y^{n-1/2}(i+1/2, j, k-1/2)}{\Delta z} = \\ & j_x^{n-1/2}(i+1/2, j, k) + \frac{D_x^n(i+1/2, j, k) - D_x^{n-1}(i+1/2, j, k)}{\Delta t}. \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} & \frac{E_z^n(i, j+1, k+1/2) - E_z^n(i, j, k+1/2)}{\Delta y} - \\ & - \frac{E_y^n(i, j+1/2, k+1) - E_y^n(i, j+1/2, k)}{\Delta z} = \\ & - \frac{B_x^{n+1/2}(i, j+1/2, k+1/2) - B_x^{n-1/2}(i, j+1/2, k+1/2)}{\Delta t}. \end{aligned}$$

Для остальных четырех уравнений схемы записываются аналогично. Сетки для полей E и H смещены на половину шага дискретизации относительно друг друга как по времени, так и по пространству. Конечно-разностные уравнения позволяют определить поля на данном временном шаге на основании значений с предыдущего, как показано на рисунке 35. При заданных начальных условиях алгоритм Йи дает

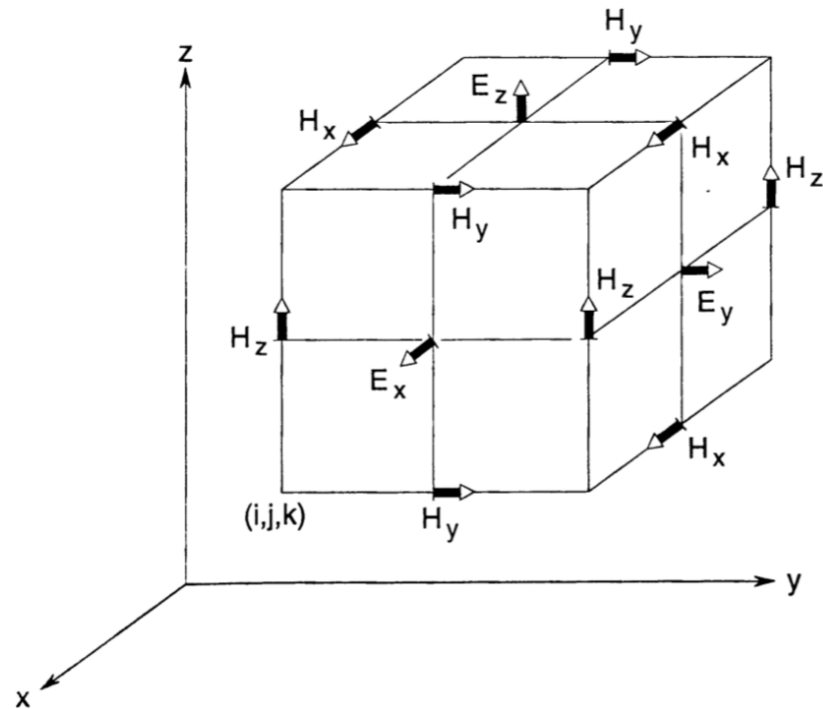


Рис. 35: Положение компонент электрического и магнитного поля в единичной ячейке Йи [182].

эволюцию решения во времени.

Как и в любом разностном методе, в FDTD существует проблема неточного отображения границы тела на вычислительную сетку. Скругленная форма будет искажаться эффектом «лестичного» приближения. Для улучшения ситуации можно использовать дополнительную сетку с большим разрешением в той области расчета, где будут соприкасаться среды со сложной формой поверхности. Для того чтобы ограничить объем сетки в FDTD, нужны особые граничные условия — полностью поглощающие слои (англ. perfectly matched layers, PML). Они моделируют уход электромагнитной волны на бесконечность.

4.2. Метод матриц распространения 4x4

4.2.1 Расчет спектральных зависимостей коэффициентов пропускания и отражения, фарадеевского и керровского углов многослойных структур

Описание распространения излучения через магнитные диэлектрические среды можно выполнить в рамках формализма матриц распространения 4x4 [184]. Получим их из уравнений Максвелла (6) в предположении отсутствия свободных зарядов и токов, $\rho = j = 0$. Переходя с помощью преобразования Фурье из временного представления в частотное, учитывая материальные уравнения, получим выражения для роторов электрического и магнитного полей:

$$\mathbf{rot} \vec{H}(\vec{r}, \omega) - \hat{\varepsilon} \varepsilon_0 i \omega \vec{E}(\vec{r}, \omega) = 0, \quad \mathbf{rot} \vec{E}(\vec{r}, \omega) + \mu_0 i \omega \vec{H}(\vec{r}, \omega) = 0.$$

Рассмотрим геометрию, когда внешнее магнитное поле коллинеарно волновому вектору падающего света, т.е. геометрию Фарадея. Поскольку электромагнитная волна является поперечной, то при ее распространении вдоль оси z компоненты поля E_z и H_z будут отсутствовать, следовательно, расписывая два векторных уравнения через шесть скалярных, получим четыре уравнения для поперечных компонент x, y . Для случая магнитной среды эти уравнения записываются в виде:

$$\frac{dH_y}{dz} = -i\omega\varepsilon_0 [\varepsilon E_x + igE_y], \quad \frac{dE_y}{dz} = i\omega\mu_0 H_x, \quad (71.1)$$

$$\frac{dH_x}{dz} = i\omega\varepsilon_0 [-igE_x + \varepsilon E_y], \quad \frac{dE_x}{dz} = -i\omega\mu_0 H_y. \quad (71.2)$$

Поскольку собственными состояниями магнитной среды являются циркулярно поляризованные волны, перейдем из линейного базиса в круговой и, делая замену $\vec{e} = \varepsilon_0 \vec{E}$, $\vec{h} = \mu_0 \vec{H}/c$, из (71) получим:

$$\frac{dh_r}{dz} = \frac{\omega}{c} \mu_0 (\varepsilon + g) e_r, \quad \frac{de_r}{dz} = -\omega c \varepsilon_0 h_r, \quad (72.1)$$

$$\frac{dh_l}{dz} = -\frac{\omega}{c} \mu_0 (\varepsilon - g) e_l, \quad \frac{de_l}{dz} = \omega c \varepsilon_0 h_l. \quad (72.2)$$

Дифференцируя правое уравнение в первой строчке по dz и подставляя затем в него левое, получим волновое уравнение для e_r , решением которого будет выражение:

$$e_r = A'e^{ik_r z} + B'e^{-ik_r z}, \quad k_r = \frac{\omega}{c}\sqrt{\varepsilon + g}. \quad (73)$$

Используя вновь правое уравнение, найдем выражение для h_r :

$$h_r = -i\mu_0\sqrt{\varepsilon_r}A'e^{ik_r z} + i\mu_0\sqrt{\varepsilon_r}B'e^{-ik_r z}, \quad \varepsilon_r = \varepsilon + g. \quad (74)$$

Аналогичными действиями получаются выражения для e_l, h_l . Таким образом, получается система линейных алгебраических уравнений:

$$\begin{aligned} e_r &= A'e^{ik_r z} + B'e^{-ik_r z}, \\ e_l &= C'e^{ik_l z} + D'e^{-ik_l z}, \\ h_r &= -i\mu_0\sqrt{\varepsilon_r}A'e^{ik_r z} + i\mu_0\sqrt{\varepsilon_r}B'e^{-ik_r z}, \\ h_l &= i\mu_0\sqrt{\varepsilon_l}C'e^{ik_l z} - i\mu_0\sqrt{\varepsilon_l}D'e^{-ik_l z}. \end{aligned} \quad (75)$$

Вернуться к линейному базису можно при помощи выражений:

$$e_x = \frac{e_r + e_l}{2}; \quad e_y = \frac{e_r - e_l}{2i}; \quad h_x = \frac{h_r + h_l}{2}; \quad h_y = \frac{h_r - h_l}{2i}. \quad (76)$$

Введем величины $A = A'/2; B = B'/2; C = C'/2; D = D'/2; n_r = \sqrt{\varepsilon_r}; n_l = \sqrt{\varepsilon_l}$ и осуществим переход к линейному базису:

$$\begin{aligned} e_x &= Ae^{ik_r z} + Be^{-ik_r z} + Ce^{ik_l z} + De^{-ik_l z}, \\ e_y &= -iAe^{ik_r z} - iBe^{-ik_r z} + iCe^{ik_l z} + iDe^{-ik_l z}, \\ h_x &= -i\mu_0 n_r Ae^{ik_r z} + i\mu_0 n_r Be^{-ik_r z} + i\mu_0 n_l Ce^{ik_l z} - i\mu_0 n_l De^{-ik_l z}, \\ h_y &= -\mu_0 n_r Ae^{ik_r z} + \mu_0 n_r Be^{-ik_r z} - \mu_0 n_l Ce^{ik_l z} + \mu_0 n_l De^{-ik_l z}. \end{aligned} \quad (77)$$

В матричном виде это запишется как:

$$\begin{pmatrix} e_x \\ e_y \\ h_x \\ h_y \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 1 & 1 & 1 & 1 \\ -i & -i & i & i \\ -i\mu_0 n_r & i\mu_0 n_r & i\mu_0 n_l & -i\mu_0 n_l \\ -\mu_0 n_r & \mu_0 n_r & -\mu_0 n_l & \mu_0 n_l \end{pmatrix} \begin{pmatrix} Ae^{ik_r z} \\ Be^{-ik_r z} \\ Ce^{ik_l z} \\ De^{-ik_l z} \end{pmatrix}. \quad (78)$$

Из проведенных преобразований была получена матрица размерностью 4x4 (назовем ее M), которая описывает переход циркулярного базиса в линейный. Для диэлектрического слоя $g = 0$, поэтому $n_r = n_l = \sqrt{\varepsilon} = n; k_r = k_l = k = \frac{\omega}{c}n$.

Рассмотрим теперь распространение электромагнитной волны через многослойную структуру. Векторы амплитуд волн на входе $\vec{E}_{In}$ и выходе $\vec{E}_{Out}$ из структуры имеют вид:

$$\vec{E}_{In} = \begin{pmatrix} E_{0r+} \\ E_{0r-} \\ E_{0l+} \\ E_{0l-} \end{pmatrix}, \quad \vec{E}_{Out} = \begin{pmatrix} E_{fr+} \\ 0 \\ E_{fl+} \\ 0 \end{pmatrix}, \quad (79)$$

где 0 и f означают, что это амплитуды до первого слоя и после структуры (от англ. *final*), соответственно; r, l — право- и левациркулярно поляризованные волны, соответственно; $+, -$ — направления распространения волны к и от структуры соответственно.

Матрица распространения Φ описывает фазовый набег при распространении поля внутри j -того слоя $A_j(z_j + d_j) = \Phi_j A_j(z_j)$, здесь d_j — толщина j -того слоя, и записывается в виде (80):

$$\Phi_j = \begin{bmatrix} e^{in_j + k_0 d_j} & 0 & 0 & 0 \\ 0 & e^{-in_j + k_0 d_j} & 0 & 0 \\ 0 & 0 & e^{in_j - k_0 d_j} & 0 \\ 0 & 0 & 0 & e^{-in_j - k_0 d_j} \end{bmatrix}, \quad (80)$$

где i — мнимая единица, n_{j+}, n_{j-} — показатели преломления j -того слоя для право- и левациркулярно поляризованных волн, соответственно, k_0 — волновое число падающего излучения.

Амплитуды в i -том слое можно найти, зная матрицу M (78), матрицу распространения Φ (80) и вектор амплитуд в слое j : $M_i \Phi_i A_i = M_j A_j$. Если число слоев структуры n , то амплитуда поля, прошедшего через нее, запишется в виде:

$$\vec{E}_{Out} = M_{n+1}^{-1} M_n \Phi_n M_n^{-1} \dots M_2^{-1} M_1 \Phi_1 M_1^{-1} M_0 \vec{E}_{In}. \quad (81)$$

Если записать результирующий вектор амплитуд в виде (82), можно рассчитать спектральные зависимости пропускания и отражения структуры, углов Фарадея и Керра (T , R , θ и K соответственно).

$$Result = \begin{pmatrix} E_{fr+} \\ E_{0r-} \\ E_{fl+} \\ E_{0l-} \end{pmatrix}, \quad (82)$$

$$\begin{aligned} T &= |E_{fr+} + E_{fl+}|^2 + |E_{fr+} - E_{fl+}|^2 = |E_{fx}|^2 + |E_{fy}|^2 = I_x^{tr} + I_y^{tr}, \\ R &= |E_{0r-} + E_{0l-}|^2 + |E_{0r-} - E_{0l-}|^2 = |E_{0x}|^2 + |E_{0y}|^2 = I_x^{refl} + I_y^{refl}, \\ \theta &= \arctan \frac{E_{fr+} - E_{fl+}}{E_{fr+} + E_{fl+}} = \arctan \frac{E_{fy+}}{E_{fx+}}, \\ K &= \arctan \frac{E_{0r-} - E_{0l-}}{E_{0r-} + E_{0l-}} = \arctan \frac{E_{0y-}}{E_{0x-}}. \end{aligned} \quad (83)$$

4.2.2 Моделирование сверхбыстрой динамики фарадеевского поворота

Поскольку известна спектральная зависимость напряженности поля после прохождения структуры, можно рассчитать временную зависимость фарадеевского поворота и выполнить моделирование прохождения импульса через среду. Для этого

необходимо посчитать интегралы:

$$\begin{aligned} E_{right}(t) &= \int_{-\infty}^{+\infty} E_{right}(\omega) e^{-\frac{(\omega-\omega_0)^2 \tau^2}{2}} e^{i\omega t} d\omega, \\ E_{left}(t) &= \int_{-\infty}^{+\infty} E_{left}(\omega) e^{-\frac{(\omega-\omega_0)^2 \tau^2}{2}} e^{i\omega t} d\omega, \end{aligned} \quad (84)$$

где $E_{right}(\omega), E_{left}(\omega)$ — спектральные зависимости напряженностей право- и левоциркулярно поляризованных волн соответственно, которые берутся из (82), а $e^{-\frac{(\omega-\omega_0)^2 \tau^2}{2}}$ — волновой пакет с гауссовой огибающей единичной амплитуды, центральной частотой ω_0 и спектральной шириной τ^{-2} .

Далее, переходя к линейному базису, можно найти напряженности полей $E_y(t)$, $E_x(t)$, получить фарадеевский поворот $\theta(t)$ и временную зависимость прошедшего излучения $T(t)$:

$$\theta(t) = \arctan \frac{E_y(t)}{E_x(t)}; \quad T(t) = |E_x(t)|^2 + |E_y(t)|^2 = I_x(t) + I_y(t). \quad (85)$$

Глава II

Спектроскопия фемтосекундной динамики эффекта Фарадея магнитофотонных кристаллов

В данной главе экспериментально исследуется фемтосекундная динамика магнитооптических эффектов наноструктурированных материалов (см. рис. 36). Для проведения экспериментов были выбраны образцы из полностью диэлектрических материалов, чтобы значительно ослабить термические эффекты, влияние поглощения на распространение света и т.п. Таковыми структурами являются, например, магнитофотонные кристаллы, в которых можно добиться значительного усиления эффекта Фарадея. Согласно выражению (32), эффект тем больше, чем больше длина гиротропной среды. Во временном же пространстве это означает, что угол поворота тем больше, чем дольше свет взаимодействует с магнитным материалом. Можно показать, что в случае волнового пакета эффект Фарадея определяется разницей обратных фазовой и групповой скоростей:

$$\theta = \Omega_L \left(\frac{1}{v_{gr}} - \frac{1}{v_{ph}} \right) d, \quad (86)$$

где Ω_L — ларморова частота. Таким образом, медленный свет и фарадеевское вращение есть прямые аналоги, представляющие собой эффективное время взаимодействия света с магнитной средой.

На рисунке 37 показаны расчетные спектральные зависимости групповой скорости и фарадеевского вращения для различного числа пар слоев N внутри брэгговских отражателей магнитофотонного кристалла. Расчеты проводились методом матриц распространения 4×4 . Угол поворота плоскости поляризации взаимно обратен величине групповой скорости: чем меньше групповая скорость (черные области рисунка 37(а)), тем больше фарадеевское вращение (белые области рисунка 37(б)) для фиксированной длины волны. Эффект тем больше, чем больше число слоев, т.е. чем выше добротность структуры.

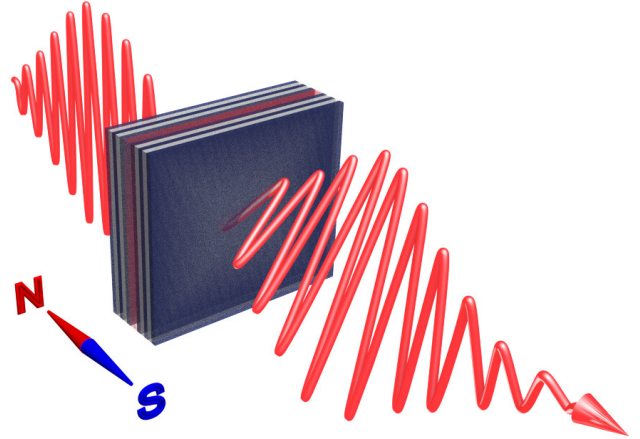


Рис. 36: Демонстрация эффекта Фарадея на фемтосекундном временном масштабе: наличие поворота плоскости поляризации внутри одиночного импульса, прошедшего магнитофотонный кристалл, помещенный во внешнее магнитное поле.

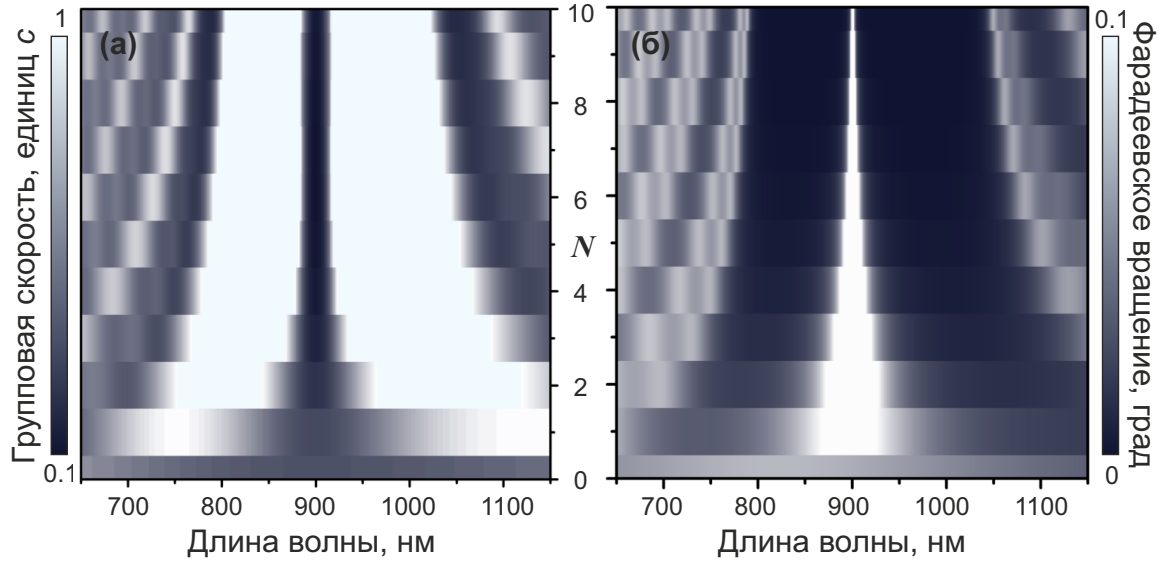


Рис. 37: Расчет спектров групповой скорости (а) и фарадеевского вращения (б) фотоннокристаллической структуры с магнитным резонаторным слоем в зависимости от числа бислоев в брегговских отражателях [38].

Резонанс моды добротнее в сравнении с резонансом локальных плазмонов, магнитно- или электродипольных резонансов Ми.

Целью данной главы является экспериментальное обнаружение фемтосекундной временной зависимости поворота плоскости поляризации внутри одиночного лазерного импульса в условиях медленного света при его распространении через магнитофотонные кристаллы.

1. Теоретическое исследование фемтосекундной динамики Фарадея

1.1. Аналитический расчет фарадеевского вращения в условиях многолучевой интерференции

Начнем рассмотрение с простейшей модели магнитофотонного кристалла — магнитной пленки без брегговских отражателей (см. рис. 37 для $N = 0$) [38]. В этом случае возникающие резонансные особенности являются осцилляциями Фабри-Перо и есть следствие интерференции волн, переотраженных внутри пленки. Такая модель представляет собой низкодобротный резонатор. Предположим, что из воздуха на магнитную пленку падает плоская монохроматическая волна под углом α^i . Электрическое поле такой волны можно записать в виде:

$$\vec{E}_0 = \vec{A}_0 e^{i(\vec{k}\vec{r} - \omega t)}, \quad \vec{A}_0 = A_0 \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \end{pmatrix}. \quad (87)$$

Если поглощением можно пренебречь, то дальнейшее описание можно вести, используя следующие параметры: толщину пленки d , ее показатель преломления n ,

френелевские коэффициенты отражения r и прохождения t по полю. Связь между указанными параметрами дается следующими выражениями:

$$R = r^2; T = t^2, R + T = 1,$$

$$\sin \alpha^i = n \sin \beta^i,$$

$$\delta = 2 \frac{\omega}{c} d n \cos \beta^i,$$

здесь R, T — коэффициенты отражения и пропускания по интенсивности на границе раздела, а δ — фазовая задержка. После прохождения пленки результирующее поле представляет сумму переотражений:

$$\vec{E}^{tr} = \vec{E}_0 t^2 (1 + r^2 e^{i\delta} + r^4 e^{2i\delta} + \dots) = \vec{E}_0 t^2 \sum_{m=0}^{\infty} (r^2 e^{i\delta})^m.$$

Вычисляя сумму, приходим к выражению:

$$\vec{E}^{tr} = \vec{E}_0 \frac{t^2}{1 - r^2 e^{i\delta}}.$$

Тогда коэффициент пропускания ($T(\delta) = I/I_0$) равен:

$$T(\delta) = \frac{T^2}{|1 - R e^{i\delta}|^2};$$

или, раскрывая модуль и выражая в действительных числах:

$$T(\delta) = \frac{1}{1 + F \sin^2(\frac{\delta}{2})}, \quad (88)$$

где $F = 4R/(1 - R)^2$ — фактор формы. Впервые эта формула была получена Эйри [185]. В данных выкладках она еще понадобится при расчете фарадеевского вращения в стационарном и импульсном случаях.

Зависимость пропускания T от фазовой задержки δ для трех значений параметра F показана на рисунке 38. Данный фактор определяет амплитуду осцилляций коэффициента пропускания: чем больше δ , тем больше амплитуда. В гиротропных материалах вращение плоскости поляризации для каждого переотражения будет своим:

$$\vec{E}^{tr} = A_0 t^2 \left(\begin{pmatrix} \cos \theta \\ \sin \theta \end{pmatrix} + r^2 e^{i\delta} \begin{pmatrix} \cos 3\theta \\ \sin 3\theta \end{pmatrix} + r^4 e^{2i\delta} \begin{pmatrix} \cos 5\theta \\ \sin 5\theta \end{pmatrix} + \dots \right),$$

где θ — фарадеевское вращение после прохождения светом среды толщиной d . Следовательно, благодаря невзаимности эффекта Фарадея после отражения от дальней границы раздела и возвращения к исходной, поворот станет равным 2θ . Представляя

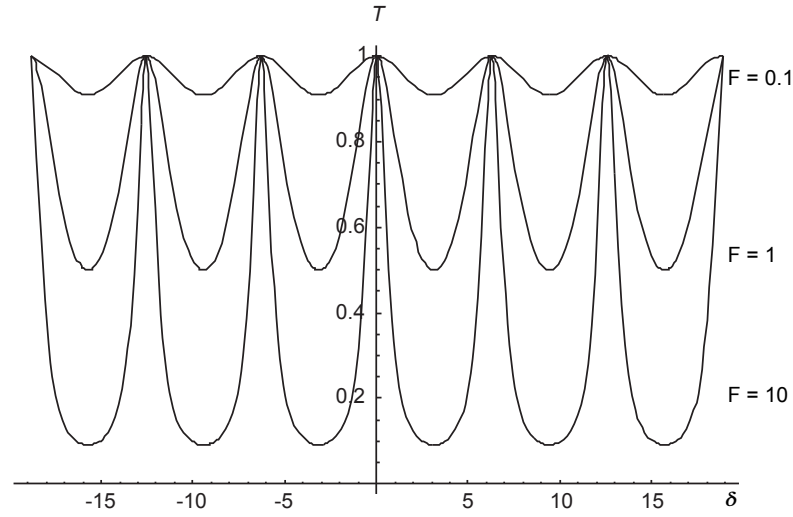


Рис. 38: Зависимость пропускания T от фазовой задержки δ для трех значений параметра F (сверху вниз): 0.1, 1, 10.

тригонометрические формулы в экспоненциальном виде и записывая выражение в виде суммы, получаем:

$$\vec{E}^{tr} = A_0 t^2 \sum_{m=0}^{\infty} (r^2 e^{i\delta})^m \left(\frac{\frac{e^{i\theta(2m+1)} + e^{-i\theta(2m+1)}}{2}}{\frac{e^{i\theta(2m+1)} - e^{-i\theta(2m+1)}}{2i}} \right).$$

Получившиеся суммы можно посчитать по раздельности:

$$\vec{E}^{tr} = A_0 t^2 \begin{pmatrix} \frac{1}{2} \left(\frac{e^{i\theta}}{1 - r^2 e^{i2\theta + i\delta}} + \frac{e^{-i\theta}}{1 - r^2 e^{-i2\theta + i\delta}} \right) \\ \frac{1}{2i} \left(\frac{e^{i\theta}}{1 - r^2 e^{i2\theta + i\delta}} - \frac{e^{-i\theta}}{1 - r^2 e^{-i2\theta + i\delta}} \right) \end{pmatrix};$$

$$\vec{E}^{tr} = \frac{A_0 t^2}{1 + r^4 e^{2i\delta} - 2r^2 e^{i\delta} \cos 2\theta} \begin{pmatrix} (1 - r^2 e^{i\delta}) \cos \theta \\ (1 + r^2 e^{i\delta}) \sin \theta \end{pmatrix}.$$

Модуль прошедшего поля:

$$|\vec{E}^{tr}| = A_0 t^2 \begin{pmatrix} \sqrt{\frac{1 - 2r^2 \cos \delta \cos 2\theta + r^4}{1 - 4r^2 \cos \delta \cos 2\theta + 2r^4 \cos^2 2\theta - 4r^6 \cos \delta \cos 2\theta + r^8}} \cos \theta \\ \sqrt{\frac{1 + 2r^2 \cos \delta \cos 2\theta + r^4}{1 - 4r^2 \cos \delta \cos 2\theta + 2r^4 \cos^2 2\theta - 4r^6 \cos \delta \cos 2\theta + r^8}} \sin \theta \end{pmatrix}.$$

Нормируя вектор прошедшего поля $\vec{E}^{tr}$, имеем:

$$|\vec{E}^{tr}| = A_0 t^2 \sqrt{\frac{1 - 2r^2 \cos \delta \cos 2\theta + r^4}{(1 - 2r^2 \cos(\delta + 2\theta) + r^4)(1 - 2r^2 \cos(\delta - 2\theta) + r^4)}} \begin{pmatrix} \frac{\cos \theta}{\sqrt{1 + \frac{4r^2 \cos \delta \sin^2 \theta}{1 - 2r^2 \cos \delta \cos 2\theta + r^4}}} \\ \frac{\sin \theta}{\sqrt{1 + \frac{4r^2 \cos \delta \cos^2 \theta}{1 - 2r^2 \cos \delta \cos 2\theta + r^4}}} \end{pmatrix}.$$

Наконец, можно получить выражения для результирующего коэффициента пропускания T^{output} и суммарного фарадеевского вращения Φ :

$$T^{output} = \frac{(1 - R)^2(1 - 2R \cos \delta \cos 2\theta + R^2)}{(1 - 2R \cos(\delta + 2\theta) + R^2)(1 - 2R \cos(\delta - 2\theta) + R^2)};$$

$$\Phi(R, \theta, \delta) = \arctan \left(\sqrt{1 + \frac{4R \cos \delta}{1 - 2R \cos \delta + R^2}} \tan \theta \right).$$

При $\theta \rightarrow 0$, T^{output} сводится к T .

Зависимость суммарного фарадеевского вращения Φ от фазовой задержки δ показана на рис. 39. Угол поворота плоскости поляризации после однократного про-

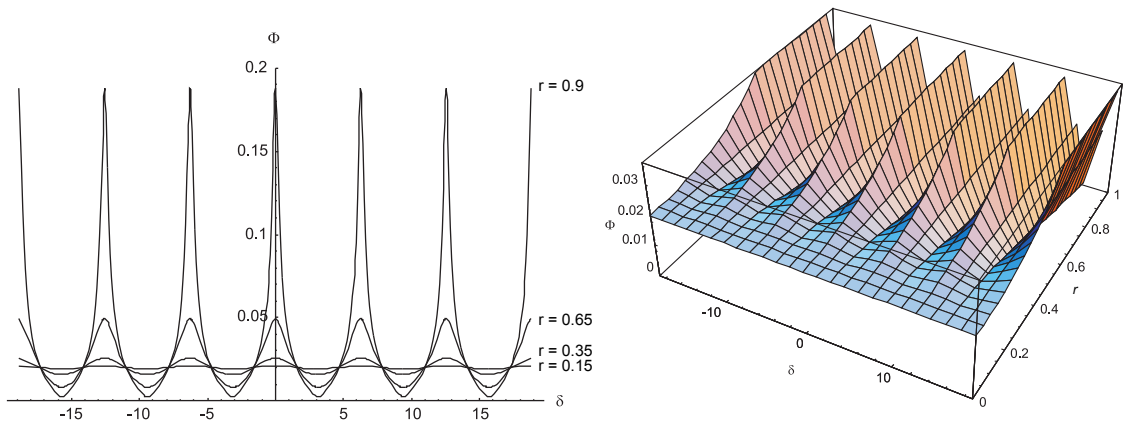


Рис. 39: Зависимость суммарного фарадеевского вращения Φ от фазовой задержки δ при $\theta = 0.02$ для изменяющегося r . Слева построены срезы трехмерного графика для значений r : 0.15; 0.35; 0.65; 0.9.

хождения пленки равен $\theta = 0.02$. Однако в условиях интерференции это значение может быть увеличено на порядок, до 0.2, а для некоторых положений фазового набега, наоборот, уменьшено до нуля. С увеличением коэффициента отражения по полю r амплитуда осцилляций увеличивается, что согласуется с формулой Эйри (см. выражение (88)). Рисунок 40 показывает, что максимумы пропускания совпадают с максимумами фарадеевского вращения.

Выкладки, учитывающие магнитный круговой дихроизм, являются более громоздкими [186]. В данной работе внимание акцентировано на действительной части поворота плоскости поляризации, т.е. эффекте Фарадея, поскольку эллиптичность на порядок меньше, и ею можно пренебречь.

Перейдем теперь к рассмотрению света с гауссовой формой импульса. Тогда падающее поле можно записать в виде:

$$\vec{E}_0^i(t) = \vec{A}_0 e^{-(\omega_0 t)^2}, \vec{A}_0 = A_0 \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \end{pmatrix},$$

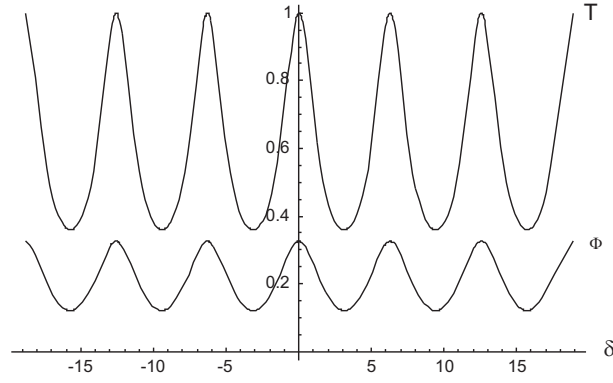


Рис. 40: Следствие интерференции, проявляющееся в периодической зависимости коэффициента пропускания T и фарадеевского вращения Φ от фазовой задержки δ при $\theta = 0.2$ радиан and $r = 0.5$.

здесь $\omega_0 = 1/\tau_0$, а τ_0 — длительность импульса. Выходящий сигнал будет суммой импульсов, испытавших несколько отражений внутри пленки. Чтобы избежать путаницы обозначения времени t и коэффициента прохождения по полю, далее будем обозначать последний как τ . Поляризация каждого импульса будет пропорциональна расстоянию, пройденному внутри среды:

$$\vec{E}^{tr} = A_0 \tau^2 \sum_{m=0}^{\infty} e^{-(\omega_0(t-m\Delta))^2} (r^2 e^{i\delta})^m \begin{pmatrix} \cos(2m+1)\theta \\ \sin(2m+1)\theta \end{pmatrix},$$

Δ обозначает величину временной задержки между первым прошедшим импульсом и дважды переотраженным внутри пленки $\Delta = 2nd/c$. За момент времени $t = 0$ взят момент, когда максимум первого импульса выходит из среды. Выражение для суммарного фарадеевского вращения принимает вид:

$$\Phi = \arctan \left(\frac{\sum_m e^{-(\omega_0(t-m\Delta))^2} (r^2 e^{i\delta})^m \sin(2m+1)\theta}{\sum_m e^{-(\omega_0(t-m\Delta))^2} (r^2 e^{i\delta})^m \cos(2m+1)\theta} \right).$$

Параметр, определяющий характер фемтосекундной динамики поляризации, есть отношение времени, проведенного светом внутри структуры, к длительности импульса $\omega_0 \Delta = t/\tau_0$ или, другими словами, отношение оптической толщины структуры к пространственной длительности импульса $\omega_0 \Delta \sim nd/L$. Выражение для рядов сходится абсолютно, так как мажорируется геометрической прогрессией. Однако упрощенной записи выражения получить невозможно, поэтому дальнейшее исследование было проведено численно.

1.2. Численное моделирование динамики эффекта Фарадея и эволюции фемтосекундного оптического импульса при его распространении через магнитофотонные кристаллы

Для проведения численного моделирования эффекта Фарадея с фемтосекундным временным разрешением была разработана программа на языке Python с использованием математических библиотек SciPy и NumPy. В основу программы лег метод матриц распространения 4x4, дополненный быстрым преобразованием Фурье.

Положим тензор диэлектрической проницаемости (18) магнитной пленки не зависящим от длины волны, а значения компонентов возьмем схожими с типичными значениями для гранатовых материалов:

$$\hat{\varepsilon} = \begin{pmatrix} 7.84 & i(-0.0055) & 0 \\ -i(-0.0055) & 7.84 & 0 \\ 0 & 0 & 7.84 \end{pmatrix}. \quad (89)$$

Положим длительность импульса фиксированной и равной 150 фс, тогда пространственная длина импульса L составляет 45 мкм. Будем сравнивать время распространения внутри магнитной пленки, меняя ее толщину d . Возможны три случая соотношения между протяженностью импульса и оптической толщиной пленки: $L \gg nd$, $L \sim nd$, $L < nd$.

На рисунке 41 представлена смоделированная эволюция одиночного падающего импульса, прошедшего через магнитную пленку, — амплитуда огибающей электромагнитного поля на выходе из пленки. За нулевой момент времени взята точка, в которой находился бы максимум падающего одиночного импульса, если бы структура отсутствовала. Пусть импульс падает на структуру слева. Тогда будем называть границей раздела 1 воздух-структура сторону пленки, со стороны которой падает импульс, а границей раздела 2 структура-воздух — сторону пленки, из которой импульс выходит. Рассмотрим случай, когда длина импульса меньше оптической толщины пленки (зеленая кривая). В течение 100 фс импульс распространяется внутри пленки. После этого момента импульс постепенно выходит из пленки, чему соответствует рост кривой. В момент времени, равный 260 фс, максимум импульса проходит границу раздела 2. При этом существует часть импульса, которая отразилась от нее и следует к границе раздела 1. После отражения от нее излучение вновь выходит через границу раздела 2, причем максимум второго переотражения выходит из пленки при 780 фс. Поскольку разность по времени между последовательными выходами импульса составляет величину порядка 500 фс, а временная длительность импульса равна 150 фс, перекрытие «хвостов» импульсов пренебрежимо мало.

В случае, когда пространственная длина импульса одного порядка с оптической толщиной пленки (синяя и красная кривые), максимум первого прохода наступает

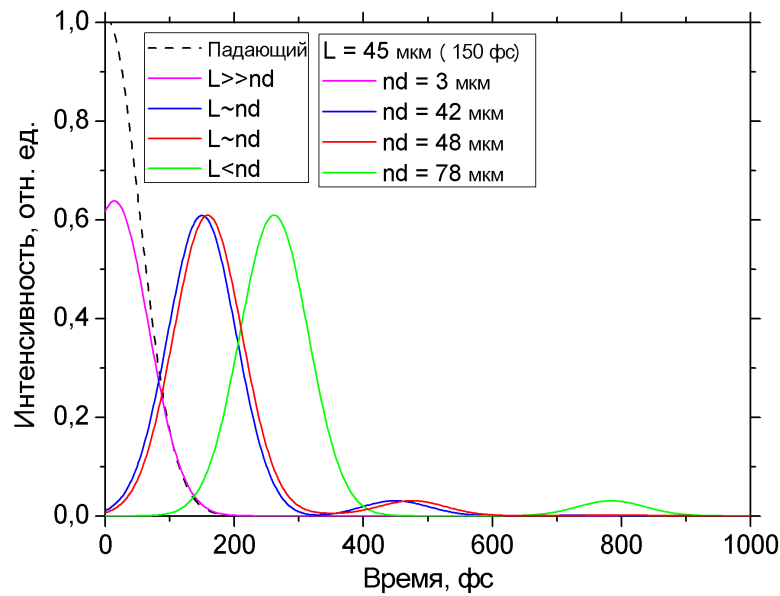


Рис. 41: Результат численного моделирования распространения фемтосекундного импульса через тонкую магнитную пленку при различных соотношениях между пространственной длиной импульса и оптической толщиной пленки. Пунктиром показана огибающая падающего импульса. Розовая линия — случай, когда его длина много больше оптической толщины пленки, синяя и красная линии — случаи, когда эти величины одного порядка, зеленая линия — случай, когда пространственная длина импульса меньше оптической толщины пленки.

в момент ~ 150 фс, максимум второго переотражения наблюдается при ~ 440 фс. В этом случае можно говорить о перекрытии «хвостов» импульсов, и в зависимости от набега фаз этих полей возможно наблюдение интерференционных эффектов, в том числе в результирующем повороте поляризации.

В случае, когда пространственная длина импульса превышает оптическую толщину пленки (розовая линия), импульс проходит ее как практически постоянный сигнал, т.е. переотражения на графике наблюдаться не будут.

На рисунке 42 представлено численное моделирование динамики эффекта Фарадея для трех рассматриваемых случаев соотношений между пространственной длиной импульса и оптической толщиной пленки. В случае, когда пространственная длина импульса больше оптической толщины пленки (розовая линия), зависимость носит квазистационарный характер. В случае, когда рассматриваемые величины одного порядка (синяя линия), на графике зависимости наблюдаются области, где производная фарадеевского поворота по времени отрицательна. Это можно объяснить деструктивной интерференцией «хвостов» первого прошедшего импульса и второго переотраженного. Однако для того же соотношения рассматриваемых величин (красная линия) области отрицательной временной производной сменяются положи-

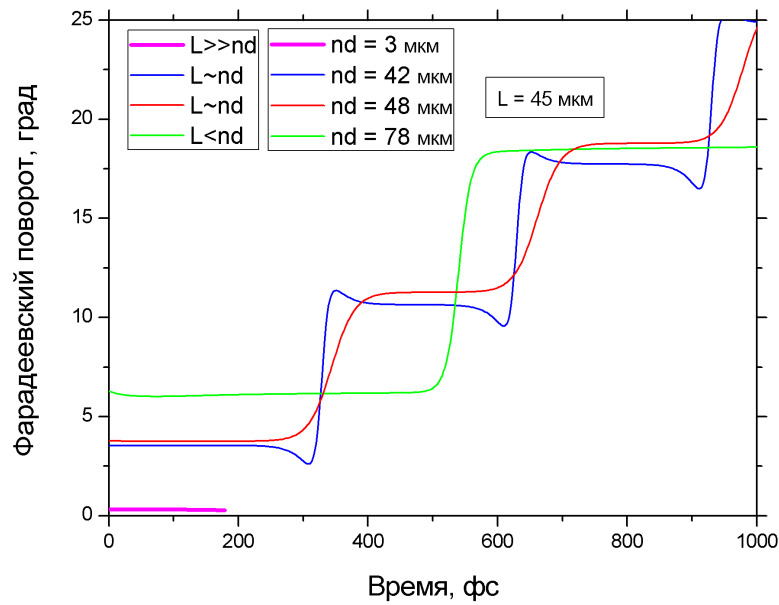


Рис. 42: Численный расчет временной зависимости фарадеевского поворота при различных соотношениях пространственной длины импульса и оптической толщины пленки. Розовая линия — случай, когда длина много больше оптической толщины пленки. Синяя и красная линии — случаи, когда эти величины одного порядка, зеленая линия — случай, когда пространственная длина меньше оптической толщины пленки.

тельной, что объясняется конструктивной интерференцией «хвостов» импульсов. В случае, когда пространственная длина импульса меньше оптической толщины пленки (зеленая кривая), «хвосты» выходящих импульсов не перекрываются, зависимость носит ступенчатый характер, причем величина первой ступеньки в три раза больше, чем начальное значение поворота поляризационной плоскости, из-за утроенного оптического пути первого переотражения импульса по сравнению с прошедшим. Рассмотрим наблюдаемое явление качественно. Пусть излучение распространяется вдоль оси Z через образец, расположенный перпендикулярно ей. Плоскость xOy параллельна поверхности образца и расположена в воздухе у второй границы раздела пленка-воздух (рис. 43). Предположим, что вектор напряженности электрического поля первого прошедшего импульса $\vec{E}_1$ составляет с осью Y угол θ_1 . Пусть далее после двух переотражений фаза вектора напряженности электрического поля второго импульса $\vec{E}_{2A}$ оказалась близкой к фазе $\vec{E}_1$, а фарадеевский поворот таковым, что в рассматриваемый момент времени вектор $\vec{E}_{2A}$ направлен под углом θ_{2A} . И пусть «хвосты» импульсов перекрываются. Тогда суммарный вектор напряженности электрического поля $\vec{E}_A$ будет повернут на угол θ_A . Таким образом, благодаря конструктивной интерференции значение суммарного поворота будет больше, чем у первого импульса, но меньше, чем у второго, т.е. с течением времени происходит

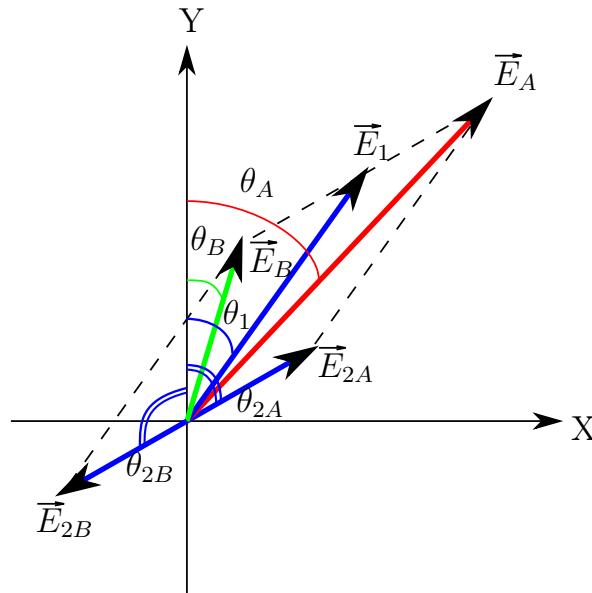


Рис. 43: Схематичное изображение суперпозиции напряженностей электрических полей двух импульсов, вышедших последовательно из пленки. Синие стрелки — напряженности электрических полей импульсов, красная стрелка — суммарная напряженность в случае конструктивной интерференции, зеленая стрелка — суммарная напряженность в случае деструктивной интерференции.

нарастание величины поворота.

Рассмотрим теперь случай, когда фаза второго импульса стала противоположна фазе $\vec{E}_1$, и вектор напряженности электрического поля $\vec{E}_{2B}$ повернулся на угол θ_{2B} . Тогда суммарный вектор напряженности $\vec{E}_B$ будет направлен под углом θ_B . Таким образом, благодаря деструктивной интерференции суммарный поворот с течением времени уменьшился.

Перейдем теперь к исследованию более добротных структур. Возьмем и увеличим число пар слоев N до пяти. Пусть параметры структуры таковы, что микрорезонаторная мода находится на длине волны 896 нм. Возьмем для этого полуволновой магнитный слой с показателем преломления $n = 2.6$, а чередующиеся диэлектрические четвертьволновые слои с показателями преломления $n_1 = 1.78, n_2 = 1.43$.

На рисунке 44(а) представлен численный расчет распространения фемтосекундного импульса, центральная длина волны которого соответствует микрорезонаторной моде, в рассматриваемой структуре. Коэффициент пропускания в моде составляет 15%, поэтому интенсивность прошедшего импульса меньше интенсивности падающего на 85%. На рисунке 44(б) показана временная зависимость фарадеевского поворота изучаемой многослойной структуры. В течение 175 фс происходит монотонный рост фарадеевского поворота на величину 0.06° , то есть фазы полей переотраженных от слоев внутри импульсов близки, что приводит к конструктивной

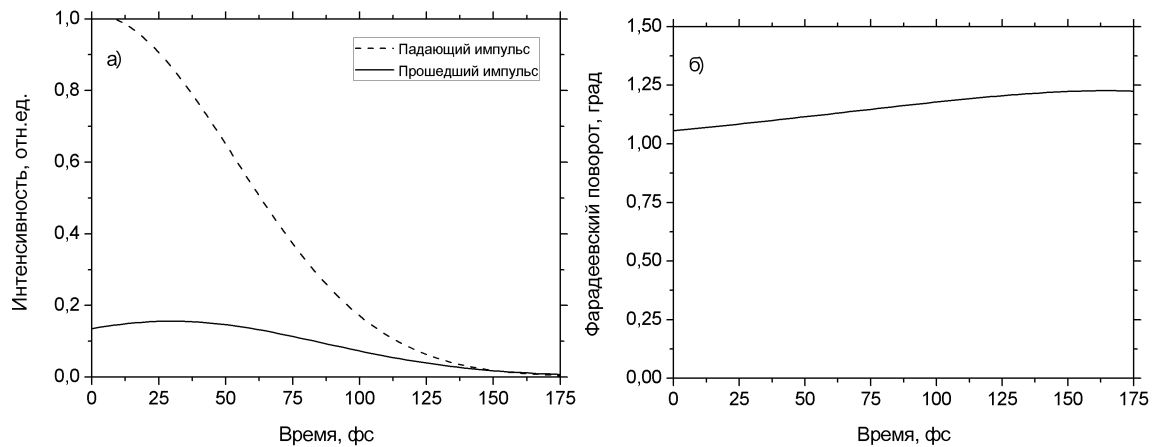


Рис. 44: а) Численный расчет распространения фемтосекундного импульса через магнитофотонный микрорезонатор. Пунктирная линия — огибающая падающего импульса, сплошная линия — огибающая прошедшего импульса. б) Численный расчет временной зависимости фарадеевского поворота в магнитофотонном микрорезонаторе.

интерференции.

2. Экспериментальные образцы, спектроскопия коэффициента пропускания и фарадеевского вращения

В качестве экспериментальных образцов в данной главе рассматривались полностью диэлектрические структуры, не содержащие металлических включений. Рассматриваются два класса структур различной добротности, обладающих при этом высоким магнитооптическим откликом. Первый класс образцов — высокодобротные одномерные магнитофотонные кристаллы. На рисунке 45 представлено изображение исследуемого магнитофотонного кристалла с одним магнитным слоем — фотонный кристалл с резонаторным магнитным слоем. Наноструктура состоит из 5 пар чередующихся четвертьволновых слоёв диоксида кремния SiO_2 и оксида тантала Ta_2O_5 . Далее идет полуволновой магнитный слой железо-иттриевого граната, легированного висмутом, после которого опять 5 пар слоев SiO_2/Ta_2O_5 . Структура напылялась на подложку плавленного кварца методом магнетронного напыления в атмосфере аргона. Перед нанесением верхнего комплекта из пяти пар немагнитных слоев образец был отожжен при температуре 700°C в течение 20 минут для остаточного окисления и кристаллизации гранатовой пленки. Общая площадь образца составляет величину $4 \times 7 \text{ мм}^2$. Образец сделан в Технологическом университете Тойохаши, Япония.

На рисунке 46 представлена спектральная зависимость коэффициента пропуска-

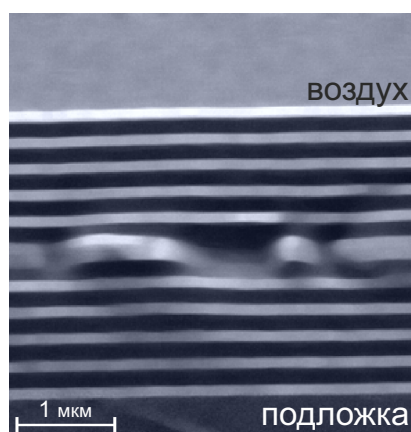


Рис. 45: СЭМ изображение высокодобротного образца.

ния микрорезонатора (черная линия) и фарадеевского вращения (красная линия). Фотонная запрещенная зона лежит в диапазоне длин волн 700-1000 нм. Длина волны микрорезонаторной моды равняется 895 нм и сдвинута в красную область спектра относительно центра фотонной запрещенной зоны. Коэффициент пропускания в ней достигает значения 57%. Значение фарадеевского вращения максимально для длины волны, соответствующей микрорезонаторной моде, и достигает максимального значения 0.75° с величиной добротности 45. Для проведения временных измерений были выбраны три спектральные точки: максимум микрорезонаторной моды и две на склоне. Они отмечены на графике тремя большими красными точками.

В качестве альтернативы рассматривается другой класс образцов — магнитная пленка низкой добротности. Образец представляет собой пленку феррит-граната толщиной 16 мкм, выращенную методом жидкофазной эпитаксии на сегменте монокристаллической подложки из гадолиний-галиевого граната $Gd_3Ga_2(GaO_4)_3$. Образец сделан в Крымском федеральном университете им. В.И. Вернадского.

На рисунке 47 показан экспериментальный спектр пропускания исследуемого образца (черная линия) и спектр фарадеевского вращения (красная линия). Зависимости имеют спектральную периодичность благодаря многолучевой интерференции — интерференция Фабри-Перо. Абсолютные значения коэффициента пропускания лежат в диапазоне 55...65%. Уменьшение абсолютных значений фарадеевского вращения в красной части спектра вызвано уменьшением величины гирации, характерной для феррит-гранатовых пленок [187]. Для проведения временных измерений были выбраны три спектральные точки: максимум осцилляции Фабри-Перо, минимум и промежуточное значение. Эти длины волн на графике отмечены тремя большими красными точками. Спектральное положение выбиралось исходя из того, что максимум мощности генерации титан-сапфирового лазера приходится на длину волны 800 нм. Добротность данной структуры равна 2. Абсолютные значения фарадеевского вращения для пленки оказываются больше, удельная же величина, т.е. отношение

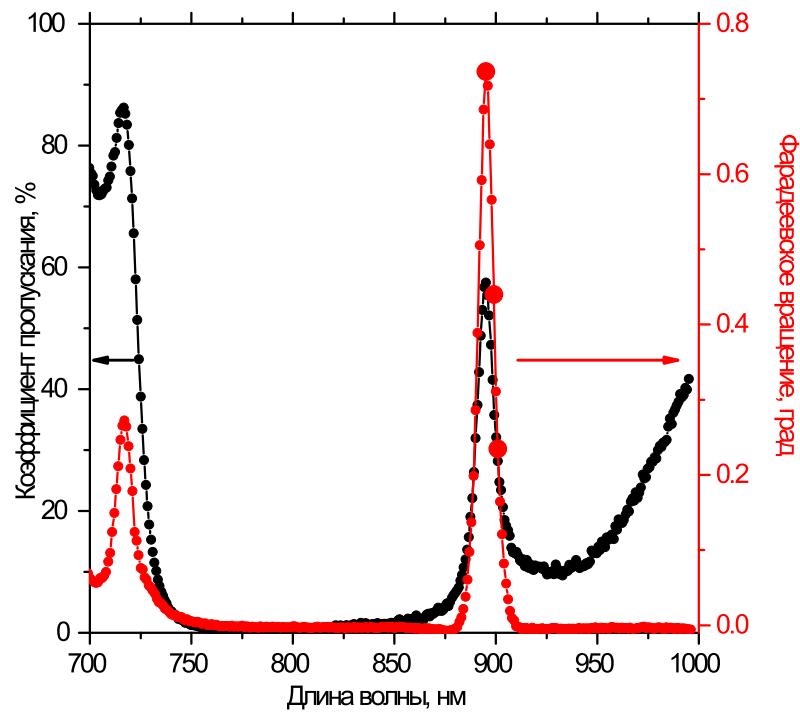


Рис. 46: Экспериментальные спектры коэффициента пропускания (черная линия) и фарадеевского вращения (красная линия) магнитофотонного микрорезонатора.

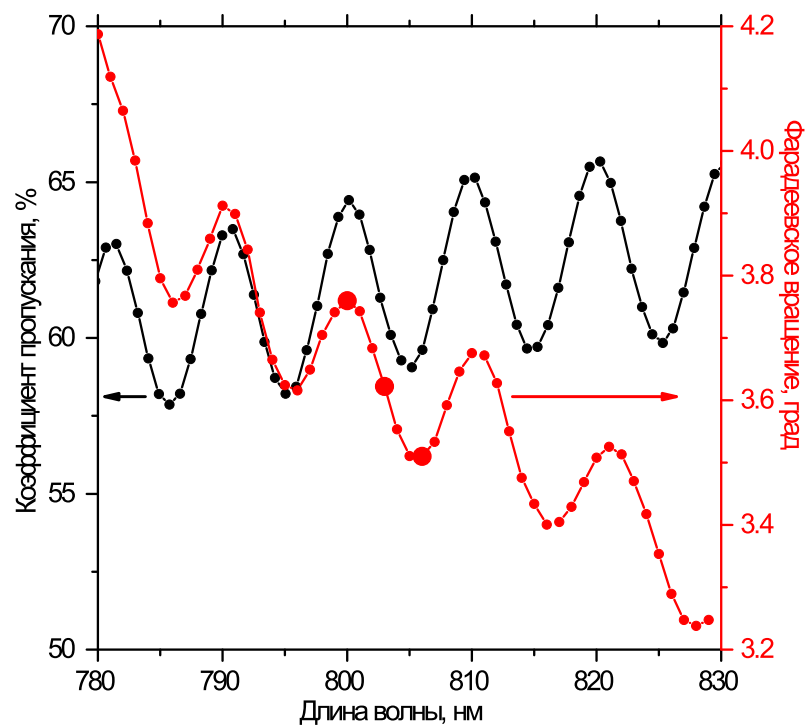


Рис. 47: Экспериментальные спектры коэффициента пропускания (черная линия) и фарадеевского вращения (красная линия) магнитной пленки.

угла поворота плоскости поляризации к толщине магнитного слоя, у магнитофотонного кристалла на порядок выше.

3. Модуляционная схема для исследования динамики эффекта Фарадея с фемтосекундным временным разрешением

Исследование динамики оптических эффектов с характерным временным масштабом, лежащим в субпикосекундном диапазоне, требует источника коротких временных световых импульсов. Таковым может быть, например, твердотельный титан-сапфировый фемтосекундный лазер. Поскольку работа направлена на проведение спектроскопических исследований, необходим источник, способный генерировать короткие импульсы, несущей частотой которых можно управлять. По этой причине в работе в качестве источника излучения был выбран титан-сапфировый лазер, перестраиваемый в диапазоне длин волн от 680 до 1080 нм, средняя мощность излучения изменяется от 0.9 Вт при $\lambda = 680$ нм, достигает максимума в 3.5 Вт при 800 нм и вновь снижается до 0.9 Вт при 1080 нм. Частота повторения 80 МГц, длительность импульса 250 фс. Параметр M^2 используемого лазера < 1.1 , что позволяет считать форму импульса гауссовой, мода TEM₀₀.

В качестве детекторов в экспериментах использовались фотоэлектронный умножитель (ФЭУ) Hamamatsu H9307-03 и кремниевый фотодиод Thorlabs DET36A/M. В зависимости от изучаемой спектральной области использовался либо первый, либо второй. Рабочий диапазон фотодиода 350-1100 нм, однако в диапазоне 350-450 нм его чувствительность резко снижается, поэтому он использовался лишь при изучении спектров фарадеевского вращения. Рабочий диапазон ФЭУ 185-900 нм, причем максимум его чувствительности приходится на промежуток 400-450 нм. Частота отсечки ФЭУ ограничена величиной в 200 кГц, что с запасом перекрывает рабочий диапазон частот (максимальная частота, используемая в работе, — 94 кГц). Частота отсечки фотодиода может быть подобрана путем изменения значения нагрузочного сопротивления R . Эти величины связаны формулой:

$$f_{BW} = \frac{1}{RC}. \quad (90)$$

Величина емкости C , согласно паспорту фотодиода, постоянна и равна 40 пФ. Величина сопротивления, использовавшегося в работе, равна 1 кОм.

Проведение измерений фарадеевского поворота требует создания определенной поляризационно-чувствительной схемы. Поляризация излучения, попадающего на детектор и содержащего информацию о модулированном фарадеевском повороте, повернута на 45° относительно плоскости оптической схемы. Описанная конфигурация является одной из стандартных модуляционных схем измерения поворота

поляризационной плоскости. Однако данный вариант, как выяснилось в процессе проведения экспериментов, не может быть использован при изучении динамики эффекта Фарадея, поскольку для корреляционных измерений на пути к детектору ставится делитель пучка, вносящий неконтролируемые изменения в состояние поляризации при такой ориентации поляризации излучения к плоскости оптической схемы. В связи с этим было решено повернуть все поляризационные элементы на 45° . После такого преобразования на светоделитель будет падать излучение, состояние поляризации которого является для него одним из собственных, а следовательно, не будет подвержено влиянию оптических компонентов и пройдет через последующие элементы схемы сохраняясь (см. рис. 48).

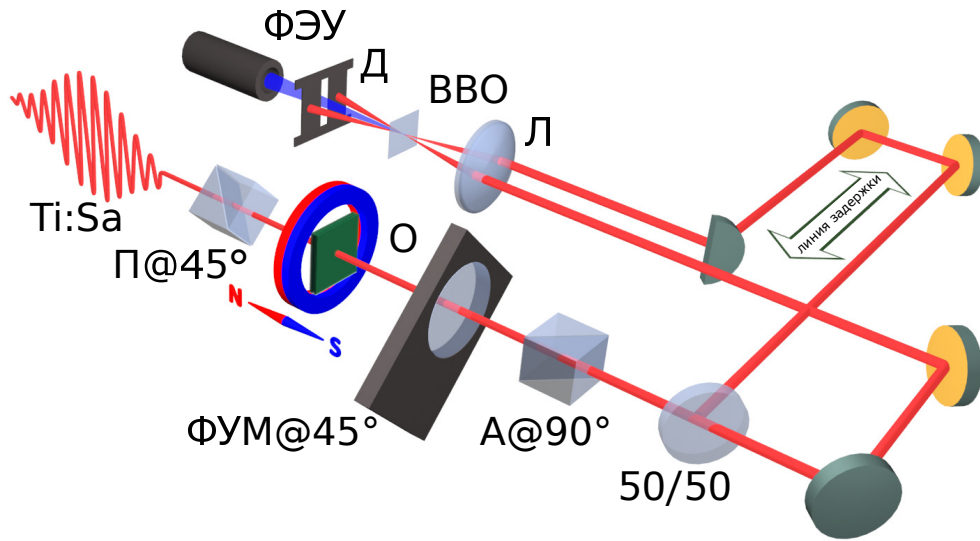


Рис. 48: Схема экспериментальной установки для измерения фемтосекундной динамики эффекта Фарадея. Ti:Sa — фемтосекундный титан-сапфировый лазер, П — полярizador, О — образец, помещенный в магнитное поле, обозначенное красно-синей стрелкой N-S, ФУМ — фотоупругий модулятор, А — анализатор, Л — линза, ВВО — нелинейный кристалл β -бората бария, ФЭУ — фотоэлектронный умножитель, Д — диафрагма.

Получим выражение для состояния поляризации света, прошедшего поляризационно-чувствительную часть установки. Пусть на первую призму Глана, установленную под 45° , падает излучение с горизонтальной поляризацией. Здесь и далее положение отсчитывается относительно оптической плоскости схемы. После прохождения через нее излучение будет характеризоваться вектором поляризации:

$$S_{45} = M_4 S_{in} = \frac{1}{2} \begin{pmatrix} 1 & 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \\ 1 & 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 1 \\ 1 \\ 0 \\ 0 \end{pmatrix} = \frac{1}{2} \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \\ 1 \\ 0 \end{pmatrix}. \quad (91)$$

Далее излучение следует через образец, помещенный в стационарное магнитное поле величиной 1 кГс, и вектор поляризационного состояния принимает вид:

$$S_{sample} = M_2 S_{45} = \frac{1}{2} \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & \cos 2\theta & \sin 2\theta & 0 \\ 0 & -\sin 2\theta & \cos 2\theta & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \\ 1 \\ 0 \end{pmatrix} = \frac{1}{2} \begin{pmatrix} 1 \\ \sin 2\theta \\ \cos 2\theta \\ 0 \end{pmatrix}. \quad (92)$$

После этого оно проходит через ориентированный под 45° ФУМ, вращающий фазу одной из компонент поляризации с частотой $f = 47$ кГц и максимальным значением задержки, равным 2.405 радиан, и установленный соосно с поляризатором. Матрица Мюллера модулятора дается выражением:

$$M_5 = \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & \cos A & \sin A & 0 \\ 0 & -\sin A & \cos A & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 1 \end{pmatrix}. \quad (93)$$

Вектор поляризации в этом случае становится равным:

$$\begin{aligned} S_{PEM} = M_5 S_{sample} &= \frac{1}{2} \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & \cos A & \sin A & 0 \\ 0 & -\sin A & \cos A & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 1 \\ \sin 2\theta \\ \cos 2\theta \\ 0 \end{pmatrix} = \\ &= \frac{1}{2} \begin{pmatrix} 1 \\ \cos A \sin 2\theta + \sin A \cos 2\theta \\ -\sin A \sin 2\theta + \cos A \cos 2\theta \\ 0 \end{pmatrix}. \end{aligned} \quad (94)$$

Окончательно, проходя анализатор, установленный под 90° :

$$M_6 = \frac{1}{2} \begin{pmatrix} 1 & -1 & 0 & 0 \\ 1 & -1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \end{pmatrix}, \quad (95)$$

поляризация на выходе из системы будет иметь вид:

$$S_{final} = M_6 S_{PEM} = \frac{1}{4} \begin{pmatrix} 1 & -1 & 0 & 0 \\ 1 & -1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 1 \\ \cos A \sin 2\theta + \sin A \cos 2\theta \\ -\sin A \sin 2\theta + \cos A \cos 2\theta \\ 0 \end{pmatrix} =$$

$$= \frac{1}{4} \begin{pmatrix} 1 - \cos A \sin 2\theta - \sin A \cos 2\theta \\ 1 - \cos A \sin 2\theta - \sin A \cos 2\theta \\ 0 \\ 0 \end{pmatrix}. \quad (96)$$

Если на месте светоделителя установить фотодиод, то установка может использоваться для измерения зависимости стационарного фарадеевского поворота от длины волны. Таким образом, сигнал на фотодетекторе будет содержать информацию о модулированном повороте плоскости поляризации. Детектируя одновременно постоянную и переменную на удвоенной частоте модулятора $2f = 94$ кГц компоненты сигнала, считая их отношение и переводя его в градусы, можно получить спектральную зависимость фарадеевского вращения.

Для эксперимента необходимо, чтобы поляризация входящего в схему излучения была линейной с точностью порядка измеряемых величин поворотов, поэтому в начале схемы для улучшения состояния поляризации была использована еще одна призма Глана. Поляризатор и анализатор установлены в механизированные вращательные оправы, что позволяет поворачивать их на желаемый угол с точностью 0.01° . Юстировка оптической схемы подразумевает установку поляризационных элементов под требуемыми углами с точностью не хуже измеряемых значений поворотов. Предположим, что образец в схеме отсутствует. Для достижения соосности ФУМ и поляризатора необходимо использовать ключевое свойство модулятора — изменение во времени лишь одной из компонент поляризации. Таким образом, если на него попадает линейно поляризованное излучение, направленное не строго по оптической оси, синхронный детектор на частоте $2f$ покажет наличие сигнала. Минимизируя его, можно добиться того, чтобы на модулятор падало излучение, поляризация которого направлена по его оси. Предположим теперь, что поляризационно-чувствительная часть схемы отъюстирована. Повернем поляризатор на 1° . Тогда на частоте $2f$ детектор регистрирует ненулевую интенсивность. Таким образом, после регистрации данных величин и подсчета их отношения можно установить, какому отношению соответствует поворот поляризационной плоскости на 1° . Проведенная таким образом калибровка для фотодиода показала, что одному градусу соответствует отношение сигналов $9 \cdot 10^{-4}$.

При проведении экспериментов по фемтосекундной динамике магнитооптических эффектов излучение после анализатора разделяется пятидесятипроцентным светоделителем на два канала. Часть излучения следует через линию задержки, минимальный шаг которой может составлять 80 нм, что соответствует минимальной временной задержке в 0.3 фс, другая же — через неподвижную систему зеркал. Параллельные лучи двух плеч фокусируются на нелинейном кристалле бета-бората

бария в одну область собирающей линзой с фокусным расстоянием 50 мм. Роль кристалла заключается в генерации суммарной частоты по направлению биссектрисы между падающими лучами, которая, пройдя фильтр BG39, регистрируется детектором. Такой фильтр нужен для того, чтобы отрезать излучение первой гармоники, при этом максимально пропуская вторую. Диафрагма стоит для перекрытия коллинеарной второй гармоники от каждого из пучков. Регистрация сигнала происходит методом синхронного детектирования на удвоенной частоте ФУМ, это позволяет существенно увеличить отношение сигнал-шум. Кроме переменной на $2f$ компоненты сигнала фиксируется также постоянная составляющая.

Обозначим интенсивность сигнала, проходящего через неподвижную систему зеркал, как $I(t)$, а следующего через линию задержки как $I(t - \tau)$, где τ — время задержки одного сигнала относительно другого. Тогда автокорреляционная функция будет иметь вид:

$$u(\tau) = \int_{-\infty}^{\infty} I(t)I(t - \tau)dt. \quad (97)$$

Интенсивность сигнала, прошедшего через ФУМ, записывается в виде

$$I(t) [1 + 4J_2\theta(t) \cos(4\pi fT)],$$

где J_2 — функция Бесселя второго порядка, $\theta(t)$ — фарадеевский поворот, $f \ll c/l$, l — толщина кварца модулятора, T — характерный временной масштаб модулятора.

Тогда сигнал, регистрируемый детектором, запишется в виде:

$$\begin{aligned} u(\tau) &= \int_{-\infty}^{\infty} I(t)I(t - \tau) [1 + 4J_2\theta(t) \cos(2\omega T)] [1 + 4J_2\theta(t - \tau) \cos(4\pi fT)] dt = \\ &= \int_{-\infty}^{\infty} I(t)I(t - \tau) [1 + 4J_2 \cos(4\pi fT) (\theta(t) + \theta(t - \tau)) + 16J_2^2 \cos^2(4\pi fT)\theta(t)\theta(t - \tau)] dt. \end{aligned}$$

Величина, пропорциональная $\theta(t)\theta(t - \tau)$, второго порядка малости, поэтому ею можно пренебречь. Кроме того, если характерный временной масштаб изменения фарадеевского поворота меньше длительности импульса, следующего через линию задержки, то в течение этой длительности можно взять усредненное значение и положить $\theta(t) = \theta(\tau)$, $\theta(t - \tau) = \theta(\tau)$. Поскольку теперь $\theta(\tau)$ не является функцией времени, переменной интегрирования, то можем записать:

$$u(\tau) = \int_{-\infty}^{\infty} I(t)I(t - \tau) [1 + 4J_2 \cos(4\pi fT)(\theta(\tau) + \theta(\tau))] dt =$$

$$\begin{aligned}
&= \int_{-\infty}^{\infty} I(t)I(t-\tau)dt + \cos(4\pi fT)4J_2\theta(\tau) \int_{-\infty}^{\infty} I(t)I(t-\tau)(1+1)dt = \\
&= u_{dc}(\tau) \cos(0) + u_{2f}(\tau) \cos(4\pi fT).
\end{aligned}$$

Таким образом,

$$u_{2f} = 8J_2\theta(\tau) \int_{-\infty}^{\infty} I(t)I(t-\tau)dt \equiv 8J_2\theta(\tau)u_{dc}(\tau),$$

откуда:

$$\theta(\tau) \approx \frac{u_{2f}(\tau)}{8J_2u_{dc}(\tau)}. \quad (98)$$

Получаемое таким образом поведение фарадеевского вращения — усредненная по длительности импульса величина.

4. Спектроскопия фемтосекундной динамики эффекта Фарадея

4.1. Временная зависимость фарадеевского вращения в магнитофотонном кристалле

На рисунке 49 представлены рассчитанная численно (а) и измеренная экспериментально (б) фемтосекундная динамика эффекта Фарадея в магнитофотонном кристалле в зависимости от центральной длины волны импульса. Нулевой момент времени

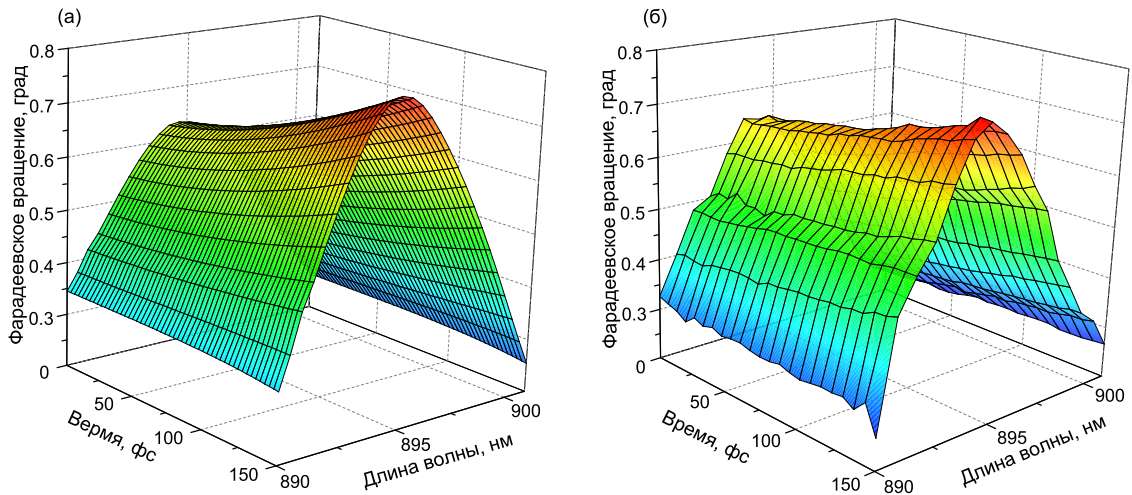


Рис. 49: Теоретическая (а) и экспериментальная (б) фемтосекундная динамика эффекта Фарадея в магнитофотонном кристалле. Несущая длина волны импульса перестраивается вблизи микрорезонаторной моды в диапазоне 890...901 нм.

мени соответствует максимуму автокорреляционной функции. В этот момент времени значение фарадеевского вращения не равно нулю, т.к. плоскость поляризации

уже повернулась при прохождении магнитооптического материала. С увеличением времени для длины волны микрорезонаторной моды — 895 нм — фарадеевское вращение увеличивается на $\Delta\theta = 0.15^\circ$ за 150 фс. На краях моды, 890 нм и 901 нм, угол со временем не меняется. Таким образом, со временем пик микрорезонаторной моды заостряется.

На рисунке 50(а) представлена экспериментально полученная (точками) и численно рассчитанная (линии) фемтосекундная динамика фарадеевского вращения для трех положений длины волны импульса: 895 нм (синий), 899 нм (зеленый) и 901 нм (красный). На рисунке 50(б) представлен экспериментальный (точками) и

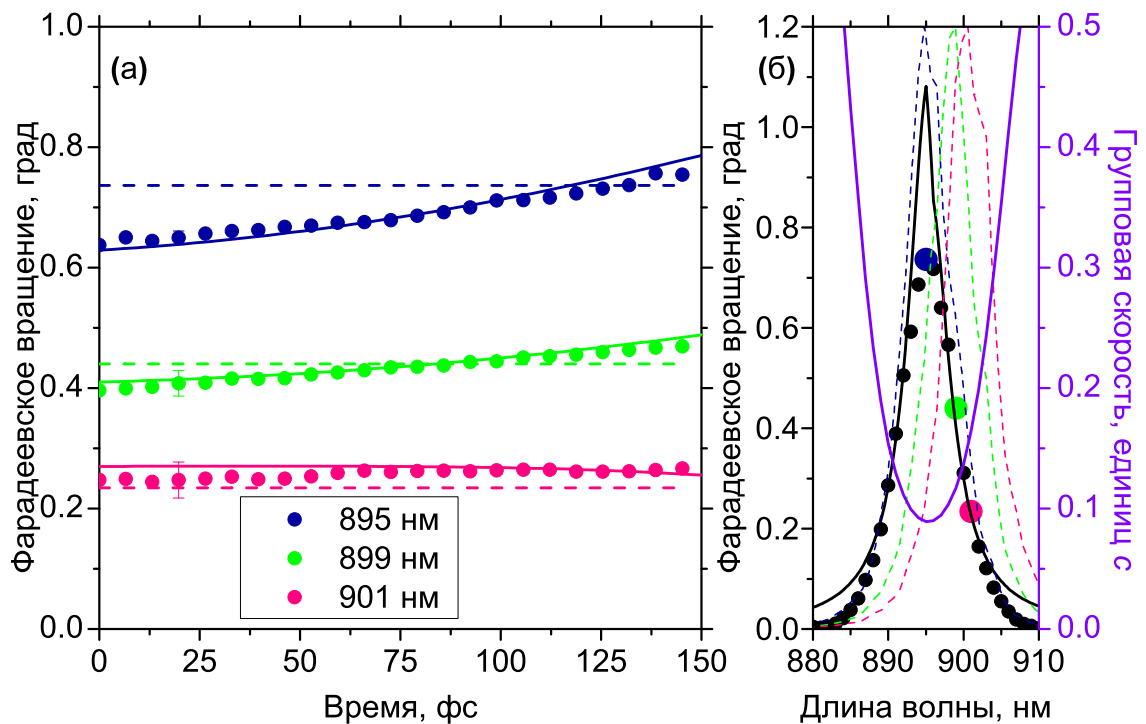


Рис. 50: (а) Фемтосекундная динамика эффекта Фарадея в магнитофотонном кристалле для трех спектральных положений: эксперимент (точки) и расчет (линии). Пунктирными линиями отмечено стационарное значение фарадеевского вращения. (б) Спектральные зависимости фарадеевского вращения (черная линия) и групповой скорости, выраженной в единицах скорости света (пурпурная линия); полученные численно. Точками показан экспериментально измеренный спектр магнитооптического сигнала вблизи микрорезонаторной моды. Пунктирной линией показан нормированный спектр лазерного импульса с длиной волны 895 нм (синяя линия), 899 нм (зеленая линия) и 901 нм (красная линия).

рассчитанный (черная линия) магнитооптический спектр образца вблизи микрорезонаторной моды. На рисунке также представлена численно полученная зависимость групповой скорости от длины волны (пурпурная линия), выраженная в единицах скорости света c . Длина волны 895 нм соответствует центру микрорезонаторной мо-

ды с максимальным фарадеевским поворотом и десятикратным замедлением групповой скорости. За 150 фс угол монотонно увеличивается на 0.15° . Мгновенное значение фарадеевского поворота достигает стационарного значения в момент 120 фс и превышает его далее. Для более детального исследования была измерена динамика магнитооптического эффекта при отстройке от максимума микрорезонаторной моды, для длин волн 899 нм и 901 нм, стационарные значения поворота равны 0.43° и 0.23° соответственно. Обнаружено, что для длины волны 899 нм также наблюдается монотонный рост фарадеевского вращения, однако прирост за 150 фс составляет лишь 0.08° . Замедление на длине волны микрорезонаторной моды приводит к тому, что свету требуется дополнительное время, чтобы покинуть структуру. В течение этого времени импульс взаимодействует с магнитным веществом, приводя к увеличенному значению фарадеевского вращения. Стационарное значение достигается при этой длине волны довольно поздно по сравнению с другими. Две основные причины этого: во-первых, импульс распространяется медленнее и его максимум покидает среду позже из-за уменьшения групповой скорости. Во-вторых, задняя часть импульса дает больший вклад в стационарное значение, так как взаимодействует конструктивно с передней частью импульса.

Рассмотрим теперь динамику магнитооптического эффекта в низкодобротном случае.

4.2. Временная зависимость фарадеевского вращения в тонкой магнитной пленке

Фемтосекундная динамика фарадеевского вращения для тонкой магнитной пленки представлена на рисунке 51. Экспериментальные данные (рис. 51(б)) подтверждаются расчетными (рис. 51(а)). Центральная длина волны фемтосекундного лазерного импульса перестаривается в диапазоне 790...810 нм. Как и для стационарного случая, имеется спектральная периодичность ввиду интерференции Фабри-Перо для различных моментов времени. Период осцилляций сохраняется, а амплитуда со временем растет.

На рисунке 52(а) представлена экспериментально полученная (точками) и численно рассчитанная (линии) фемтосекундная динамика фарадеевского вращения для трех положений длины волны импульса и стационарного значения угла поворота плоскости поляризации: максимум 800 нм (синий), минимум 806 нм (красный) и промежуточное положение 803 нм (зеленый). На рисунке 52(б) представлен экспериментальный (точками) и рассчитанный (черная линия) магнитооптический спектр магнитной пленки. На рисунке также представлена численно полученная зависимость групповой скорости от длины волны (пурпурная линия), выраженная в единицах скорости света c . Вследствие низкой добротности групповая скорость меняется незначительно с длиной волны.

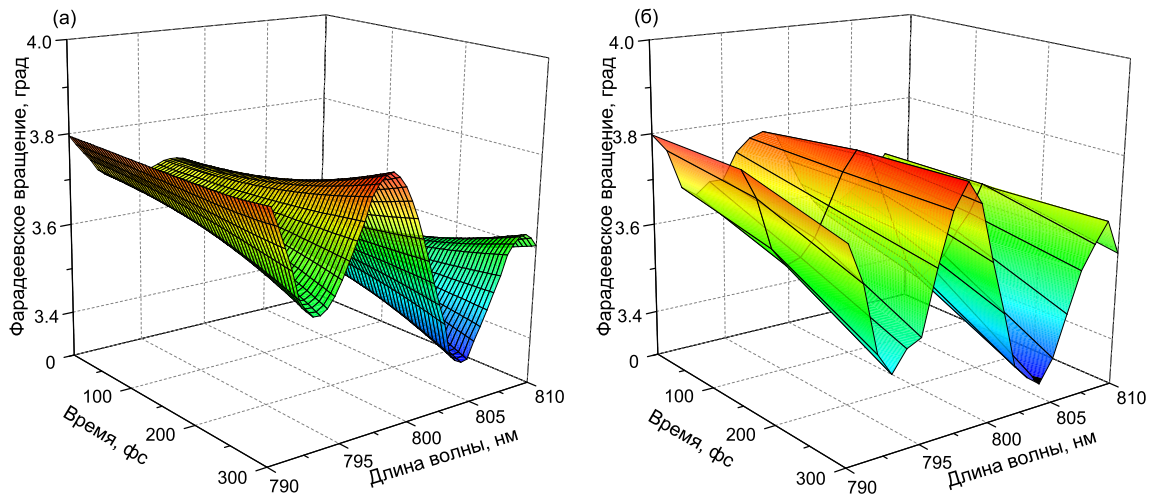


Рис. 51: Теоретическая (а) и экспериментальная (б) фемтосекундная динамика эффекта Фарадея в магнитной пленке. Несущая длина волны импульса перестраивается в диапазоне 790...810 нм.

Мгновенное значение фарадеевского вращения равно стационарному для промежуточного случая, 803 нм. При длине волны 800 нм временная зависимость монотонно растет на $\Delta\theta = 0.1^\circ$ за 300 фс. Для длины волны 806 нм, соответствующей минимуму стационарного значения угла, фарадеевское вращение монотонно уменьшается на $\Delta\theta = 0.1^\circ$ за 300 фс.

5. Обсуждение достигнутых результатов

Традиционный взгляд на эффект Фарадея заключается в том, что угол поворота плоскости поляризации должен расти со временем благодаря невязности эффекта. По этой причине любые уменьшения фарадеевского вращения всегда объясняются внутренними магнитными процессами, такими как спиновая релаксация. В экспериментах, проводимых в рамках данной работы, магнитная подсистема образца остается стационарной, невозмущенной, т.к. используются малые мощности и высокая частота повторений лазерного излучения. Однако добиться уменьшения фарадеевского вращения можно и иным способом, что было показано в этой работе.

Для положительной временной производной фарадеевского вращения, наблюдаемой для длины волны 800 нм в случае магнитной пленки, групповая скорость меньше средней, следовательно, свет проводит больше времени внутри материала и выходящий вектор электрического поля оказывается все более и более повернут относительно начального положения. Такое поведение ожидаемо, так как магнитная пленка — предельный случай магнитофотонного кристалла с $N = 0$ (отсутствуют брегговские отражатели). Временной прирост магнитооптического эффекта в пленке для длины волны 800 нм сравним с приростом в высокодобротном образце для дли-

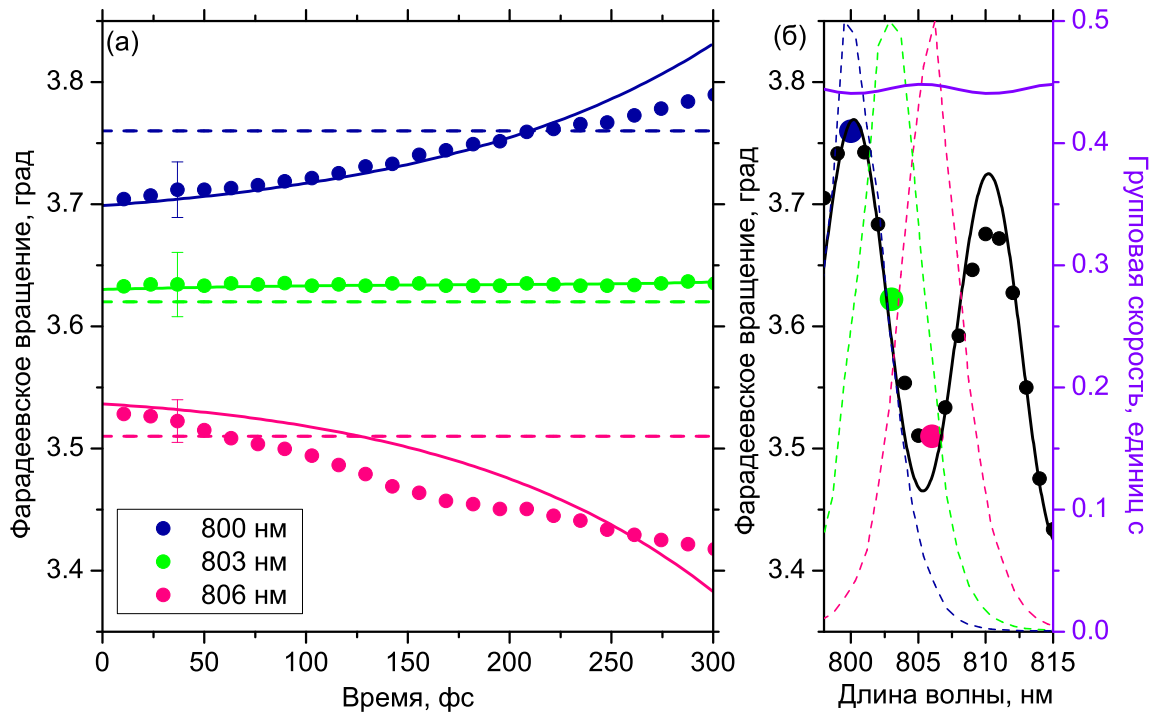


Рис. 52: (а) Фемтосекундная динамика эффекта Фарадея в магнитной пленке для трех спектральных положений: эксперимент (точки) и расчет (линии). Пунктирными линиями отмечено стационарное значение фарадеевского вращения. (б) Спектральные зависимости фарадеевского вращения (черная линия) и групповой скорости, выраженной в единицах скорости света (пурпурная линия); полученные численно. Точками показан экспериментально измеренный спектр магнитооптического сигнала. Пунктирной линией показан нормированный спектр лазерного импульса с длиной волны 800 нм (синяя линия), 803 нм (зеленая линия) и 806 нм (красная линия).

ны волны микрорезонаторной моды, 895 нм, однако пленка толще на два порядка. Относительное изменение фарадеевского вращения, нормированное на стационарное значение $\Delta\theta/\theta$, отличается значительно: 20% для кристалла и лишь 2% для пленки. Такая разница объясняется разницей в групповых скоростях. Таким образом, контролировать угол поворота плоскости выходящей поляризации на фемтосекундном временном масштабе можно через добротность кристалла и толщину резонатора.

В сравнении с магнитоплазмонными кристаллами [188], где относительное изменение фемтосекундного магнитооптического сигнала составило 8%, лазерный импульс модифицируется более значительно в случае магнитофотонного кристалла и менее в случае магнитных пленок. И хотя достигнутые в работе углы поворота плоскости поляризации незначительны, добиться 45° вращения можно, если например, использовать магнитофотонные кристаллы с двумя дефектными слоями [189]. После этого накопленные в данной работе знания могут быть использованы для практи-

ческого применения: например, голографической памяти [190], магнитооптических пространственных модуляторов света [191] или формирователей поляризации сверхкоротких импульсов с помощью магнитного поля для когерентного контроля [192].

6. Выводы к главе

Результаты проделанной в этой главе работы можно сформулировать следующим образом. Экспериментально и численно обнаружена временная зависимость фарадеевского вращения в магнитофотонных кристаллах различной добротности внутри одиночного фемтосекундного импульса в условиях медленного света. Показано, что динамика эффекта Фарадея определяется длиной волны лазерного импульса, его длительностью и временем, проведенным импульсом внутри среды. Относительное изменение величины фарадеевского вращения, нормированное на стационарное значение, составляет 0.2 для высокодобротных магнитофотонных кристаллов и 0.02 для низкодобротных.

Глава III

Резонансное усиление магнитооптического отклика магнитофотонных метаповерхностей при возбуждении резонансов Ми

В данной главе исследуется магнитооптический отклик гибридной субволновой магнитофотонной метаповерхности (см. рис. 53). Метаповерхность представляет собой двумерную решетку диэлектрических нанодисков с высоким показателем преломления, покрытых тонким слоем ферромагнитного металла. Демонстрируется многократное усиление магнитооптического отклика образца, стимулированное оптическим магнетизмом.

Управление светом с помощью внешнего магнитного — один из важных методов контроля интенсивности и поляризации излучения. Магнитные свойства веществ, существующих в природе, на оптических частотах незначительны ($\mu \approx 1$). За счет их наноструктурирования в рамках концепции метаматериалов стало возможным возбуждение магнитных дипольных резонансов на указанных частотах, что в современной литературе стало называться оптическим магнетизмом, даже если нанообъекты сделаны из немагнитных материалов [127]. В рамках данной главы ставится вопрос: каков будет эффект взаимодействия между внешним магнитным полем и оптически наведенным магнитным откликом в метаповерхностях.

Для возбуждения магнитного дипольного момента на оптических частотах требуется специальная конфигурация образца (например, сплит-ринг резонаторы, структуры типа «рыбная сеть» (англ. fishnet)) [126]. Такие структуры делаются с применением металлов, которые, как было отмечено в главе I настоящей работы, обладают значительным поглощением на оптических частотах. Альтернативой металлу стали нанообъекты из диэлектрических и полупроводниковых материалов с высоким показателем преломления (например, из кремния, германия, арсенида галлия), в которых возможно возбуждение резонансов Ми. Наличие резонансных особенностей приводит к сильной локализации электромагнитного поля. В таких структурах в отличие

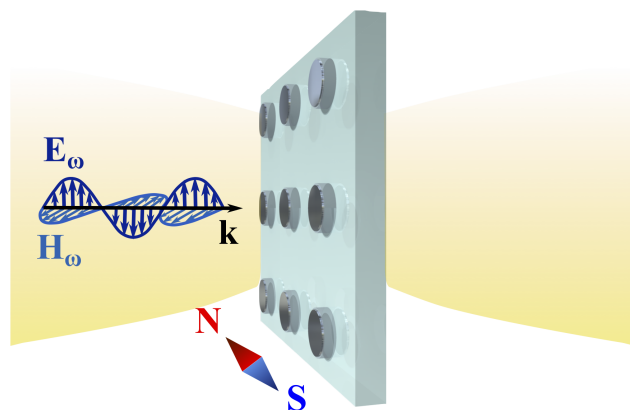


Рис. 53: Геометрия проводимого эксперимента: наличие поперечного внешнего магнитного поля приводит к смещению спектра пропускания.

от плазмонных конфигураций величина магнитного дипольного резонанса может даже превышать электрический дипольный резонанс. Кроме того, такие вещества почти не имеют поглощения в видимом и ближнем ИК диапазоне. Как отмечалось ранее, локализация электромагнитного поля позволяет усиливать различные эффекты. Было показано, что в массиве нанодисков из материала с высоким показателем преломления можно наблюдать усиление генерации нелинейно-оптических эффектов [140]. Ввиду концентрации поля на наномасштабе можно ожидать усиления и магнитооптических эффектов. На примере образцов ядро-оболочка теоретически была исследована магнитооптическая активность в кремниевых наносферах, в диэлектрическом тензоре которых были учтены недиагональные компоненты [193]. В связи с этим представляет интерес разработка активного нанофотонного устройства, обладающего преимуществами материалов с высоким показателем преломления и управляемого при этом внешним магнитным полем.

Первым шагом к реализации такой системы стала проверка сохранения резонанса магнитного диполя при наличии ферромагнитного металла. На рисунке 54(а)

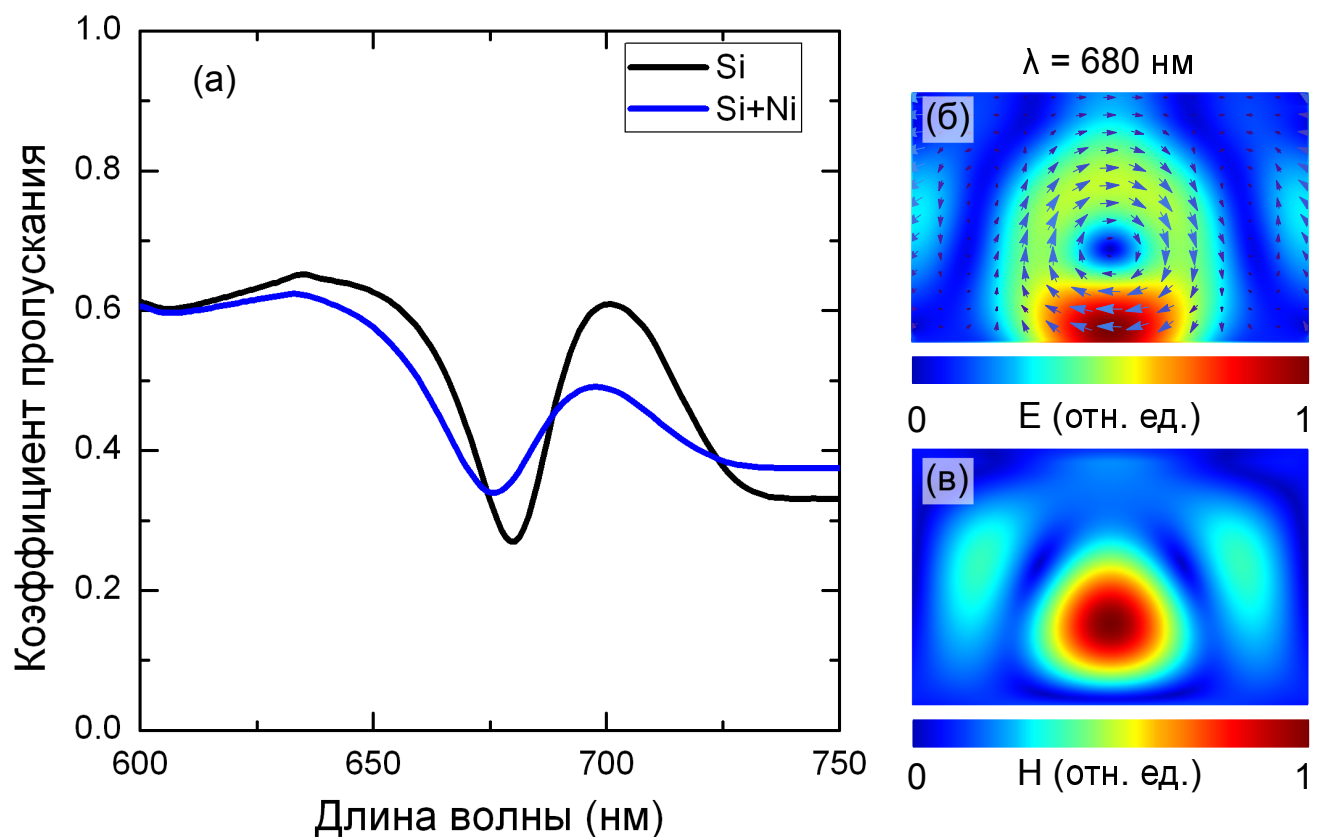


Рис. 54: (а) Спектры пропускания двумерного массива кремниевых нанодисков диаметром 340 нм, высотой 200 нм с периодом 830 нм при наличии (синяя кривая) и отсутствии (черная кривая) 5-нм слоя никеля поверх них. (б), (в) Распределения локальных электрического и магнитного полей.

показаны спектры пропускания при наличии и отсутствии 5-нм слоя никеля над нанодисками из кремния. Графики получены при помощи численного моделирования методом конечных разностей во временной области. Рассмотрим черную линию. На длине волны 680 нм есть резонансная особенность, проявляющаяся как провал в спектре пропускания. Эта особенность вызвана возбуждением магнитного дипольного резонанса Ми, что подтверждается распределением локальных электрического и магнитного полей, показанных на рисунке 54(б) и (в): вихрь электрического поля (б) порождает в ортогональном направлении возбуждение магнитного диполя, которому соответствует максимум в центре диска (в). Распределения показаны в вертикальном сечении, построенном через диаметр диска. Границы монитора совпадают с границами диска. Появление слоя никеля (синяя кривая на рис. 54(а)) ведет к снижению коэффициента пропускания из-за наличия потерь в металле и снижению добротности резонанса. Кроме того, происходит модификация показателя преломления на верхней границе диска, что ведет к модификации оптического контраста. Кроме того, меняется высота диска. Два последних обстоятельства ведут к незначительному смещению резонанса. Несмотря на указанные факторы, резонанс по-прежнему сохраняется.

Следующим шагом при моделировании стало исследование магнитооптического отклика. Результаты численного расчета представлены на рисунке 55. Рассматрива-

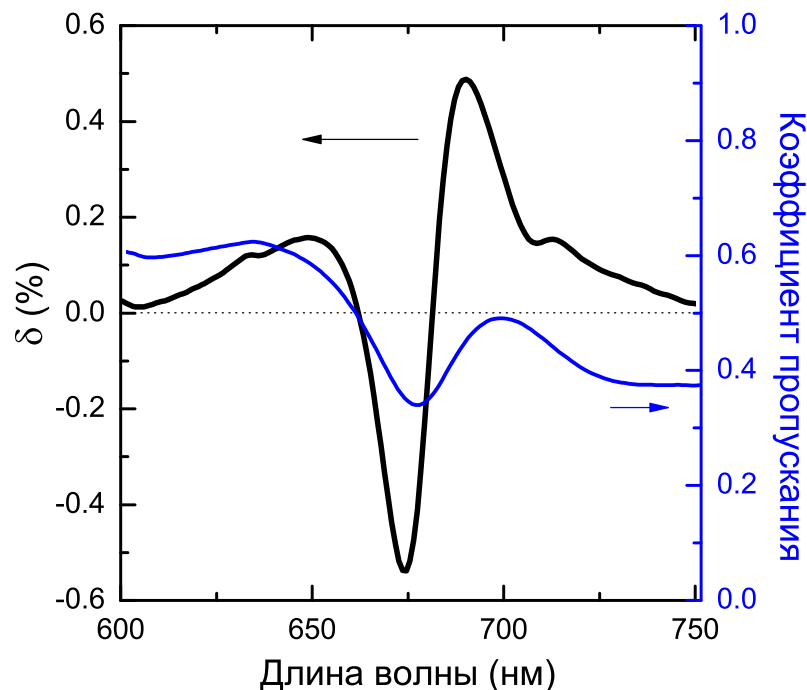


Рис. 55: Оптический (синяя кривая) и магнитооптический (черная кривая) спектры образца.

лась геометрия Фохта на пропускание при нормальном падении излучения на обра-

зец: направление внешнего магнитного поля, вектор поляризации и волновой вектор падающего света образуют правую тройку векторов. В качестве магнитооптического сигнала рассматривалась величина $\delta = (T(H) - T(-H))/T(0)$, где $T(H)$, $T(-H)$ и $T(0)$ – коэффициент пропускания при наличии и отсутствии магнитного поля, при наличии поля берутся два противофазных направления. Таким образом, рассматривался интенсивностный магнитооптический эффект. Проведенные предварительные расчеты позволили предположить, что возбуждение магнитодипольного резонанса Ми приводит к усилению магнитооптического эффекта. Далее данное утверждение было проверено в эксперименте.

1. Образцы магнитофотонных метаповерхностей

В работе рассматриваются образцы, представляющие собой двумерные решетки нанодисков из гидрогенизированного аморфного кремния, покрытых тонким слоем никеля. Будут исследованы три типа образцов: сначала изучен массив удаленных друг от друга нанодисков, в спектре которых в видимом диапазоне наблюдается возбуждение лишь уединенного магнитодипольного резонанса Ми; далее будет численно промоделирован массив нанодисков, в спектре которых присутствует и магнитодипольный резонанс, и электродипольный резонанс Ми; наконец, будет продемонстрирован численно переход от образцов с уединенными резонансами к магнитофотонной метаповерхности, в которой происходит перекрытие резонансов электрического и магнитного диполей, что приводит к многократному увеличению магнитооптических эффектов.

1.1. Процедура изготовления серии экспериментальных образцов

Экспериментальные образцы первого типа изготавливались методами плазмохимического и магнетронного осаждения, электронно-лучевой литографией с ионным травлением. Сначала на кварцевую подложку наносился слой гидрогенизированного аморфного кремния толщиной 200 нм методом плазмохимического осаждения. После этого наносился слой отрицательного резиста толщиной 300 нм с водным раствором проводящего полимера, чтобы не накапливался статический заряд. Далее резист экспонировался по маске дисков заданного диаметра при помощи электронно-лучевой установки, а проводящий полимер удалялся дистиллированной водой. Далее заэкспонированная область проявлялась в течение 80 секунд, и образец подвергался реактивному ионному травлению в атмосфере гексафторида серы (SF_6) и фтороформа (CHF_3). Наконец, образец помещался в магнетрон, где на него напылялась пленка никеля. Образец изготовлен в Австралийском национальном университете, Канберра.

1.2. Твердотельная характеристика образца

Полученные таким образом массивы наночастиц отличаются диаметрами дисков. Была изготовлена серия образцов с диаметрами: $(340 - 380) \pm 5$ нм. Период по обоим направлениям равен 830 нм. Размеры каждого массива 100×100 мкм². На рисунке 56 представлены типичные СЭМ-изображения образцов с большим и маленьким масштабами.

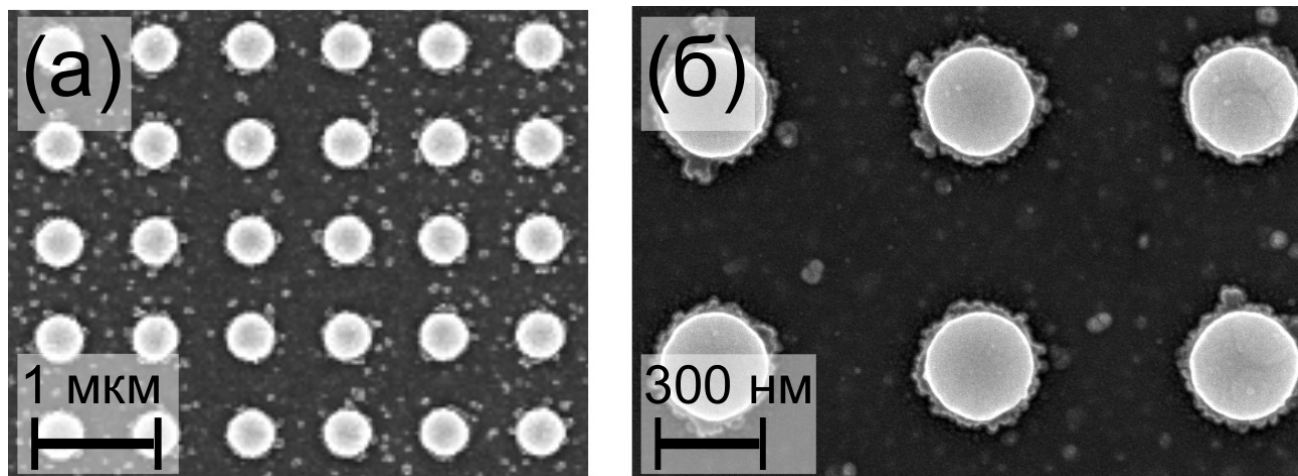


Рис. 56: СЭМ-изображения образцов массива нанодисков из гидрогенизированного аморфного кремния, покрытого слоем никеля.

2. Экспериментальная установка для спектроскопии оптического и магнитооптического сигнала

На рисунке 57 представлена схема экспериментальной установки для измерения коэффициента пропускания и интенсивностных магнитооптических эффектов. Источником света является галогенная лампа, излучение которой системой линз фокусируется на входную щель монохроматора. Расходящееся после выходной щели монохроматора излучение длины волны λ собирается фокусирующей линзой для формирования параллельного пучка. Обратная линейная дисперсия монохроматора 4.3 нм/мм. Далее излучение фокусируется на диафрагме, проходя прерыватель пучка. Частота оптического прерывателя, 131 Гц, служит опорным сигналом для синхронного детектора. После двух линз излучение поляризуется призмой Глана, после чего фокусируется на образец. Угол сходимости оценивается в 5 градусов. Угол падения излучения на образец α , а также азимутальный угол φ можно контролировать при помощи автоматизированного столика с точностью 0.01° . Образец находится между двух катушек Гельмгольца, создающих переменное магнитное поле, величину и частоту которого можно менять. Механизм крепления образца сделан таким образом,

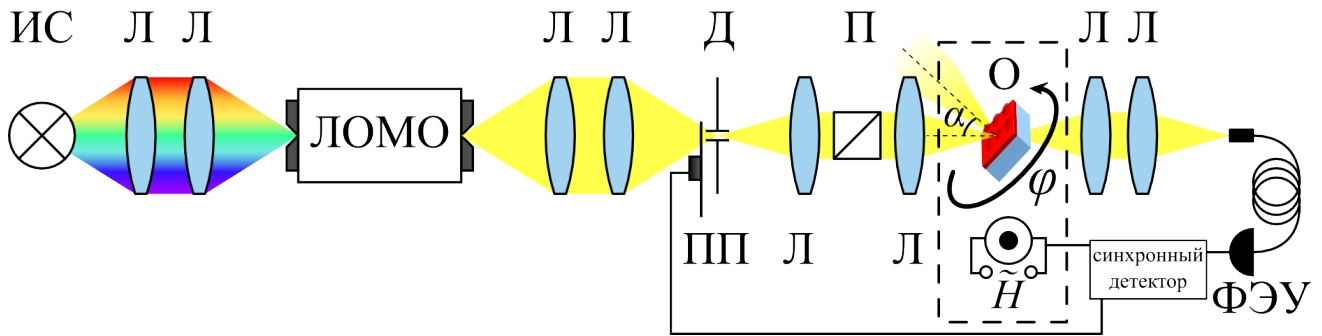


Рис. 57: Схема экспериментальной установки угловой спектроскопии оптического и магнитооптического откликов. ИС — источник света, Л — линзы, ЛОМО — монохроматор, ПП — прерыватель пучка, Д — диафрагма, П — поляризатор, О — образец, Н — переменное магнитное поле, ФЭУ — фотоэлектронный умножитель.

чтобы, будучи помещенным в центр между катушками, он не содержал металлических частей, которые вносили бы изменение в распределение линий магнитного поля. В работе были проведены тестовые измерения амплитудно-частотной характеристики установки, выявившей механические резонансы образца. На основе полученных данных была выбрана частота магнитного поля, находящаяся вдали от механических резонансов, $f = 117$ Гц. После образца излучение с помощью системы линз фокусируется на оптоволокно и детектируется фотоэлектронным умножителем. При проведении магнитооптических измерений прерыватель пучка убирается из установки, а в качестве частоты опорного сигнала для синхронного детектора выступает частота переменного магнитного поля.

3. Спектроскопия коэффициента пропускания магнитофотонных образцов

3.1. Геометрия проводимого эксперимента

В экспериментах, проводимых в данной главе диссертационной работы, излучение падало по нормали к поверхности образца, поляризация была вертикальной. Один из векторов обратной решетки двумерных образцов был коллинеарен вектору колебания электрического поля световой волны. Спектры измерялись в видимом диапазоне длин волн вблизи возбуждения магнитного дипольного резонанса Ми. Каждое измерение проводилось с шагом 1 нм и повторялось 5 раз, чтобы минимизировать шумы и собрать статистику. После этого производилось усреднение.

3.2. Экспериментальное обнаружение и численное подтверждение возбуждения магнитного дипольного резонанса в образцах гибридных нанодисков

На рисунке 58(а) представлены результаты экспериментального исследования спектров пропускания образцов с различными диаметрами. Высота дисков фиксирована и равна 200 ± 10 нм кремния плюс 5 ± 1 нм никеля. Положение магнитного дипольного резонанса, как было показано в главе I данной работы, определяется геометрией наночастицы. С увеличением диаметра нанодисков резонансная длина волны смещается в длинноволновую часть спектра. В эксперименте это утверждение подтвердилось: для диска диаметром 340 нм длина волны резонанса равна примерно 680 нм, а для диска диаметром 380 нм она стала равна 720 нм.

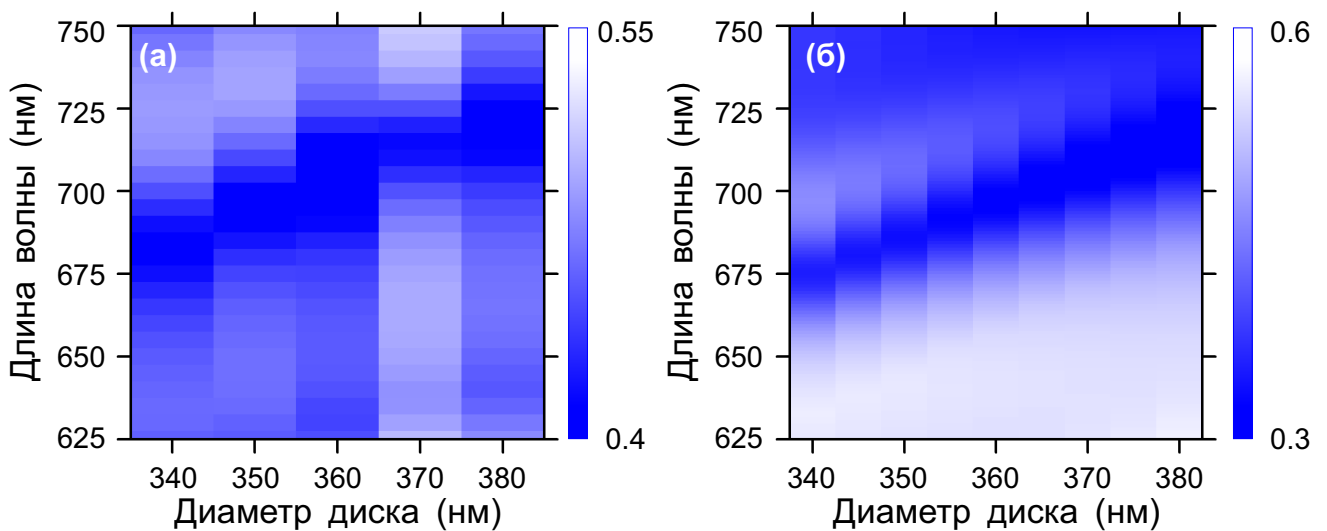


Рис. 58: Экспериментальная (а) и рассчитанная (б) спектральная зависимость коэффициента пропускания для образцов с изменяющимся диаметром.

Кроме экспериментального исследования был проведен численный расчет методом конечных разностей во временной области. Для расчета бралась трехмерная область моделирования. Излучение падало по оси Z , и граничными условиями вдоль данного направления были PML. Как по оси X , так и по оси Y были выбраны периодические граничные условия, приближающие модель к реальности. Период вдоль обоих направлений равнялся 830 нм. В качестве источника ставилась плоская линейно Y -поляризованная волна с широким спектром. В качестве подложки выбирался кварц. На нем лежал диск из кремния с никелем. Полученные результаты расчетных зависимостей представлены на рисунке 58(б). Проведенный анализ подтверждает, что с изменением диаметра диска резонанс Ми смещается в длинноволновую область спектра, наблюдается корреляция эксперимента и расчета. Отличие в абсолютных величинах можно объяснить несколькими причинами. Во-первых, при расчете бралась табулированная дисперсия материалов, а не конкретных напылен-

ных веществ. Во-вторых, нельзя исключать неидеальность изготовленных структур, например, отклонение диаметра нанодисков при производстве от заданных, наличие посторонних объектов, видных на СЭМ изображении (см. рис 56). Однако по спектральному положению резонансы совпадают, а отклонения значений коэффициента пропускания не являются значительными.

4. Исследование магнитооптического отклика в образцах, поддерживающих возбуждение резонансов Ми

4.1. Геометрия проводимого эксперимента

В эксперименте излучение падало по нормали к поверхности образца, поляризация была вертикальной. Один из векторов обратной решетки двумерных образцов был коллинеарен вектору колебания электрического поля световой волны. Внешнее магнитное поле прикладывалось в плоскости образца таким образом, чтобы образовать с волновым вектором и вектором поляризации правую тройку векторов. Такая геометрия интенсивностного магнитооптического эффекта на пропускание известна как геометрия Фохта. При нормальном падении эффект становится второго порядка по намагниченности, как было показано в главе I данной диссертационной работы. По этой причине при проведении эксперимента магнитооптический сигнал, $\Delta T = T(H) - T(-H)$, детектировался на удвоенной частоте переменного магнитного поля, т.е. 234 Гц. Экспериментально было проверено, что на первой гармонике переменного магнитного поля, 117 Гц, сигнал отсутствует. Амплитуда магнитного поля была измерена при помощи гауссметра и равнялась 300 Э.

4.2. Экспериментальное исследование спектральных зависимостей магнитооптического эффекта

На рисунке 59 показана спектральная зависимость магнитооптического эффекта для наноструктурированного образца с диаметром дисков 340 нм (синяя кривая) и плоской пленки никеля (фиолетовая кривая). Магнитооптический отклик δ определен как $[T(H) - T(-H)]/T(0)$. На графике также представлен черной линией спектр пропускания наноструктурированного образца. Для длины волны 680 нм, соответствующей возбуждению резонанса магнитного диполя, магнитооптический отклик увеличивается в 5 раз по сравнению с никелевой пленкой той же толщины и достигает величины $\delta = 5 \cdot 10^{-3}$. Для ферромагнетика отклик не содержит резонансных особенностей и является монотонным.

Поскольку с увеличением диаметра диска резонансная длина волны магнитного диполя смещается в длинноволновую область, следует ожидать, что и магнитооптический отклик будет вести себя схожим образом. Для подтверждения этого

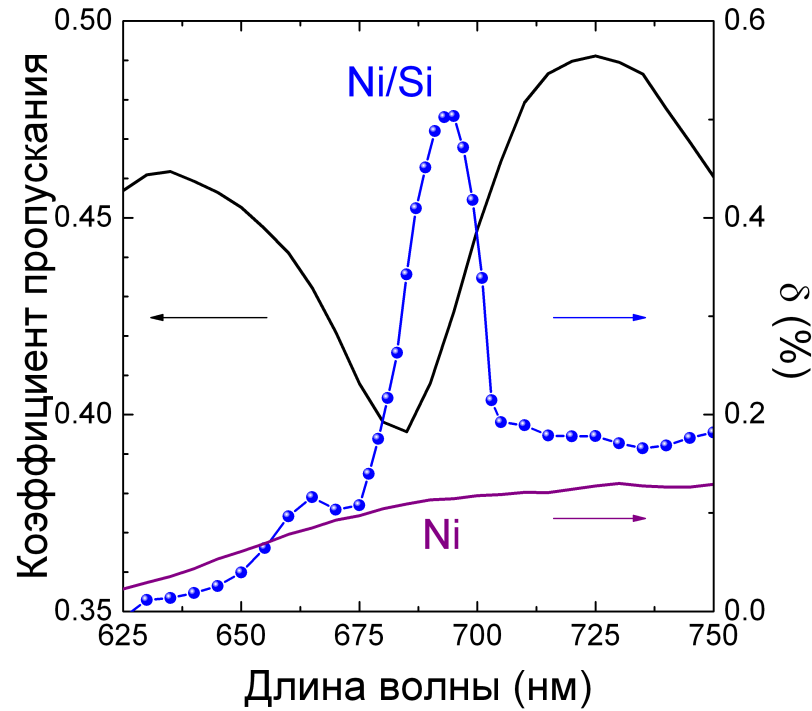


Рис. 59: Экспериментально полученная спектральная зависимость коэффициента пропускания (черная линия) и магнитооптического отклика (синяя линия) образца с диаметром 340 нм. Фиолетовая линия — спектр магнитооптического сигнала от неструктурированной пленки никеля толщиной 5 нм на кварцевой подложке.

предположения был измерен магнитооптический отклик от серии образцов, отличающихся диаметрами. Результаты представлены на рисунке 60(а). Действительно, спектральное положение усиления магнитооптического сигнала резонансным образом смещается с увеличением диаметра диска и следует за положением магнитного дипольного резонанса. Таким образом, можно утверждать, что усиление магнитооптического отклика вызвано возбуждением магнитного диполя.

Геометрия магнитооптического эксперимента схожа с геометрией экваториального магнитооптического эффекта Керра, который также является интенсивностным. В обоих случаях внешнее магнитное поле изменяет показатель преломления магнитной среды. Это ведет к смещению спектра пропускания/отражения на величину $\Delta\lambda$ относительно размагниченного случая. Если спектральный сдвиг мал, $\Delta\lambda \ll \lambda_0$, где λ_0 — длина волны резонанса, то магнитооптический сигнал пропорционален спектральной производной соответствующего коэффициента $\partial T/\partial\lambda$. По этой причине максимум магнитооптического отклика не совпадет с пиком или провалом в оптическом спектре, а соответствует максимуму производной, т.е. максимальному наклону резонансной кривой.

4.3. Численное подтверждение усиления магнитооптического эффекта в серии образцов массивов гибридных нанодисков

Кроме экспериментального исследования, был проведен численный расчет интенсивностного магнитооптического эффекта для серии образцов с параметрами, использованными в предыдущих пунктах. На рисунке 60(б) представлена эволюция магнитооптического отклика в зависимости от диаметра нанодиска в массиве, полученная путем численного моделирования. Результаты численного расчета корре-

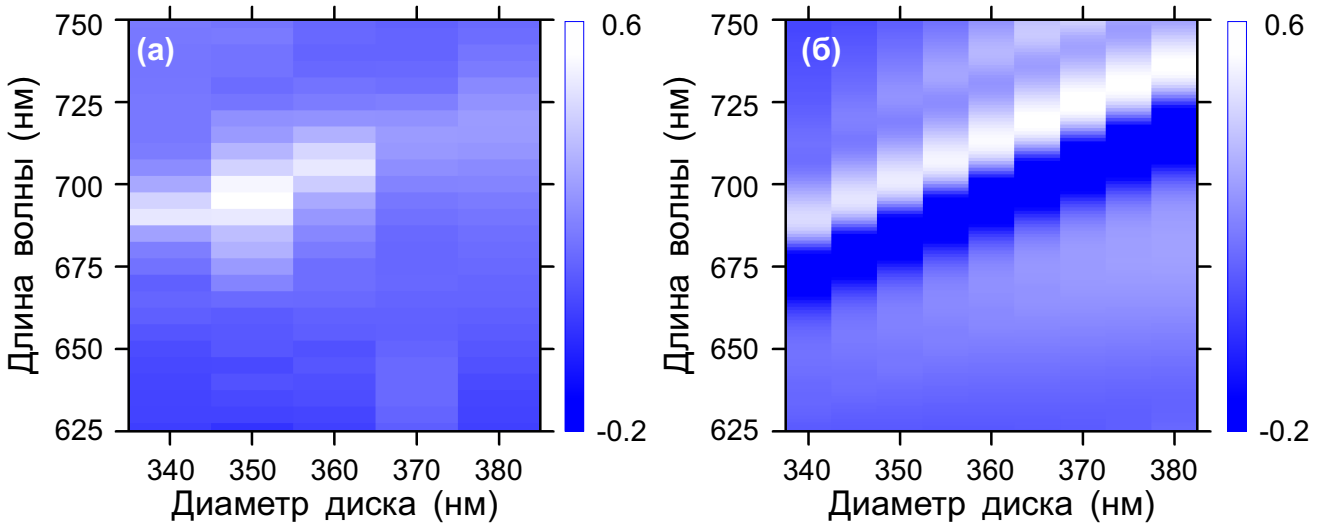


Рис. 60: Экспериментальная (а) и рассчитанная (б) спектральная зависимость магнитооптического эффекта для образцов с изменяющимся диаметром.

лируют с установленной экспериментально зависимостью: с увеличением диаметра диска происходит резонансное смещение магнитооптического отклика вслед за положением магнитодипольного резонанса Ми.

Расчет выполнен методом конечных разностей во временной области с помощью программного обеспечения FDTD Solutions, Lumerical Inc. В расчетах свет распространяется вдоль оси Z , а поляризация направлена по оси Y . Чтобы реализовать правую тройку векторов, необходимо направить внешнее магнитное поле вдоль оси X . В такой геометрии исследования тензор диэлектрической восприимчивости никеля запишется в виде:

$$\hat{\varepsilon} = \begin{pmatrix} \varepsilon & 0 & 0 \\ 0 & \varepsilon & ig \\ 0 & -ig & \varepsilon \end{pmatrix}. \quad (99)$$

Для расчета спектров магнитооптического сигнала в программе требуется задать анизотропный материал с диагональной матрицей восприимчивости и матрицу унитарного преобразования U . При помощи унитарного преобразования U можно имеющийся тензор диагонализировать (99): $\varepsilon_D = U\varepsilon U^\dagger$, где U — унитарная матрица, $U^\dagger$ —

комплексно сопряженная транспонированная к U матрица, а ε_D — диагонализированный тензор восприимчивости. Компоненты этого тензора есть решения задачи на собственные значения: $\det||\varepsilon - \lambda I|| = 0$, а строки матрицы U образуются из собственных векторов для каждого собственного значения λ . Так, для тензора (99) собственными значениями являются: ε , $\varepsilon + g$, $\varepsilon - g$, а матрица U принимает вид:

$$U = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} \sqrt{2} & 0 & 0 \\ 0 & 1 & i \\ 0 & 1 & -i \end{pmatrix}. \quad (100)$$

4.4. Экспериментальная зависимость магнитооптического эффекта от величины приложенного внешнего магнитного поля в образцах субволновых массивов гибридных нанодисков

Еще одна серия экспериментов была сделана по измерению величины магнитооптического эффекта от силы внешнего магнитного поля. Для этого монохроматор выставлялся на длину волны, соответствующую максимуму эффекта. Изменяя ток, протекающий через катушки Гельмгольца, можно изменять величину магнитного поля. Ее значение регистрировалось при помощи гауссметра. В силу природы магнетизма ферромагнетика, данная зависимость должна иметь вид петли гистерезиса (см. рис. 2). В силу особенностей экспериментальной установки в ней нельзя установить либо положительное направление поля, либо отрицательное, поэтому измеренная зависимость соответствует кривой насыщения (см. рис. 2). Полученная зависимость величины интенсивностного магнитооптического эффекта от внешнего магнитного поля для образца массива гибридных нанодисков диаметром 340 нм представлена на рисунке 61. При малых полях, до 150 Э, изменение показателя преломления незначительно, и разрешения установки недостаточно, чтобы задетектировать эффект, шумы преобладают над полезным сигналом. По мере увеличения амплитуды поля эффект нарастает схожим с кривой намагниченности образом, выходя на насыщение при 500 Э. Величина магнитооптического эффекта при этом достигает величины 2.5%, что в 5 раз больше эффекта, полученного при измерении спектральных зависимостей при поле в 300 Э. Эксперимент по измерению спектров не проводился в насыщающем поле, т.к. высокое значение тока в несколько Ампер, протекающего через катушки индуктивности, приводило к их нагреву со временем. Даже при наличии принудительного воздушного охлаждения скорость нагрева была настолько велика, что поле быстро убывало со временем из-за токов Фуко, и невозможно было провести одно измерение с перестройкой длины волны монохроматора в исследуемом диапазоне. Не хватало и механической стабилизации: высокий переменный ток приводил к вибрациям катушек, которые через стойки, их держащие,

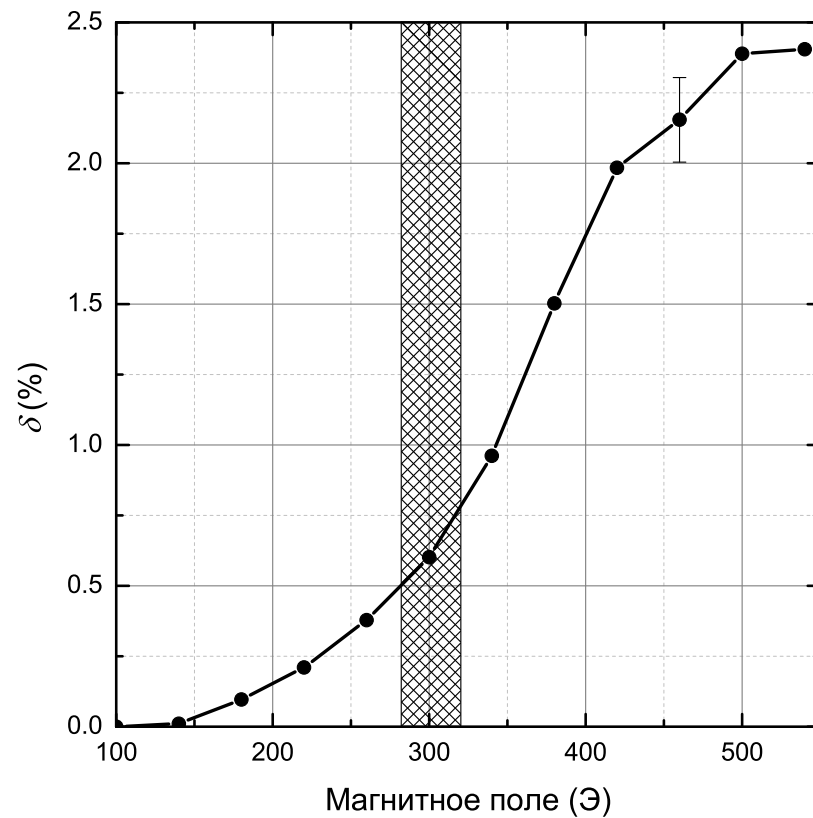


Рис. 61: Экспериментальная зависимость величины магнитооптического эффекта от внешнего магнитного поля.

приводили к вибрации оптического стола, и смещению образца из перетяжки луча, не позволяя задетектировать сигнал. В силу указанных причин было выбрано значение поля в 300 Э, позволяющее производить измерение спектра при неизменяющейся из-за нагрева величине поля.

5. Численное исследование магнитооптического эффекта в образцах, поддерживающих возбуждение электрического дипольного резонанса Ми

После проведенного исследования магнитооптического сигнала, усиленного возбуждением магнитного дипольного резонанса Ми, был сделан следующий шаг — переход к образцу, в котором возможно возбуждение не только магнитодипольного, но и электрического резонанса. Можно предположить, что значительного усиления магнитооптического отклика можно добиться на любом резонансе Ми в диэлектрических частицах с высоким показателем преломления ввиду сильной локализации поля. Чтобы проверить данную гипотезу, была рассмотрена модель, в которой резонансы электрического и магнитного диполя являются спектрально удаленными. Это сделано для того, чтобы исключить эффекты гибридизации мод и изучить влияние возбуждения резонансов на магнитооптический эффект индивидуально. Кроме

того, двумерная решетка гибридных нанодисков помещалась в материал с фиксированным показателем преломления $n = 1.5$, чтобы убрать влияние различной окружающей среды сверху и снизу от массива наночастиц (воздух и кварц). Параметры структуры выбирались таким образом, чтобы добротность резонансов была схожего порядка. При этом толщина нанодисков не изменялась и равнялась 200 нм кремния и 5 нм никеля. Диаметр же и период пришлось изменить, чтобы резонанс электрического диполя попал в ту же спектральную область, что и магнитодипольный резонанс. Выбранные значения составили: диаметр 275 нм, период 475 нм.

На рисунке 62(а) представлены спектральные зависимости коэффициента про-

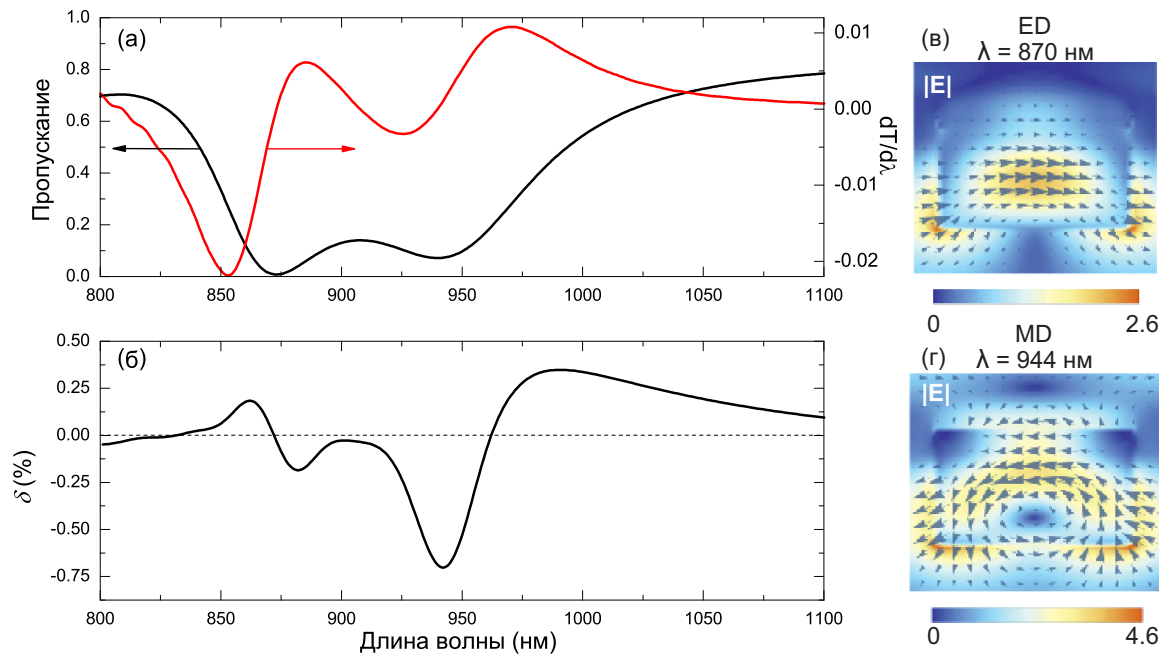


Рис. 62: (а) Спектральная зависимость коэффициента пропускания (черная линия) и его производной (красная линия). (б) Спектральная зависимость магнитооптического отклика. Распределение локальных электрических полей в резонансе электрического диполя (в) и магнитного диполя (г).

пускания образца (черной линией) и спектральной производной $dT/d\lambda$ (красной линией). На рисунке 62(б) представлена спектральная зависимость магнитооптического отклика. В данном образце на длине волны 944 нм возбуждается магнитодипольный резонанс, а на длине волны 870 нм возбуждается электродипольный резонанс. Данные факты подтверждаются распределениями локальных электрических полей на соответствующих длинах волн в нанодиске, представленных на рисунках 62(в) и (г) соответственно. Максимум амплитуды электрического поля в резонансах оказывается сравнимой величины. Усиление магнитооптического эффекта, вызванное возбуждением магнитодипольного резонанса, сильнее в сравнении с электродипольным. Результат отражает тот факт, что магнитооптические эффекты чувствитель-

ны не только к концентрации электромагнитной энергии в нанорезонаторе, но и к характеру моды. Данный факт имеет подтверждение в литературе [193]. Таким образом, усиление магнитооптического отклика, вызванное возбуждением магнитного диполя, в несколько раз сильнее, чем отклик, вызванный возбуждением резонанса электрического диполя.

6. Численное моделирование магнитооптического эффекта в магнитофотонных метаповерхностях

Знание магнитооптического отклика структуры со спектрально уединенными магнитным и электрическим дипольными резонансами Ми наводит на идею о влиянии гибридизации этих возбуждений на магнитооптические эффекты. В первой главе данной диссертационной работы было показано, что взаимодействие двух и более резонансов приводит к модификации оптического отклика. Магнитооптические эффекты сильно чувствительны к фазовым соотношениям волн и могут служить мощным инструментом, позволяющим оценить вклад фазы вблизи резонанса. Чтобы проверить, как будет изменяться магнитооптический сигнал при спектральном перекрытии магнитного и электрического диполя, была рассмотрена модель, в которой изменялся диаметр гибридных нанодисков и исследовались интенсивностный эффект в геометрии Фохта и поляризационный эффект Фарадея.

Базовая модель представляет собой квадратную решетку никель-кремниевых нанодисков. Решетка помещена внутрь материала с показателем преломления $n = 1.5$. Расстояние между соседними частицами вдоль периода фиксировано и равно 200 нм, высота кремниевого диска — 200 нм, а никелевого — 5 нм. Диаметр изменялся с шагом 50 нм от 275 до 525 нм. На рисунке 63(а) показаны спектры пропускания структуры: сверху вниз диаметр дисков увеличивается. Верхняя модель соответствует ситуации, рассмотренной в предыдущем пункте. Было показано, что провал вблизи длины волны 944 нм — магнитодипольный резонанс, а вблизи 870 нм — электродипольный резонанс, согласно распределениям локальных полей (см. рис. 62). С увеличением диаметра дисков происходит смещение исследуемых резонансов в красную область спектра. Такое поведение согласуется с полученным ранее результатом при исследовании уединенного магнитодипольного резонанса (см. рис. 58). Известно, что резонанс электрического диполя более чувствителен к диаметру диска, чем высота. Для резонанса магнитного же диполя характерна обратная ситуация — смещение положения резонанса при изменении высоты диска значительно, чем при изменении диаметра. По отмеченным причинам резонанс электрического диполя смещается в красную область с увеличением диаметра диска быстрее в сравнении с резонансом магнитного диполя. В связи с этим для определенного значения диаметра наблюда-

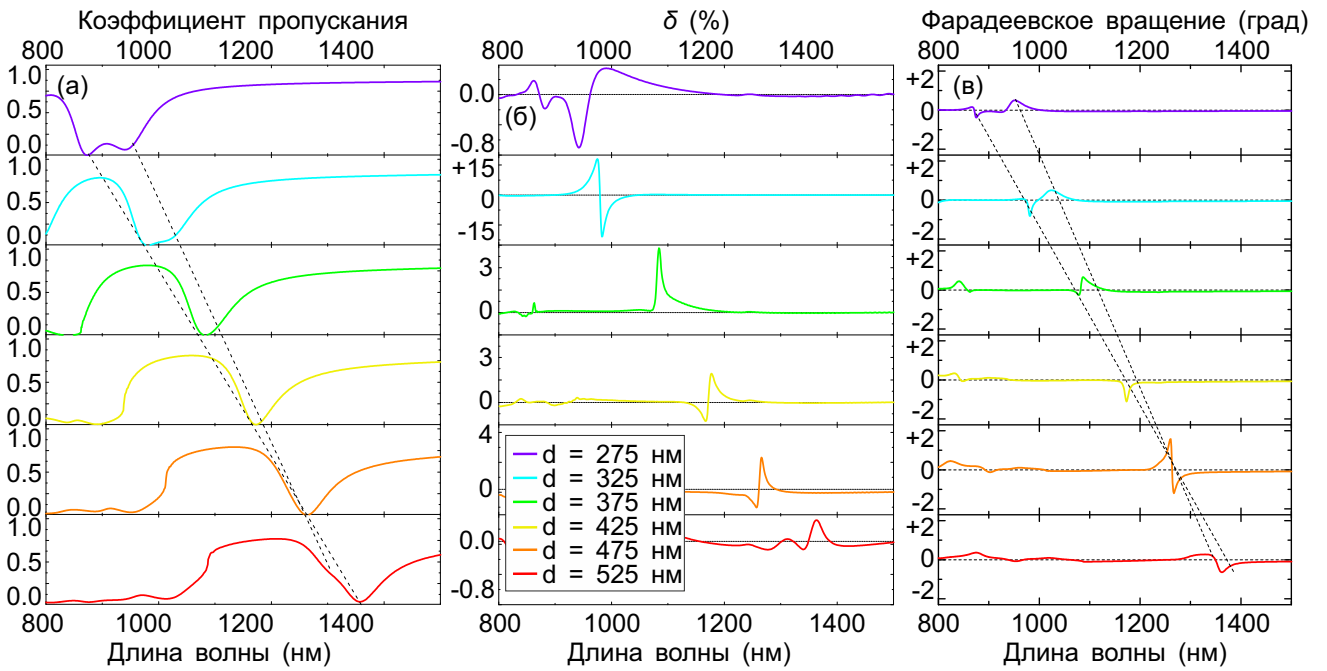


Рис. 63: Спектральные зависимости коэффициента пропускания (а), интенсивностного (б) и поляризационного (в) магнитооптических эффектов магнитофотонных метаповерхностей для различных диаметров гибридных нанодисков: фиолетовая линия — 275 нм, голубая линия — 325 нм, зеленая линия — 375 нм, желтая линия — 425 нм, оранжевая линия — 475 нм, красная линия — 525 нм.

ется совпадение двух резонансов (см. оранжевую кривую на рис. 63). Для меньших диаметров электродипольный резонанс оказывается левее магнитодипольного, а для больших диаметров, наоборот, магнитодипольный резонанс оказывается левее электродипольного. Стоит отметить, что в случае со сферическими частицами такого поведения наблюдаться не будет — все резонансы смещаются на одинаковое спектральное расстояние, так как характерный параметр только один — радиус сферы, в то время как в диске их два — высота и диаметр.

На рисунке 63(б) для рассматриваемых диаметров посчитаны спектры интенсивностного магнитооптического эффекта в геометрии Фохта. Эффект δ определялся как $\delta = (T(H) - T(0))/T(0)$. Большое значение величины δ говорит о большом изменении коэффициента пропускания при приложении магнитного поля. Для модели с наименьшим диаметром в 275 нм величина эффекта составляет 0.7% (см. фиолетовую линию на рис. 63(б)). При увеличении диаметра на 50 нм (голубая линия) происходит многократное усиление сигнала вплоть до $\delta = 20\%$, а резонанс описывается линией Фано с равным вкладом положительных и отрицательных значений эффекта. Как уже упоминалось, магнитооптические эффекты в сильной степени зависят от фазы резонанса. При спектральном перекрытии резонансов суммарная фаза двух вкладов может привести к значительному усилению эффекта. В такой

конфигурации образца сигнал в 30 раз превосходит полученный в предыдущей модели. Дальнейшее увеличение диаметра (зеленая линия) сдвигает фазо-частотные характеристики каждого резонанса относительно друг друга, их интерференция оказывается не столь значимой, и магнитооптический эффект уменьшается в сравнении с предыдущей конфигурацией образца до величины 4%. Однако это значение больше тех, что получаются при уединенных, неперекрывающихся резонансах Ми. Другой интересный факт — отсутствие отрицательных значений сигнала. В данном случае фаза резонанса Фано такова, что они оказываются подавленными. Две последующие итерации увеличения диаметра (желтая и оранжевая кривые) приводят к появлению вновь отрицательных значений эффекта и дальнейшему ослаблению величины δ . Наконец, когда резонансы вновь становятся удаленными, магнитооптический сигнал падает до значений уединенных резонансов $\delta \approx \pm 0.3$.

Рассматриваемая величина δ обратно пропорциональна коэффициенту пропускания при отсутствии поля $T(0)$. Следовательно, если $T(0) \rightarrow 0$, то магнитооптический эффект сильно увеличивается. Чтобы исключить влияние такого математического трюка и убедиться, что усиление магнитооптического эффекта вызвано не за счет деления на малую величину, а имеет на то физическое основание, были построены спектры дифференциального пропускания, то есть разности спектров пропускания при наличии и отсутствии магнитного поля $T(H) - T(0)$. Результат представлен на рисунке 64. Наличие экстремумов говорит о том, что включение магнитного поля действительно приводит к изменению коэффициента пропускания. Как и было описано выше, для размера дисков в 325 нм магнитооптический эффект оказывается наибольшим.

Усиление магнитооптического отклика уединенных резонансов электрического и магнитного диполей есть следствие изменения резонансных свойств из-за модификации оптических констант окружения при включении магнитного поля. При сближении резонансов необходимо учитывать эффекты интерференции полей, рассеянных этими диполями. Ключевым параметром теперь является комплексная амплитуда поля, то есть не только величина, но и фаза рассеянных волн. Диполи реагируют на действие внешнего магнитного поля по-разному, следовательно, амплитуды и фазы изменяются по-разному. Это ведет к изменению интерференционной картины в дальнем поле между этими модами. Решение, реализующее глобальный экстремум, то есть максимальную конструктивную интерференцию, приводит к значительно усиленному магнитооптическому эффекту.

При переходе к исследованию эффекта Фарадея необходимо направить внешнее магнитное поле вдоль направления распространения света, то есть вдоль оси Z в модели, поэтому тензор $\hat{\varepsilon}$ (99) и матрица U (100) должны быть записаны в ином

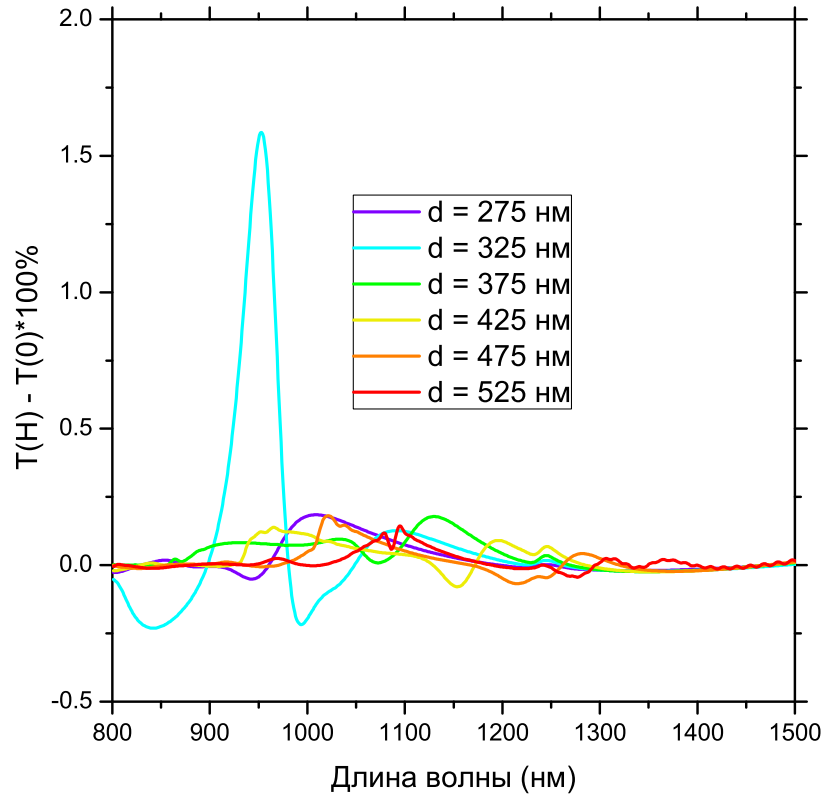


Рис. 64: Спектральные зависимости дифференциального пропускания $\Delta T = T(H) - T(0)$ магнитофотонных метаповерхностей для различных диаметров гибридных нанодисков: фиолетовая линия — 275 нм, голубая линия — 325 нм, зеленая линия — 375 нм, желтая линия — 425 нм, оранжевая линия — 475 нм, красная линия — 525 нм.

виде:

$$\hat{\varepsilon} = \begin{pmatrix} \varepsilon & ig & 0 \\ -g & \varepsilon & 0 \\ 0 & 0 & \varepsilon \end{pmatrix}, \quad (101)$$

$$U = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 1 & i & 0 \\ 1 & -i & 0 \\ 0 & 0 & \sqrt{2} \end{pmatrix}. \quad (102)$$

На рисунке 63(в) показаны спектры фарадеевского вращения магнитофотонных метаповерхностей, отличающихся диаметром дисков. Увеличение поворота плоскости поляризации вызвано возбуждением резонансов Ми. Изменение спектрального положения резонансных особенностей следует сдвигу электродипольной и магнитодипольной мод при увеличении диаметра дисков. Интересным является факт, что максимальное усиление поляризационного эффекта, 2° , достигается при другом значении диаметра ($d = 475$ нм, оранжевая кривая), чем интенсивностный эффект ($d = 325$ нм, голубая линия). На то могут быть две причины. Во-первых, колебания быстроосциллирующего магнитного диполя при таком направлении внешнего маг-

нитного поля оказываются ортогональны ему. Как было отмечено выше, реакция диполей на появление внешнего возмущения различна, поэтому амплитуды и фазы волн, рассеянных наночастицами, отличаются в данной ситуации от рассмотренной ранее, когда волновой вектор был ортогонален внешнему полю. Во-вторых, эффект Фарадея максимален для конструктивно интерферирующих волн, а для такой конфигурации образца наибольшее усиление объясняется увеличением рассеяния вперед и подавлением рассеяния назад от наночастиц (условия Керкера). Данный факт был подтвержден экспериментально и численно в полностью диэлектрических метаповерхностях схожей геометрии [27]. Таким образом, благодаря фазовым соотношениям резонансов оказывается возможным добиться в магнитофотонных метаповерхностях значительного усиления как поляризационных, так и интенсивностных магнитооптических эффектов. Стоит отметить, что во всех экспериментальных и численных исследованиях данной главы толщина гиротропного материала составляла всего 5 нм, а наблюдаемые эффекты по абсолютным значениям сравнимы со всеми описанными на сегодняшний день в русскоязычной и зарубежной литературе аналогами при схожих условиях проведения эксперимента (температура окружения, величина магнитного поля и т.п.) или даже превосходят их.

7. Выводы к главе

Результаты, полученные в данной главе, можно кратко изложить следующим образом. Впервые экспериментально и численно исследовано явление усиления магнитооптических эффектов в магнитофотонных метаповерхностях при возбуждении резонансов Ми. Величина интенсивностного магнитооптического эффекта от двумерного массива гибридных нанодисков никель/кремний в геометрии Фохта на пропускание достигает величины $|\delta| = 5 \cdot 10^{-3}$ при возбуждении магнитодипольного резонанса Ми, что в 5 раз превышает величину эффекта от плоской неструктурированной ферромагнитной пленки такой же толщины. Показано, что при приложении внешнего магнитного поля в магнитофотонных метаповерхностях из нанодисков никеля/кремния относительное изменение коэффициента пропускания составляет 0.2. Эффект объясняется гибридизацией электрического и магнитного дипольных резонансов Ми. Величина удельного фарадеевского вращения составляет $300^\circ/\mu\text{м}$. Эффект достигается за счет спектрального перекрытия и гибридизации электро- и магнитодипольных резонансов Ми, меняющих индикатриссу рассеяния: увеличение рассеяния вперед и подавление рассеяния назад.

Глава IV

Управление спектром экваториального магнитооптического эффекта Керра в двумерных магнитоплазмонных решетках

В данной главе исследуется экваториальный магнитооптический эффект Керра в субволновом массиве золотых наносфер, находящихся внутри магнитного диэлектрического материала. Образец спроектирован таким образом, чтобы поддерживать возбуждение нескольких типов резонансов: локализованных плазмонов, волноводной моды и дифракционных особенностей. В

главе исследуется гибридизация указанных резонансов, и ставится вопрос о ее влиянии на магнитооптический сигнал и возможности управления спектральным

положением и величиной экваториального магнитооптического эффекта Керра. Потребность в увеличении магнитооптического отклика на наномасштабе стимулировала разработку гиротропных структур с различного рода резонансами. Первое обнаружение усиления фарадеевского вращения при возбуждении локальных плазмонов было реализовано в частицах Fe_3O_4 в 1988 году [77]. С тех пор резонансное увеличение магнитооптического сигнала было продемонстрировано в магнитофотонных и магнитоплазмонных кристаллах [11, 112], системах с волноводными модами [99] и т.д. Однако в силу резонансного характера усиление сигнала реализуется лишь для определенной длины волны, что ограничивает гибкость, если необходима возможность спектральной перестройки. Однако существуют способы управления положением резонанса. Так, например, в одномерных магнитоплазмонных кристаллах оно может быть реализовано при изменении угла падения на образец [107]. При этом бывают ситуации, когда менять угол падения нельзя. Тогда на помощь приходят двумерные решетки, в которых появляется еще одна степень свободы — азимутальный угол образца. В данной главе диссертационной работы исследуется возможность, изменяя его, использовать дифрагировавшие на двумерной решетке лучи для эффективной перекачки энергии из одной резонансной особенности в другую.

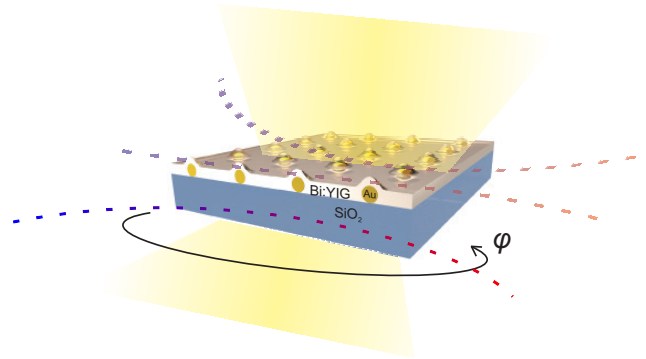


Рис. 65: Геометрия проводимого эксперимента: наличие поперечного внешнего магнитного поля приводит к смещению спектра пропускания.

1. Экспериментальные образцы с двумерным упорядочением плазмонных золотых наносфер внутри диэлектрического магнитного слоя

1.1. Процедура изготовления образцов

Исследуемые образцы представляют собой упорядоченные квадратные решетки золотых сфер диаметром 100 нм на подложке плавленого кварца. Из нанесенной магнетроном золотой пленки сначала были получены нанодиски методом электронно-лучевой литографии [84]. Затем структура была отожжена в течение 10 минут при температуре 1000°C, чтобы диски расплавились и превратились в сферические капли.

После этого методом магнетронного напыления поверх решетки был напылен слой железо-иттриевого граната, легированного висмутом, толщиной около 100 нм. Для кристаллизации пленки граната и придания ей магнитных свойств структура была отожжена в атмосфере кислорода при температуре 750°C в течение 15 минут. Общая площадь каждого образца составляет величину 5*5 мм². Они отличаются периодами. Серия образцов сделана в Технологическом университете Тойохаши, Япония.

1.2. Твердотельная характеристика образцов

Топология поверхности образцов была охарактеризована с помощью атомно-силового микроскопа (см. рис. 66(а)-(в)). Поперечное сечение вдоль пары наночастиц свиде-

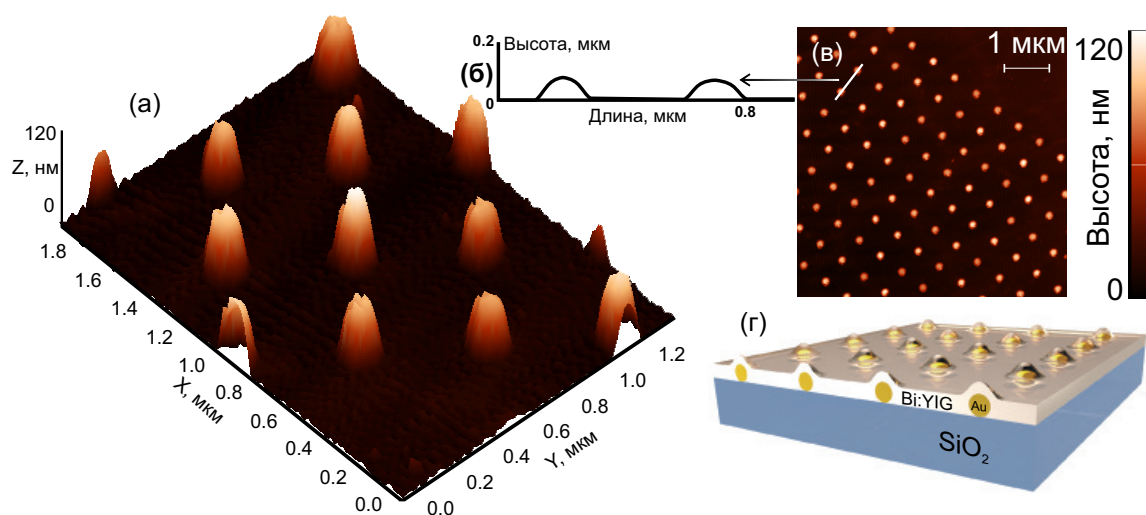


Рис. 66: (а) Трехмерное АСМ-изображение поверхности образца. (б) Поперечное сечение вдоль двух наночастиц. (в) Проекция АСМ-изображения на плоскость, цветом показана высота. (г) Схематичное изображение образца.

тельствует о наличии выступов высотой 80 нм (см. рис. 66(б)). На рисунке 66(г)

представлено схематичное изображение образца: золотые частицы (Au) касаются подложки из кварца (SiO_2) и находятся внутри слоя граната (Bi:YIG). Измерение периодов структуры было проведено двумя методами: при помощи дифракции излучения лазерного источника с длиной волны 405 нм от исследуемой решетки, а также с помощью Фурье-преобразования изображения поверхности образца, полученного методом атомно-силовой микроскопии. Образцы имели периоды 400, 500 и 600 нм. В работе будут представлены результаты по образцу с периодом 600 нм.

1.3. Магнитные свойства образца

Магнитные свойства образца были установлены при помощи вибрационного магнитометра (см. рис. 67). Величина магнитного поля изменялась в пределах $-2 \dots +2$ кЭ.

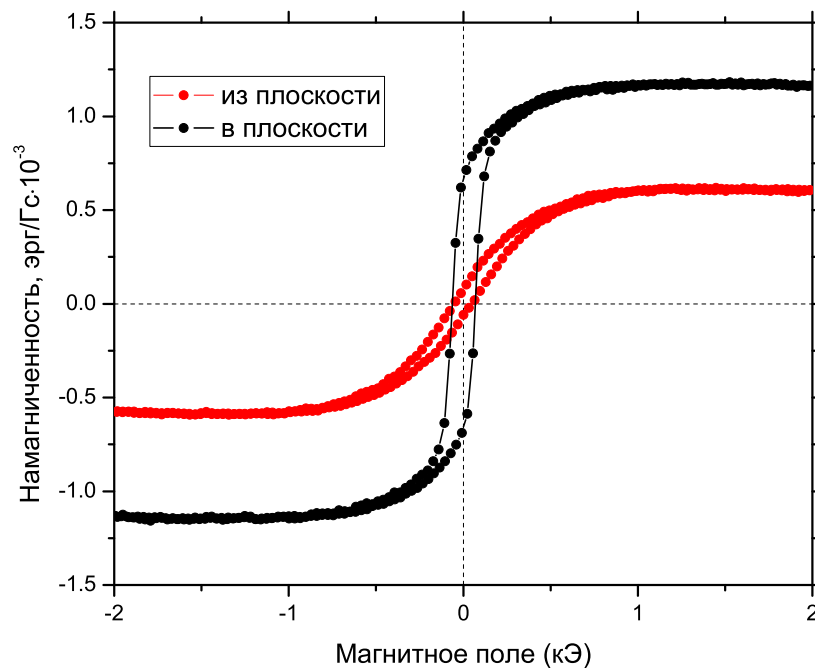


Рис. 67: Магнитные петли гистерезиса экспериментального образца в конфигурациях вдоль (черная линия) и поперек (красная линия) внешнего магнитного поля.

Были получены характерные для магнитных материалов зависимости намагниченности от приложенного поля — петли гистерезиса. Они измерены в двух конфигурациях положения образца относительно внешнего магнитного поля. Для положения структуры поперек силовых линий (такая конфигурация используется, например, при проведении экспериментов по исследованию эффекта Фарадея) намагниченность достигает величины $6 \cdot 10^{-4}$ эрг/Гс, в то время как остаточная намагниченность равняется $1 \cdot 10^{-4}$ эрг/Гс (см. рис. 67, красная линия). Для положения плоскости образца вдоль внешнего магнитного поля (например, в экспериментах экваториального эффекта Керра) величина достигает значения $11 \cdot 10^{-4}$ эрг/Гс, а остаточная намаг-

ниченность составляет $7 \cdot 10^{-4}$ эрг/Гс (см. рис. 67, черная линия). Поле насыщения в обеих конфигурациях равняется 0.7 кЭ.

2. Спектроскопия коэффициента пропускания магнитоплазмонных образцов

2.1. Экспериментальное исследование спектров пропускания образцов в зависимости от угла падения

На рисунке 68 показаны экспериментально полученные спектры пропускания р-поляризованного света для нескольких углов падения с помощью установки, описанной в пункте 2 главы III. Рассмотрим простейшую геометрию — случай нор-

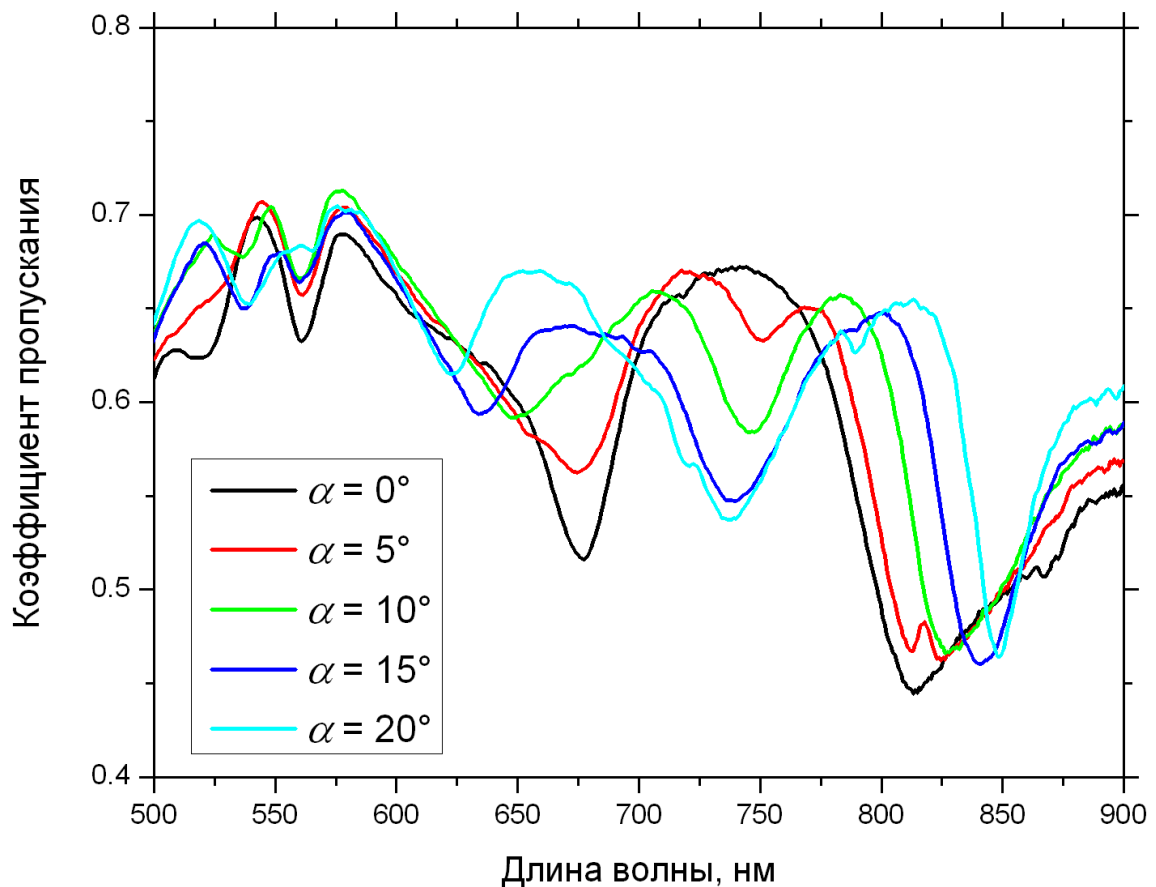


Рис. 68: Экспериментальные спектральные зависимости коэффициента пропускания структуры для р-поляризованного света в зависимости от угла падения α : $\alpha = 0^\circ$ — черная линия, $\alpha = 5^\circ$ — красная линия, $\alpha = 10^\circ$ — зеленая линия, $\alpha = 15^\circ$ — синяя линия, $\alpha = 20^\circ$ — голубая линия.

мального падения (черная кривая) света на образец. Три провала в спектре пропускания позволяют предположить наличие трех резонансов в системе (длины волн 810 нм, 675 нм, 565 нм). Известно, что золотые сферы приводят к возбуждению

локализованных плазмонных резонансов. Для выяснения их положения были рассчитаны спектры экстинкции на базе теории Ми, описанной в главе I настоящей работы, пункте 2. В качестве модели выступала единичная металлическая сфера радиуса 50 нм, находящаяся внутри гранатового слоя (см. вставку на рис. 69(б)). В расчетах учитывалась дисперсия золота и диэлектрического окружения. На рисун-

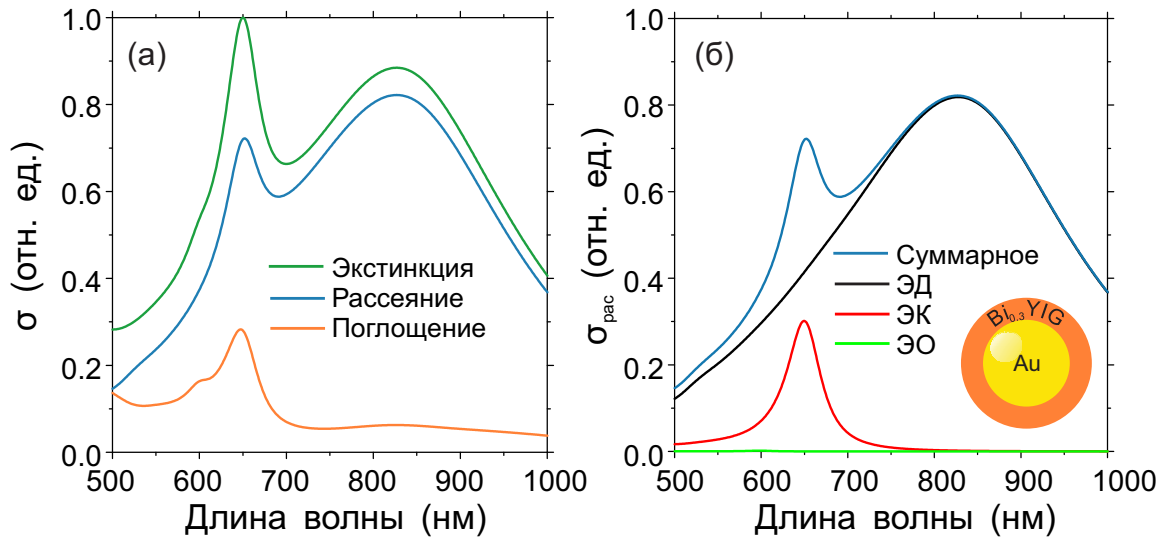


Рис. 69: Рассчитанные по теории Ми спектральные зависимости (а) сечения экстинкции (зеленая кривая), рассеяния (синяя кривая) и поглощения (оранжевая кривая). (б) Мультипольное разложение. Синяя кривая — суммарное сечение рассеяния, черная кривая — вклад электрического диполя (ЭД), красная — электрический квадруполь (ЭК), зеленая — электрический октуполь (ЭО). Вставка — использованная для расчетов модель: золотая сфера радиуса 50 нм в окружении железо-иттриевого граната.

ке 69(а) представлены спектральные зависимости сечения рассеяния (синяя кривая) и поглощения (оранжевая кривая), а также их суммы — спектр экстинкции (зеленая кривая). Три кривые отнормированы на максимум сечения экстинкции. На рисунке присутствуют два максимума — на длинах волн порядка 825 нм и 650 нм. Для выяснения вкладов в спектр рассеяния было проведено мультипольное разложение (см. рис 69(б)). Синей кривой показано суммарное сечение рассеяния, черным цветом показан вклад от электродипольного резонанса (ЭД), красным — электроквадрупольный резонанс (ЭК). Влияние более высоких порядков оказывается малым, о чем можно судить уже по резонансу электрооктуполя, зеленая кривая (ЭО). Таким образом, установлено, что провалы в спектре пропускания на длинах волн 810 нм и 650 нм (рис. 68, черная кривая) обусловлены возбуждением резонансов электрического диполя и электрического квадруполя в золотой частице. Незначительное расхождение в длинах волн с теорией Ми может быть объяснено дисперсионной зависимостью показателя преломления граната, т.к. для расчетов использовались

типичные значения Bi:YIG, а не конкретного образца.

При выяснении природы третьего резонанса в спектре пропускания (рис. 68, 565 нм) привлекает внимание особенность, состоящая в том, что положение данного резонанса не меняется при изменении угла падения. Следовательно, этот резонанс не связан ни с золотой частицей, ни с дифракцией. Предположительно, этот резонанс вызван наличием гранатовых выступов над поверхностью пленки. Для проверки этой гипотезы было выполнено численное моделирование методом конечных разностей во временной области (см. рис. 70). Были рассмотрены три модели: первая пол-

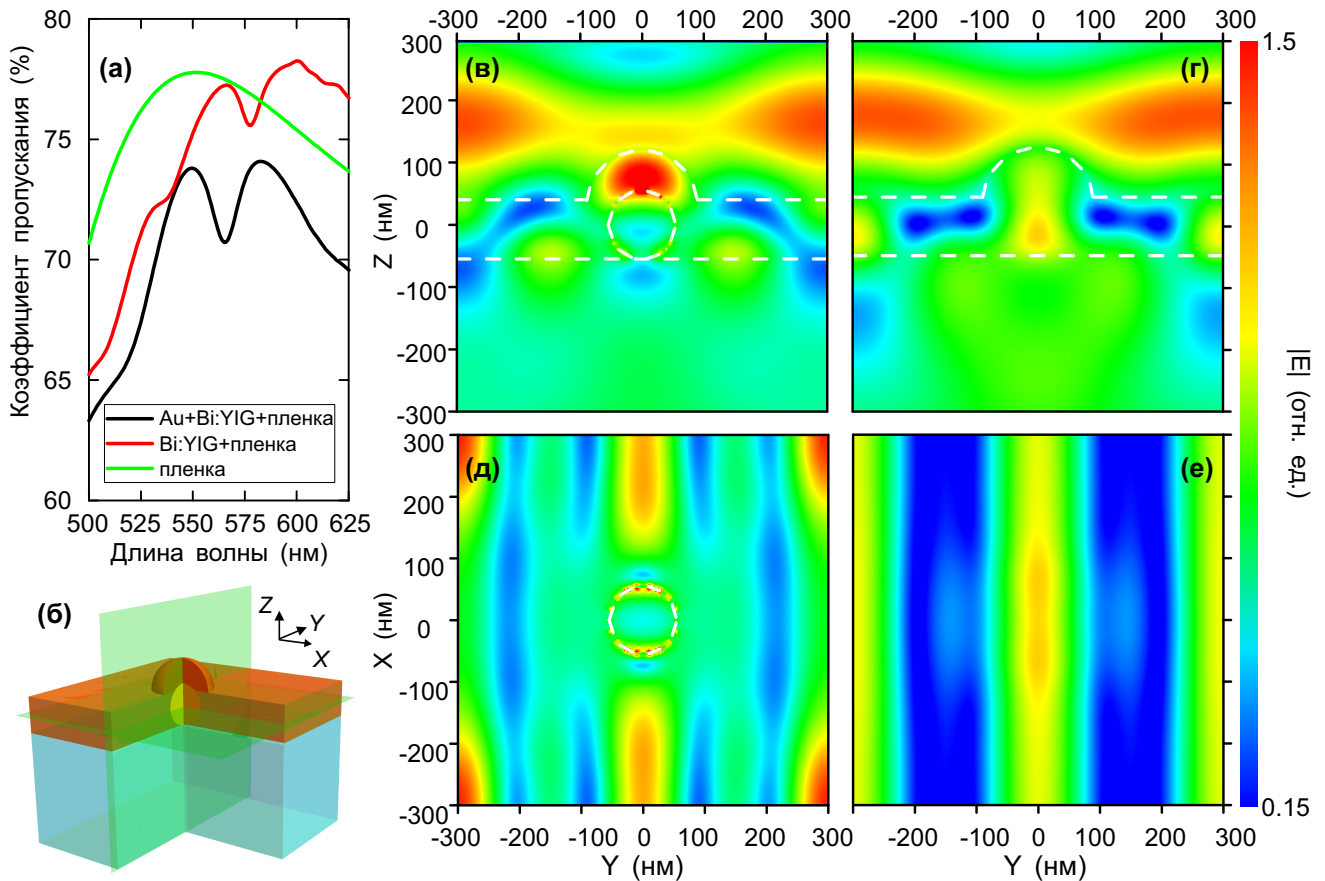


Рис. 70: (а) Рассчитанные спектры пропускания полной модели, включающей и золотую сферу, и гранатовую полусферу (черная линия); модели, в которой не учитывается золотая наночастица (красная линия); присутствует только пленка (зеленая линия). Во всех моделях по осям X и Y установлены периодические условия, по Z — PML. (б) Схема образца. Зеленые плоскости показывают проведенные через середину золотой сферы сечения, в которых построены распределения локального электрического поля (в-д): (в), (г) — вертикальные сечения, (д), (е) — горизонтальные сечения. Распределения модуля электрического поля показаны для полной модели (в, д) и для модели, в которой отсутствуют золотые частицы (г, е).

ностью соответствовала экспериментальному образцу (см. рис. 70(б)), вторая не учитывала наличие золотой сферы, третья же представляла пленку феррит-граната на

подложке, т.е. структурирование полностью отсутствовало. Более подробные детали расчетов (граничные условия, параметры источника и т.п.) приведены в следующем пункте, 2.2. На рисунке 70(а) представлены смоделированные спектры пропускания, а на рисунке (б) представлена схема элементарной ячейки образца, для которой проводилось моделирование. Зеленые плоскости представляют сечения, в которых были построены распределения полей (рис. 70(в-е)). Сечения проведены через серию золотой сферы. Первой модели соответствует черная линия (рис. 70(а)), она воспроизводит часть спектра, полученного в эксперименте (сравн. 68 (черная линия)): наличие провала вблизи длины волны 565 нм. Для этой длины волны на рисунках 70(в, д) представлено распределение модуля локального электрического поля в единицах падающей волны. При переходе ко второй модели золотые сферы были исключены из рассмотрения и рассчитан спектр пропускания, показанный на рисунке 70(а) красной линией. Провал по-прежнему остался, но сместился на +10 нм. Это произошло из-за изменения эффективного показателя преломления. Кроме того, абсолютные значения коэффициента пропускания увеличились — отсутствие металла привело к уменьшению поглощения системы. Для длины волны 575 нм на рисунках 70(г, е) представлено также распределение модуля локального электрического поля в единицах падающей волны. Наконец, при рассмотрении тонкой пленки граната без какого-либо структурирования провал в спектре пропускания исчезает (зеленая кривая на рис. 70(а)). Проведенные расчеты подтверждают, что обсуждаемая спектральная особенность связана с наличием гранатовых 80-нм выступов над поверхностью пленки. Основываясь на распределениях полей, можно утверждать, что данный резонанс вызван возбуждением квазиволноводной моды. Она названа квази-, поскольку возбуждается нетрадиционным способом. Известно, что возбуждение волноводных мод требует выполнения определенных условий [194]. Например, показатель преломления волноводной среды должен быть выше показателей преломления окружения. Это условие в данном образце выполняется: $n_{Bi:YIG}(\approx 2.2) > n_{air}(1), n_{SiO_2}(1.4)$. В тонкопленочных волноводах существует связь между толщиной слоя, порядком ТМ или ТЕ моды и углом падения света на структуру. Учитывая, что в исследуемом образце падение нормальное, то, строго говоря, согласно теории тонкопленочных волноводов возбуждение волноводной моды при таких параметрах задачи невозможно. Если рассмотреть альтернативные механизмы возбуждения (призмный или решеточный), то к данной задаче ближе второй вариант. Однако он также в данной ситуации не работает, т.к. такой метод возбуждения моды требует совпадения длины волны с периодом решетки. В данной же задаче особенность на длине волны 565 нм, а период — 600 нм. Учитывая выполнение условия превышения показателя преломления гранатового слоя в сравнении с окружающими, а также характер распределения полей и в плоскости xOy , и в

плоскости yOz , данную резонансную особенность можно назвать квазиволнводной модой.

При увеличении угла падения резонанс, вызванный возбуждением дипольной моды (810 нм), смещается в длинноволновую часть спектра, а резонанс, связанный с возбуждением квадрупольной моды (675 нм), смещается в коротковолновую часть спектра. Известно, что для сферической частицы спектральное положение мультипольных резонансов определяется лишь материалом частицы и окружения, а также размером объекта [71], и от угла падения оно зависеть не должно. Однако в эксперименте наблюдается обратная картина — смещение резонансов. На то можно указать несколько причин. Во-первых, плазмонные частицы находятся на подложке, а значит их окружение оказывается несимметричным по показателю преломления, и рассеяние волн происходит по-разному в подложку и в слой, покрывающий металлические сферы. Во-вторых, указанное несоответствие можно объяснить тем, что в данной работе нельзя говорить об уединенной плазмонной частице. В таком образце оказывается важной упорядоченность сфер. Между соседними наночастицами возникает ближнепольная связь. При нормальном падении вынужденные колебания зарядов внутри частиц происходят синфазно, как будто колеблется уединенная частица. Данное объяснение подтверждается согласием теории Ми (см. рис. 69) и спектра пропускания (см. рис. 68, черная кривая). При отклонении от нормали возникает фазовая задержка между конкретно взятой частицей и любой следующей за ней в ряду. Эта задержка тем больше, чем больше угол падения. Например, в случае дипольного резонанса каждая частица в решетке может быть описана амплитудой диполя и фазой. Отклик же в дальнем поле, который регистрируется в эксперименте, представляет собой интерференцию таковых диполей, переизлучающих каждый со своей фазовой задержкой. Поэтому в эксперименте с упорядоченными решетками спектральное положение мультипольных резонансов наночастиц может быть не фиксировано, в этом случае говорят о наличии решеточного плазмонного резонанса [195, 196]. Аналогичные рассуждения справедливы и для квадрупольного резонанса.

2.2. Численное моделирование оптического отклика образцов в зависимости от угла падения

Для подтверждения наблюдаемых эффектов было проведено численное моделирование методом конечных разностей во временной области. Модель представляла собой трехмерную задачу, с периодическими (блоховскими) граничными условиями вдоль осей X , Y и PML по оси Z . Золотая сфера радиусом 55 нм касалась полубесконечной подложки из диоксида кремния в одной точке. На подложку был положен 95-нанометровый слой граната. Для воспроизведения топологии поверхности образ-

ца, которая была установлена методом атомно-силовой микроскопии (см. рис. 66), в модели было учтено наличие 80-нанометровых выступов над металлической наночастицей. Для этого использовалась гранатовая полусфера радиусом 80 нм (см. рис. 70(б) — элементарная ячейка двумерной периодической структуры). Источником света была плоская волна с широким спектром (475-975 нм), падающая со стороны воздуха. Поляризация направлена вдоль оси X . Угол падения менялся в плоскости xOz , чтобы обеспечить падение р-поляризованного света. Рассчитывалась мощность излучения, прошедшего через образец, в нулевой дифракционной порядок.

На рисунке 71 показаны спектры пропускания образца в зависимости от угла па-

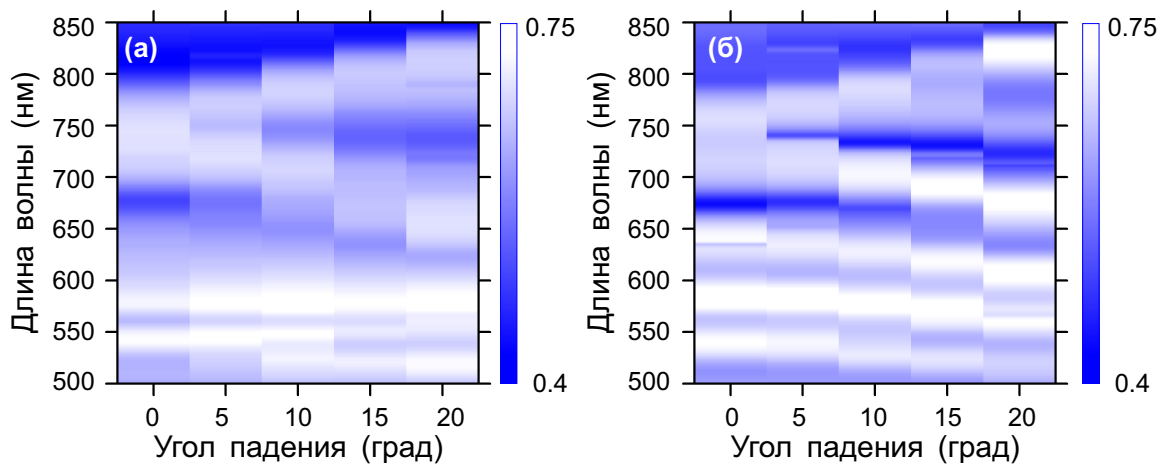


Рис. 71: Спектры пропускания образца в зависимости от угла падения р-поляризованного света. (а) Эксперимент. (б) Численное моделирование.

дения. На рисунке (а) — эксперимент, (б) — результаты численного моделирования. Все основные особенности в расчетах воспроизводятся, поэтому можно утверждать, что данные находятся в хорошем согласии.

Остались неустановленными природа резонанса при наклонном падении света вблизи длины волны 750 нм и его отсутствие при нормальном падении света. Для объяснения данной особенности была проведена дополнительная серия экспериментов, моделирования и теоретических расчетов, о которых будет рассказано в следующем пункте.

2.3. Экспериментальное и теоретическое исследование спектров коэффициента пропускания образцов в зависимости от азимутального угла

Для периода образца 600 нм следует ожидать возбуждения дифракционных максимумов в видимой части спектра. Однако до этого момента эффекты, связанные с дифракцией, еще не обсуждались. Известно, что для нее существует красная граница

по длине волны $\lambda/n = d$: для длин волн, превышающих период решетки d , дифракции наблюдаться не будет [197]. Когда эти величины становятся равными, часть падающей энергии перекачивается в дифракционные максимумы, которые распространяются вдоль поверхности решетки. Такой эффект называется аномалией Релея и наблюдается при выполнении фазового синхронизма:

$$\vec{k}_{||} + m_x \vec{G}_x + m_y \vec{G}_y = \vec{k}_d.$$

Здесь $G_x = 2\pi/d_x$, $G_y = 2\pi/d_y$ — векторы обратных решеток, а $m_x, m_y; d_x, d_y$ — порядки дифракции и периоды вдоль направлений x, y ; $k_{||}, k_d$ — тангенциальная компонента волнового вектора падающего света и волновой вектор дифрагирующего луча соответственно. Для нахождения абсолютных значений можем записать следующее выражение:

$$(k_x + m_x G_x)^2 + (k_y + m_y G_y)^2 = k_d^2;$$

$$\left(k_x + m_x \frac{2\pi}{d_x}\right)^2 + \left(k_y + m_y \frac{2\pi}{d_y}\right)^2 = k_d^2.$$

Выражения для проекций волнового вектора на оси x и y можно выразить через его абсолютное значение k , угол падения α и азимутальный угол φ :

$$k_x = k \sin \alpha \cos \varphi, \quad k_y = k \sin \alpha \sin \varphi.$$

Учтем, что модули волновых векторов падающего и дифрагирующего света одинаковы $k_d = k$ и решетка квадратная $d_x = d_y = d$, тогда, разделив правую и левую часть выражения на k_d , можно записать финальное выражение для релеевской аномалии:

$$\left(\sin \alpha \cos \varphi + m_x \frac{\lambda}{nd}\right)^2 + \left(\sin \alpha \sin \varphi + m_y \frac{\lambda}{nd}\right)^2 = 1. \quad (103)$$

В данном равенстве n — показатель преломления среды. В исследуемом образце есть периодичность в виде (i) гранатовых выступов, т.е. граница раздела воздух-гранат; (ii) золотых наносфер, где граница раздела золото-гранат; и (iii) золотых наносфер, где граница раздела золото-кварц. Все эти три периодичности могут вносить вклад в возбуждение дифракционных максимумов, однако они будут спектрально различны из-за отличающихся показателей преломления сред. Кроме того, эффективность перекачки энергии в дифракционные максимумы на различных границах раздела будет отличаться. Будем называть дифракцию (i) воздушной, (ii) — гранатовой, а (iii) — стеклянной. Так, дифракция первого типа оказывается наименее эффективной, поскольку происходит на границе воздух-диэлектрик и рассеиватель в виде гранатовой полусферы не является резонансным. Кроме того, с увеличением порядков (m_x, m_y) эффективность перекачки энергии в них уменьшается. На рисунке 72

представлены условия наблюдения релеевской аномалии, то есть решения уравнения (103), для четырех значений азимутального угла φ : (а) 0° , (б) 15° , (в) 30° и (г) 45° . На рисунке цветом и в скобках показаны зависимости для различных пар значений (m_x, m_y) (расшифровка цветов приведена таблице 1). Сравним рисунок 71

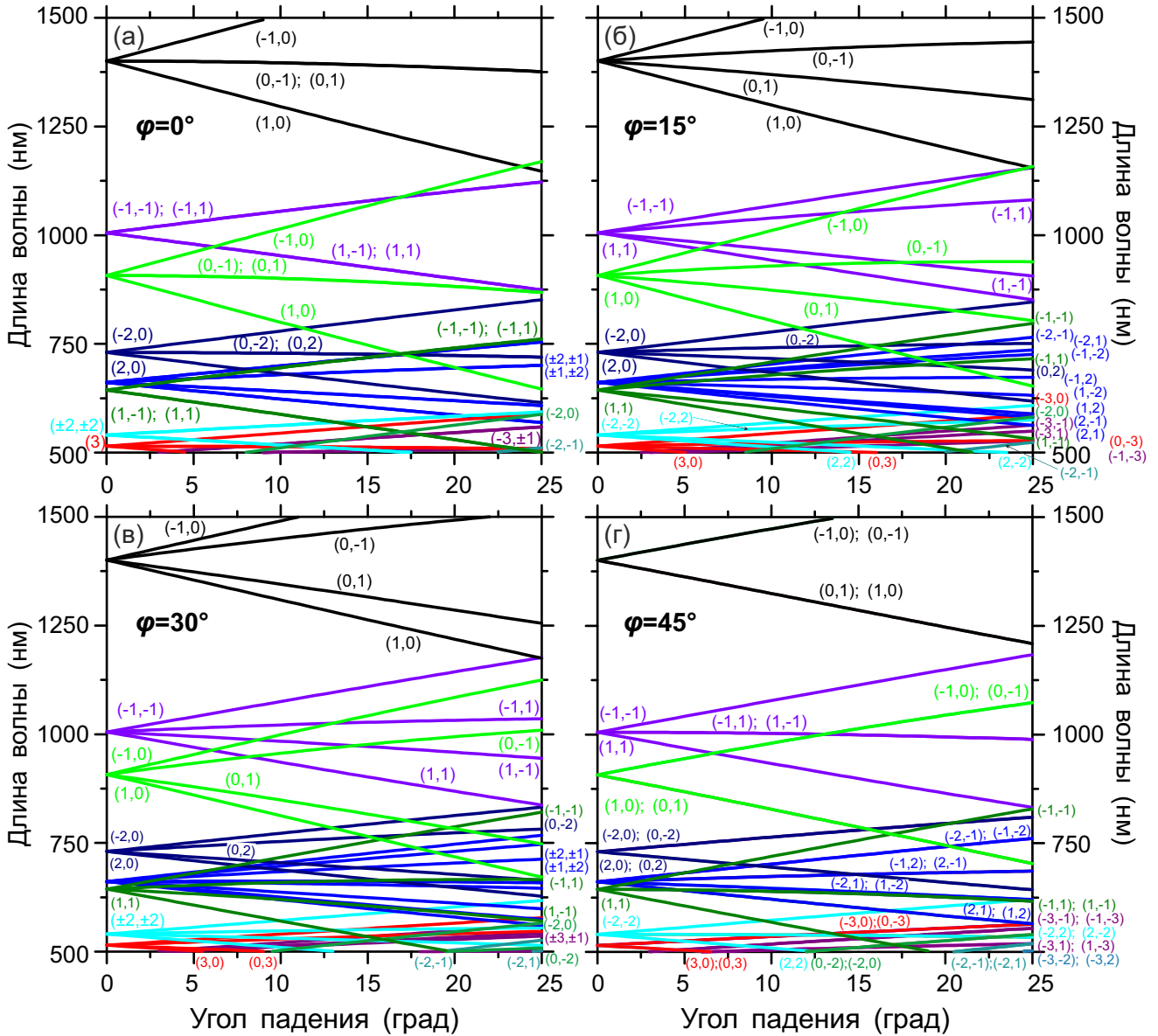


Рис. 72: Аномалии Релея в координатах длина волны—угол падения для четырех значений азимутального угла φ : (а) 0, (б) 15, (в) 30 и (г) 45 градусов. Расшифровка цветовой схемы приведена в табл. 1.

и 72(а). Теперь провал вблизи длины волны 750 нм, синие области на рис. 71, могут быть объяснены. Эта особенность связана с возбуждением релеевской аномалии, а именно: замыкание синхронизма на удвоенном векторе обратной решетки $\vec{G}_y$, если показатель преломления соответствует Bi:YIG (темно-синие линии $(0, 2); (0, -2)$ на рис. 72). Причем направления -2 и $+2$ оказываются вырожденными по энергии и поэтому при увеличении угла падения проходят по одной и той же линии,

Таблица 1: Соответствие цветов линий рисунка 72 параметрам формулы (103).

$n \backslash (m_x, m_y)$	$(0, \pm 1)$ $(\pm 1, 0)$	$(\pm 1, \pm 1)$	$(0, \pm 2)$ $(\pm 2, 0)$	$(\pm 2, \pm 1)$ $(\pm 1, \pm 2)$
Bi:YIG	черный	сиреневый	темно-синий	ярко-синий
SiO ₂	ярко-зеленый	оливковый	темно-зеленый	темно-бирюзовый

$n \backslash (m_x, m_y)$	$(\pm 2, \pm 2)$	$(0, \pm 3)$ $(\pm 3, 0)$	$(\pm 3, \pm 1)$ $(\pm 1, \pm 3)$	$(\pm 3, \pm 2)$ $(\pm 2, \pm 3)$
Bi:YIG	ярко-бирюзовый	красный	фиолетовый	голубой

что на графике обозначено как $(0, 2); (0, -2)$. Эти линии незначительно смещаются в область меньших длин волн. Такое поведение наблюдается и в эксперименте (см. рис. 71(а)), и в численном моделировании (см. рис. 71(б)): провал в спектре пропускания смещается в синюю часть спектра. При изменении азимутального угла φ (см. рис. 72(б, в)) вырождение снимается, и спектрально линии идут не одинаково при изменении угла падения: дифракция по направлению $(0, 2)$ соответствует состоянию с большей энергией в сравнении с направлением $(0, -2)$. Вообще говоря, для любых дифракционных максимумов вида $(\pm k, 0); (0, \pm k)$, где $k = 1, 2, \dots$, наблюдается следующее спектральное поведение при изменении азимутального угла от 0 до 45 градусов (см. рис. 72): с увеличением угла падения самое быстрое смещение в область больших длин волн испытывает конфигурация $(-k, 0)$, с меньшей скоростью в ту же сторону смещается максимум $(0, -k)$. Иной тенденцией обладают положительные порядки: наиболее значительное смещение в сторону меньших длин волн приходится на $(k, 0)$, в то время как максимум $(0, k)$ следует не так быстро. Для азимута $\varphi = 45^\circ$ вновь происходит вырождение, но на этот раз есть две пары вырожденных состояний: $(-k, 0); (0, -k)$ и $(k, 0); (0, k)$ (см. рис. 72(г)). При дальнейшем изменении азимутального угла от 45 до 90 градусов картина будет возвращаться в обратной последовательности к конфигурации линий, соответствующей азимуту $\varphi = 0^\circ$ и происходящей на этот раз для $\varphi = 90^\circ$.

Для диагональной дифракции, т.е. происходящей в направлениях $(\pm k, \pm k)$, где $k = 1, 2, \dots$, выполняется обратная тенденция: при азимуте $\varphi = 0^\circ$ есть две пары вырожденных линий: $(-1, -1); (-1, 1)$ и $(1, -1); (1, 1)$ (см. рис. 72(а)), для которых вырождение снимается при изменении азимутального угла (см. рис. 72(б, в)), пока не будет достигнут угол $\varphi = 45^\circ$. Для этой конфигурации будут три неодинаковых энергетических состояния при наклонном падении, причем лишь одно из них ока-

жется вырожденным для пар чисел $(-1, 1); (1, -1)$ (см. рис. 72(г)). Для других комбинаций чисел $(\pm k_1, \pm k_2)$, где $k_1, k_2 = 1, 2, \dots$ таких, что $k_1 \neq k_2$, существует восемь направлений релеевской аномалии (например, $(\pm 2, \pm 1); (\pm 1, \pm 2)$ см. рис. 72(б)), таких, что при азимутах 0 и 45 градусов, превращаются в четыре, каждое из которых двукратно вырождено (см. рис. 72(г)).

Для объяснения вышесказанного можно обратиться к рисунку 73(б). Рассмотрим подробнее первый порядок дифракции (см. зеленые треугольники) для некоего острого угла φ . Замыкание синхронизма происходит для четырех $\vec{k}$: $k_{d7}, k_{d8}, k_{d9}, k_{d10}$. Соответственно, получаются четыре значения длин волн, для которых возможно наблюдение резонансного изменения коэффициента пропускания. Предположим теперь, что $\varphi = 90^\circ$. Тогда длина вектора k_{d8} окажется наименьшей, k_{d9} — наибольшей, а длины векторов k_{d7} и k_{d10} будут равны. Это и есть то самое вырождение. Для других дифракционных порядков можно провести аналогичные рассуждения. На рисунке также показаны направления дифракций в порядки $(+2, +1)$ k_{d1} , $(-1, -2)$ k_{d2} (синим цветом), $(0, +3)$ k_{d3} , $(-3, 0)$ k_{d4} (красным цветом) и $(-1, +1)$ k_{d5} , $(1, -1)$ k_{d6} (сиреневым цветом).

Перейдем теперь к экспериментальному исследованию спектров пропускания образцов в зависимости от угла падения и азимутального угла. Это позволит пронаблюдать движение дифракционных особенностей по спектру, то есть реализовать управление. Для этого с помощью установки, показанной на рисунке 57 и описанной в пункте 2 главы III, была проведена угловая спектроскопия коэффициента пропускания: для диапазона углов падения были исследованы спектры пропускания в зависимости от азимутального поворота образца. Результаты представлены на рисунке 73(а, в, д, ж). В эксперименте азимутальный угол φ изменялся в диапазоне углов $0 \dots 360$ градусов. Образец имеет ось симметрий четвертого порядка, поэтому спектры для азимутальных углов $\varphi = 0, \pm 90, \pm 180, \dots$ идентичны, а между ними повторяются с периодом 90 градусов. Значение $\varphi = 0^\circ$ соответствует конфигурации, когда продольная компонента падающего волнового вектора коллинеарна вектору обратной решетки. Цветом показано изменение коэффициента пропускания в зависимости от длины волны и азимутального угла: белый — максимум пропускания, синий — минимум.

На рисунке 73(а) представлена азимутальная зависимость для нормального падения. При таком падении излучения на образец продольная компонента волнового вектора отсутствует, и образец оказывается изотропен в азимутальных направлениях, поэтому спектр пропускания для любого φ выглядит одинаковым (этот факт следует из формулы (55)). Все провалы (синие области) уже были объяснены ранее, и дифракционных особенностей не наблюдается. Однако при нарушении симметрии (отклонении от нормали), угол падения 5° (см. рис. 73(в)), появляется зависимость

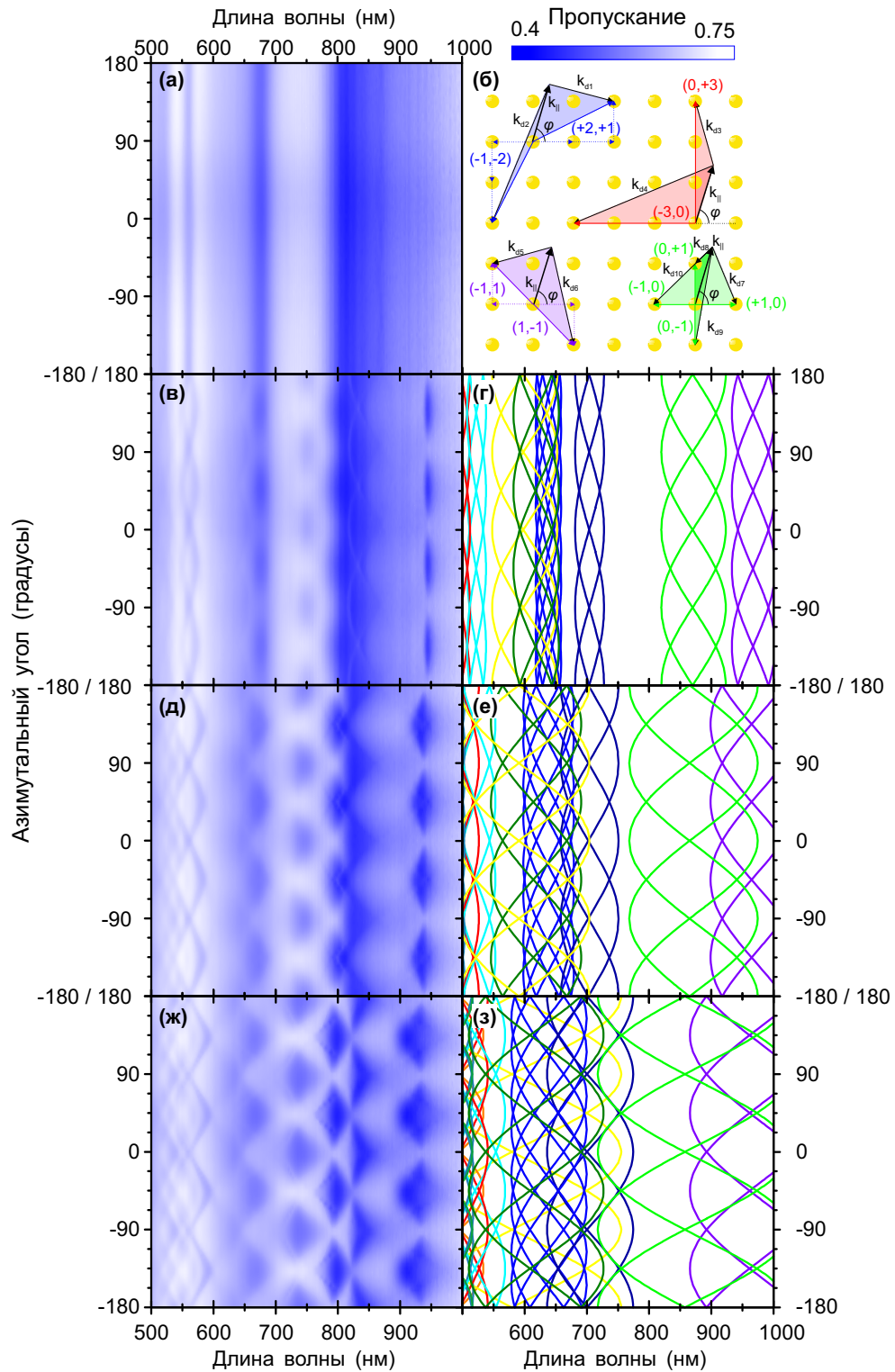


Рис. 73: Экспериментальные азимутальные зависимости спектров коэффициента пропускания образца (а, в, д, ж) при освещении р-поляризованным излучением и условия релеевских аномалий (решения уравнения (103)) (г, е, з) в зависимости от угла падения α : 0, 5, 10, 15 соответственно. (б) Различные направления дифрагирующих лучей в зависимости от замыкания треугольников синхронизма на разных порядках дифракции. Расшифровка цветов линий приведена в табл. 1.

спектра пропускания от азимутального угла. На рисунке 73(г) представлены теоретические кривые, полученные из формулы (103) при фиксированном угле падения $\alpha = 5^\circ$, для трех значений показателя преломления: $n_{Bi:YIG}$, n_{SiO_2} и воздуха ($n = 1$). Кривые показывают спектральное положение релеевских аномалий для различных порядков дифракции, показанных цветом (желтые линии показывают воздушную дифракцию, а расшифровка остальных цветов та же, что использовалась ранее и приведена в таблице 1). Кривые имеют гармоническую зависимость от азимутального угла. В эксперименте наблюдаются не все линии, присутствующие на аналитических зависимостях. Во-первых, это можно объяснить неодинаковой эффективностью перекачки падающей энергии в конкретный дифракционный максимум. Во-вторых, возможна интерференция дифракционных порядков, которая приводит к перераспределению энергии, тем самым меняя коэффициент пропускания. В-третьих, в рассматриваемом образце есть резонансы другой природы на нескольких длинах волн. В результате их перекрытия с дифракционными особенностями возможно появление резонансов с типом линии Фано. С увеличением угла падения, рисунки 73(в, д, ж), амплитуда колебаний, периодических по азимутальному углу, увеличивается, приводя к большей роли интерференции дифрагировавших лучей.

Рассмотрим подробнее обсуждаемые зависимости для угла падения $\alpha = 20^\circ$, т.к. магнитооптические измерения проводились при данном угле падения (см. рис 74). При длине волны 725 нм и азимутальном угле $\varphi = 0^\circ$ наблюдается перекрестие (см.

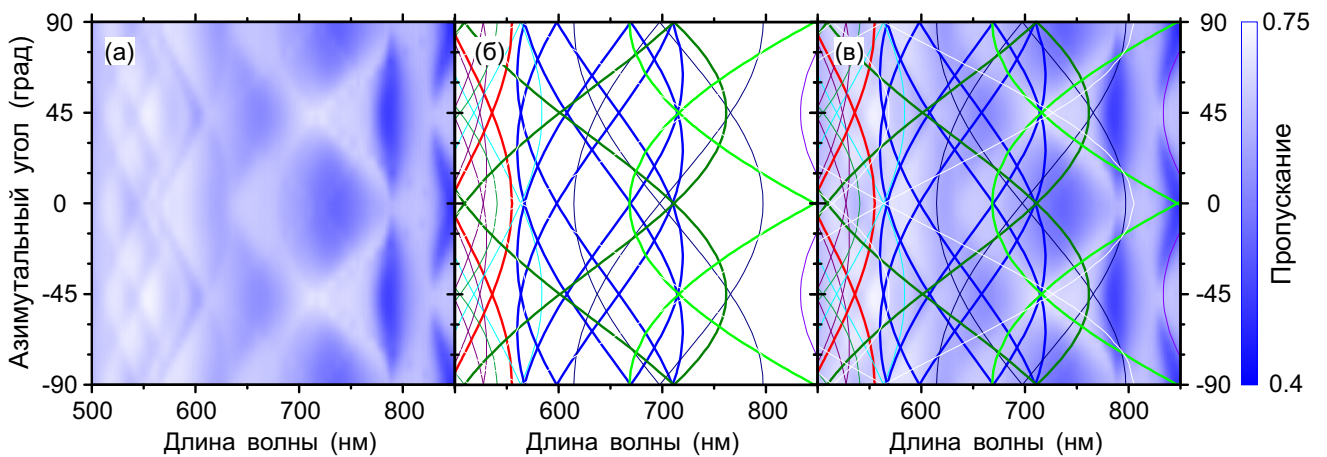


Рис. 74: (а) Азимутальная зависимость спектров коэффициента пропускания образца при освещении р-поляризованным излучением для угла падения $\alpha = 20^\circ$. (б) Аналитические кривые, соответствующие релеевским аномалиям, получающимся из уравнения (103). Цветом линий показаны различные порядки дифракции на нескольких интерфейсах системы, расшифровка цветов дана в табл. 1. (в) Сопоставление теоретических кривых графика (б) с экспериментальными данными графика (а).

рис 74(а)). Это режим вырождения для стеклянной дифракции в $(\pm 1, \pm 1)$ порядок (оливковые кривые на рис. 74(б, в)). Максимумы осцилляций соответствующих кривых приходятся на длину волны 760 нм и азимутальные углы $\pm 45^\circ$. При этих же углах, но на длине волны 715 нм происходит пересечение ветвей $(0, \pm 1)$ и $(\pm 1, 0)$ той же стеклянной дифракции (ярко-зеленые кривые на рис. 74(б, в)). Максимумы осцилляций данных порядков (при $\varphi = 0^\circ, \pm 90^\circ, \dots$) приходятся на длину волны 670 нм. Вблизи длины волны 850 нм происходит модуляция коэффициента пропускания гранатовой дифракцией с порядками $(\pm 1, \pm 1)$ (фиолетовые кривые на рис. 74(б, в)). На длине волны 610 нм и азимутах $\pm 45^\circ$ пересекаются ветви гранатовой дифракции с порядками $(\pm 2, \pm 1)$ и $(\pm 1, \pm 2)$ (ярко-синие кривые на рис. 74(б, в)). На длине волны 535 нм и азимутальных углах $\pm 45^\circ$ имеются провалы в спектре пропускания (см. рис 74(а)). Они вызваны пересечением в этих точках дифракционных особенностей третьего порядка $(0, \pm 3)$ в гранате (см. рис 74(б, в)). Возбуждение релеевских аномалий связано с перераспределением падающей энергии в открывшийся дифракционный порядок, поэтому в оптическом спектре должен наблюдаться узкий провал высокой добротности. Такое утверждение оказывается верным для металлических решеток, работающих на отражение. В исследуемых решетках решающую роль играют интерференционные эффекты нескольких резонансов, которые могут изменить фазу резонанса так, что провал в спектре пропускания будет выражен неярким провалом, или резонансом Фано, или на фоне широкого резонанса дифракционная особенность вообще окажется не видна.

Таким образом, экспериментально продемонстрировано, что в исследуемом образце с помощью угла падения и азимутального угла можно управлять спектральным положением релеевской аномалии.

2.4. Численное моделирование азимутальной зависимости спектров пропускания исследуемых образцов для различных углов падения

Экспериментальное и теоретическое исследования были подкреплены численным моделированием. Для этих целей уравнения Максвелла были решены при помощи конечно-разностных схем. В качестве модели рассматривалась элементарная ячейка исследуемого двумерного образца с бесконечным числом периодов в обоих направлениях вдоль осей X , Y . При нормальном падении свет распространяется вдоль оси Z , а поляризация установлена вдоль оси X . Изменение угла падения происходит в плоскости xOz , чтобы на исследуемую структуру падал p -поляризованный свет. Для изменения азимутального угла при проведении моделирования производился поворот падающего излучения, а не образца, как было в эксперименте. За нулевой азимут $\varphi = 0^\circ$ взято положение источника в плоскости xOz , а увеличение угла φ проводится против часовой стрелки, как в тригонометрии. По оси Z

в качестве граничных условий установлены полностью поглощающие слои (PML). Параметры структуры взяты те же, что при моделировании коэффициента пропускания в зависимости угла падения (подробнее см. пункт 2.2 данной главы). Вкратце: золотая сфера диаметром 110 нм располагается внутри 95-нанометровый слоя граната, находящегося на кварцевой подложке. Над золотой наночастицей присутствует гранатовая полусфера радиусом 80 нм (см. рис. 70(б)). Периоды по обоим направлениям равны 600 нм. В расчетах учитываются дисперсионные свойства всех материалов [198–200]. В качестве источника света берется плоская волна с широким спектром. В качестве результата рассматривается мощность излучения, прошедшего через образец в нулевой дифракционной порядок.

На рисунке 75 показаны спектры пропускания образца в зависимости от угла

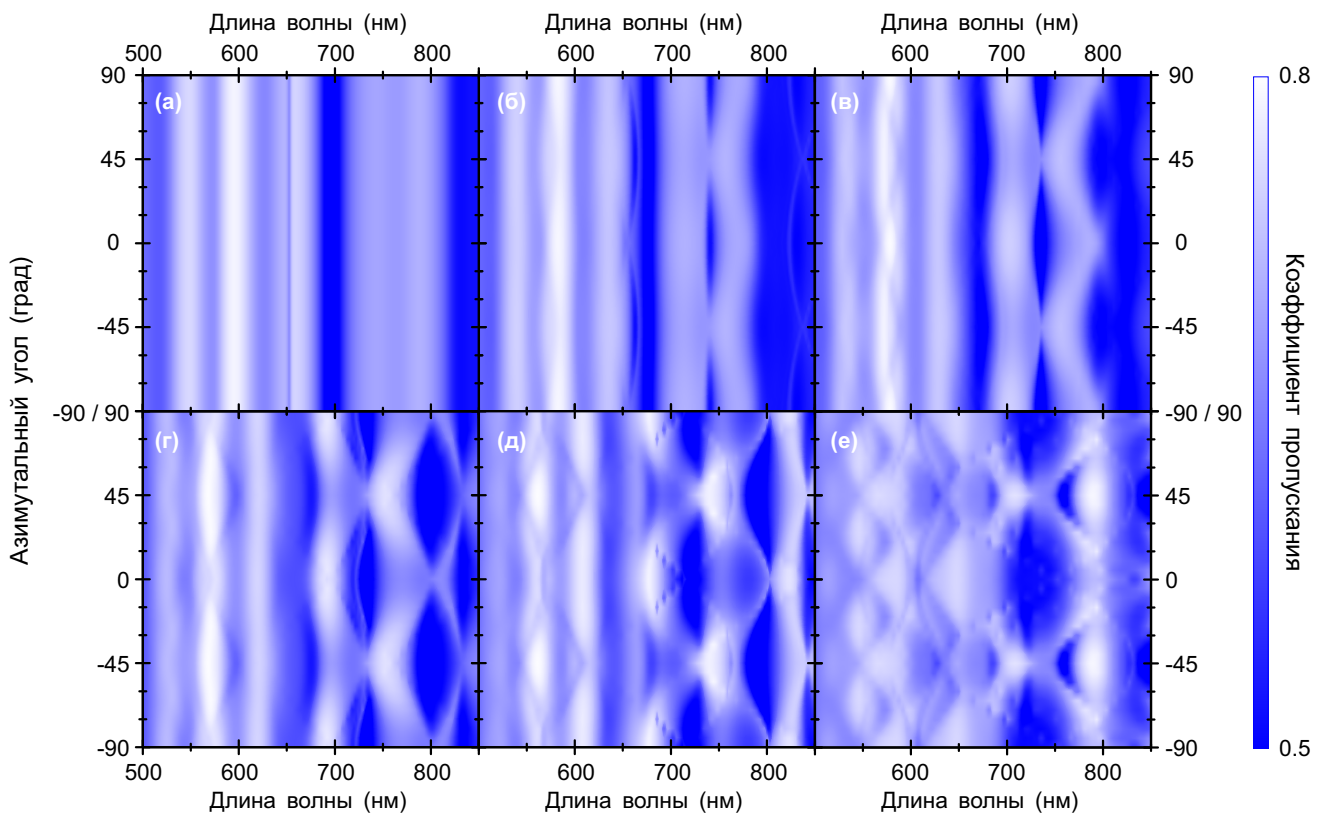


Рис. 75: Азимутальные зависимости спектров пропускания образца для углов падения излучения (а) 0° , (б) 5° , (в) 10° , (г) 15° , (д) 20° , (е) 30° .

падения для серии азимутальных углов. Как и в эксперименте (см. рис. 73(а)), при нормальном падении спектр пропускания не зависит от азимутального угла. Когда же падение наклонное (см. рис. 75(б)-(е)), видно смещение релеевских аномалий, которые осциллируют по азимуту с периодом равным 90° , как и ожидалось в силу симметрии образца 4 порядка. При увеличении угла падения амплитуда этих осцилляций увеличивается (что согласуется с теоретическими данными (см. рис. 73(г), (е), (з))), следовательно, спектральное положение дифракционного максимума может

изменять резонансную длину волны в большем диапазоне, поэтому область возможной перестройки расширяется. В эксперименте этот факт наблюдался так же (см. рис. 73(в), (д), (ж)). Полученные в ходе численных расчетов результаты находятся в хорошем согласии с экспериментальными данными.

3. Спектроскопия экваториального магнитооптического эффекта Керра магнитоплазмонных образцов

3.1. Экспериментальное исследование азимутальной зависимости спектров экваториального магнитооптического эффекта Керра магнитоплазмонных образцов

Согласно формуле (44) с увеличением угла падения величина экваториального эффекта Керра растет. С учетом данных по дисперсии оптических констант феррит-граната и диоксида кремния максимальное значение эффекта получается вблизи угла падения $\alpha = 68^\circ$. Однако в силу геометрических особенностей установки такой угол оказалось сделать невозможным, поэтому для экспериментального исследования магнитооптического сигнала был реализован максимально доступный угол в 20° . Спектры экваториального магнитооптического эффекта Керра в зависимости от азимутального угла φ представлены на рисунке 76. Наиболее яркая особенность

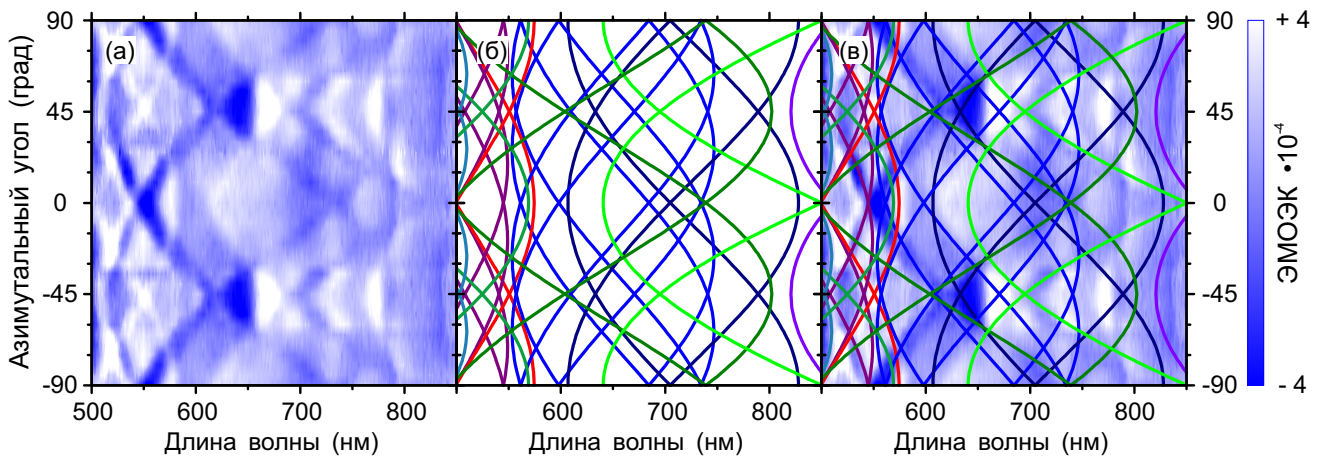


Рис. 76: (а) Экспериментальные азимутальные зависимости спектров ЭМОЭК при угле падения света $\alpha = 20^\circ$. (б) Аналитические кривые, соответствующие релеевским аномалиям, получающимся из уравнения (103). Цветом линий показаны различные порядки дифракции на нескольких интерфейсах системы, расшифровка цветов дана в табл. 1. (в) Сопоставление теоретических кривых графика (б) с экспериментальными данными графика (а).

наблюдается вблизи длины волны 650 нм и азимутальных углах $\varphi = \pm 45^\circ$ (см. рис. 76(а)). Контур резонанса описывается формой линии типа Фано. Изменение

эффекта проходит со сменой знака от минимального $\delta = -3 \cdot 10^{-4}$ до максимального $\delta = 4 \cdot 10^{-4}$ за 30 нм, то есть кривая имеет большой наклон, или, другими словами, большую производную, что означает существенное изменение значений экваториального эффекта Керра за малый спектральный интервал. Таким образом, особенность является спектрально узкой. Данный факт может быть использован при разработке сверхбыстрых магнитооптических переключателей для нанофотонных устройств. Такие значения эффекта оказываются на порядок больше внерезонансных спектральных особенностей, где $\delta = 5 \cdot 10^{-5}$, или отклика от неструктурированной плоской пленки феррит-граната. Стоит отметить, что при этом коэффициент пропускания равняется 60% (см. рис. 74(а)). Данный факт оказывается важным, поскольку ключевым фактором является параметр эффективности $T \cdot \delta$. Так, например, большая величина эффекта при незначительном коэффициенте пропускания сводит эффективность устройства к нулю. Верно и обратное — при высоком коэффициенте пропускания малый эффект не даст необходимой работоспособности прибору. Причиной усиления магнитооптического сигнала является перекрытие спектрально широкого квадрупольного резонанса и спектрально узких дифракционных порядков — релеевских аномалий, что и приводит к резонансу Фано. Как показывает аналитический расчет (см. рис. 76(б)), при максимуме эффекта, $\delta = 4 \cdot 10^{-4}$ и $\lambda = 670$ нм, происходит вырождение порядков $(+2, +1)$ с $(-1, -2)$ при $\varphi = +45^\circ$ и $(+1, -2)$ с $(-2, +1)$ при $\varphi = -45^\circ$ (см. рис. 76(в), ярко-синяя линия). В той области, где наблюдается минимум резонанса, $\delta = -3 \cdot 10^{-4}$ и $\lambda = 640$ нм, происходит вырождение релеевских аномалий с порядками $(0, +2)$ с $(-2, 0)$ при $\varphi = +45^\circ$ и $(0, +2)$ с $(+2, 0)$ при $\varphi = -45^\circ$ (см. рис. 76(в), темно-синяя линия). Таким образом, дифракция позволяет не только эффективно передать энергию резонансу наночастиц, но и сконцентрировать свет в слое граната.

Пусть образец поворачивается так, что азимутальный угол меняется от $\varphi = +45^\circ$ до $\varphi = 0^\circ$. На рисунке 76(а) происходит смещение провала от длины волны $\lambda = 640$ нм до $\lambda = 565$ нм. Симметричное смещение провала на тех же длинах волн происходит при повороте образца от $\varphi = -45^\circ$ до $\varphi = 0^\circ$. Как уже было установлено, на длине волны $\lambda = 565$ нм возбуждается квазиволноводная мода (см. рис. 70). При таких поворотах образца в данный резонанс при нулевом азимуте попадают релеевские аномалии от порядков $(-1, +2)$ и $(+1, +2)$ (см. рис. 76(в), ярко-синяя линия), что приводит к локализации света в магнитном диэлектрическом слое и усилению магнитооптического отклика до значения $\delta = -4 \cdot 10^{-4}$. Усиление экваториального эффекта Керра означает, что внешнее магнитное поле для фиксированной длины волны сильнее изменяет интенсивность прошедшего света, увеличивая ее или уменьшая. На краю волноводной моды, $\lambda = 540$ нм, происходит пересечение дифракционных порядков $(+1, -3)$ и $(-3, -1)$ (см. рис. 76(в), фиолетовая линия), провал от

которых при изменении азимутального угла смещается в коротковолновую часть спектра.

При длине волны 575 нм и азимуте 0° наблюдается максимум ЭМОЭК (см. рис. 76(а)), достигающий величины $\delta = 3.5 \cdot 10^{-4}$. Согласно расчетам при таких параметрах происходит релеевская аномалия на третьем порядке дифракции в гранате (см. рис. 76(б), красная линия). Данный пик при изменении азимутального угла смещается в коротковолновую часть спектра. При длине волны $\lambda = 550$ нм и $\varphi = +45^\circ$ происходит вырождение дифракционных порядков $(0, -3)$ и $(+3, 0)$, а при $\varphi = -45^\circ$ — $(0, -3)$ и $(-3, 0)$.

Обратимся теперь к более высоким длинам волн. Так, при $\lambda = 700$ нм и $\varphi = \pm 45^\circ$ наблюдаются провалы, смещающиеся в низкочастотную область спектра при отклонении от 45° . Как показывает аналитический расчет (см. рис. 76(б), ярко-зеленая линия), это вызвано возбуждением релеевских аномалий первого порядка на кварцевой подложке (см. рис. 76(в)), то есть дифракцией на интерфейсе $Au-SiO_2$. Данная дифракция оказывается важной, так как свет, дифрагировавший на золотых наносферах, распространяется вдоль границы $Bi:YIG-SiO_2$, что приводит к увеличению времени взаимодействия между светом и магнитной средой, следствием чего является усиление магнитооптического отклика. Пересечение релеевских аномалий порядка $(\pm 1, \pm 1)$ происходит при нулевом азимуте и длине волны 740 нм. При повороте образца смещение резонанса коррелирует с условием возбуждения релеевских аномалий.

В эксперименте полностью проследить за азимутальным движением конкретного дифракционного порядка, конкретной релеевской аномалии, не всегда

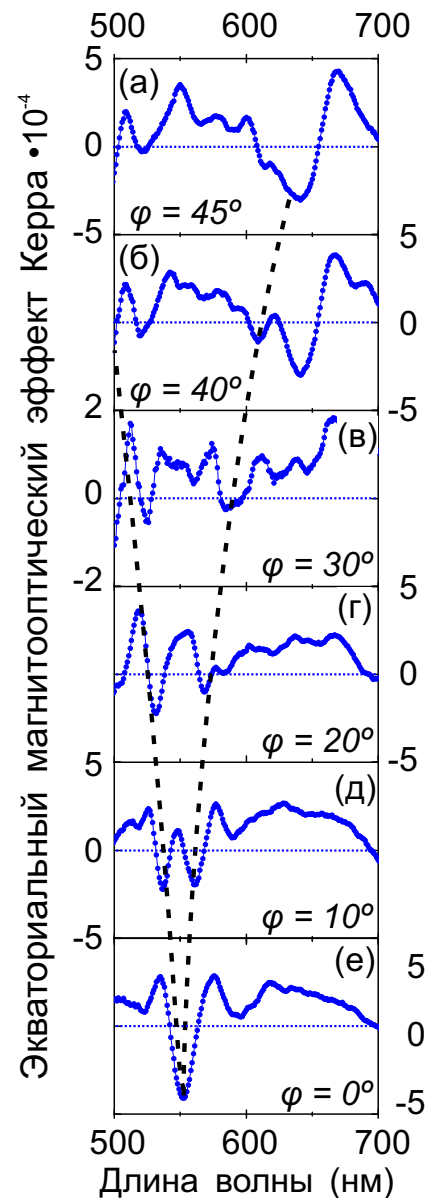


Рис. 77: Спектры ЭМОЭК для азимутальных углов (а) 45° , (б) 40° , (в) 30° , (г) 20° , (д) 10° , (е) 0° .

удается ввиду ряда причин. Во-первых, любая дифракция — это рассеяние на каком-то объекте, и насколько эффективно оно происходит, определяется многими факторами (материалом и размером рассеивателя, близостью соседей, окружающей средой и т.п.). Во-вторых, в исследуемой системе дифракция может происходить на трех границах раздела. Сигнал ЭМОЭК, будучи усиленный за счет n -го порядка гранатовой дифракции, при одних параметрах λ и φ может быть нулевым при других, хотя, согласно теории, и там, и там условие для релеевской аномалии n -го порядка в гранате удовлетворено. Причиной тому может быть возбуждение стеклянной дифракции m -го порядка при тех же значениях λ и φ (речь о пересечении линий разных цветов на рисунке 76(б)), а может произойти конструктивная интерференция дифракционных порядков и усиление эффектов, или наоборот, — деструктивная и подавление сигнала.

Рассмотрим рисунок 77. На нем представлены сечения спектров экваториального магнитооптического эффекта Керра для нескольких значений азимутальных углов, то есть сечения рисунка 76(а). Штрих-пунктирная линия показывает наиболее заметную спектральную перестройку магнитооптического сигнала. Преимуществом двумерных решеток является то, что в условиях, когда образец уже изготовлен и нет возможности изменить его период, а угол падения не может быть изменен в силу технических особенностей, подстроить положение резонанса под нужную длину волны оказывается возможным за счет поворота образца вокруг нормали к нему, то есть за счет изменения азимутального угла. По этой причине можно утверждать, что заявленная цель работы в данной главе, а именно управление спектром экваториального магнитооптического эффекта Керра, достигнута полностью.

3.2. Численное моделирование азимутальной зависимости спектров экваториального магнитооптического эффекта Керра магнитоплазменных образцов

Для моделирования ЭМОЭК за основу была взята та же модель, что и при проведении исследований оптической спектроскопии. При изучении магнитооптических эффектов в модели должна быть учтена наводимая внешним магнитным полем анизотропия тензора диэлектрической проницаемости гиротропных материалов, в данном случае железо-иттриевого граната, легированного висмутом. Расчеты проводились методом конечных разностей во временной области в программном обеспечении FDTD Solutions, Lumerical Inc. Данный пакет не позволяет задавать тензор $\hat{\epsilon}$ в недиагональном виде (20), поэтому методами линейной алгебры необходимо провести процедуру диагонализации. При помощи унитарного преобразования U необходимо выполнить операцию: $\epsilon_D = U\epsilon U^\dagger$, где U — унитарная матрица, $U^\dagger$ — комплексно сопряженная транспонированная к U матрица, а ϵ_D — диагонализированный тензор восприимчивости. Компоненты этого тензора есть собственные значения

системы линейный алгебраических уравнений: $\det||\varepsilon - \lambda I|| = 0$, а строки матрицы U — собственные вектора соответствующего собственного значения $\varepsilon_i, i = 1, 2, 3$. Собственными значениями решения системы уравнений являются: $\varepsilon, \varepsilon + g, \varepsilon - g$. Как было отмечено в пункте 2.4, за нулевое значение азимута берется такое значение, когда волновой вектор и поляризация лежат в плоскости xOz . Следовательно, чтобы получить экваториальную геометрию магнитооптического эффекта, внешнее магнитное поле необходимо направить по оси Y . При азимутальном повороте же необходимо осуществлять и поворот магнитного поля, т.к. его вектор, поляризация и волновой вектор падающего света должны образовывать правую тройку векторов. Для этих целей требуется использовать матрицу поворота координат в трехмерном пространстве. Она задается с помощью трех последовательных матриц поворота на углы a, b, c . Это так называемые углы Эйлера. Будем использовать одну из традиционных последовательность поворотов $Z - Y' - Z''$, когда сначала происходит поворот вокруг оси Z на угол a , затем, уже в новой системе координат, поворот вокруг оси Y' на угол b градусов, и, наконец, в обновленной системе координат происходит поворот вокруг новой оси Z'' на угол c . Матрицы поворота при этом имеют вид:

$$M_a = \begin{pmatrix} \cos a & -\sin a & 0 \\ \sin a & \cos a & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix} \quad M_b = \begin{pmatrix} \cos b & 0 & \sin b \\ 0 & 1 & 0 \\ -\sin b & 0 & \cos b \end{pmatrix} \quad M_c = \begin{pmatrix} \cos c & -\sin c & 0 \\ \sin c & \cos c & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix}.$$

Итоговая матрица поворота после всех операций вращения станет равной:

$$M = \begin{pmatrix} \cos a \cos b \cos c - \sin a \sin c & -\cos c \sin a - \cos a \cos b \sin c & \cos a \sin b \\ \cos a \sin c + \cos b \cos c \sin a & \cos a \cos c - \cos b \sin a \sin c & \sin a \sin b \\ -\cos c \sin b & \sin b \sin c & \cos b \end{pmatrix}. \quad (104)$$

В рамках рассматриваемой задачи угол $a = 0$, т.к. сначала необходимо реализовать наклонное падение, что делается поворотом вокруг оси Y' , тем самым задается р-поляризованный свет. Поворот же азимутального угла осуществляется в новой системе координат с помощью угла c . Последним действием надо перемножить матрицу U на матрицу M . Как говорилось выше, матрица U образуется из собственных векторов:

$$U = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 1 & 0 & i \\ 0 & \sqrt{2} & 0 \\ 1 & 0 & -i \end{pmatrix}. \quad (105)$$

При перевороте магнитного поля меняются знаки у мнимых единиц. Расчет приходится проводить три раза: для получения $T(+H)$, $T(-H)$, $T(0)$. Из них потом формируется окончательная величина экваториального магнитооптического эффекта Керра $\delta = (T(H) - T(-H))/T(0)$.

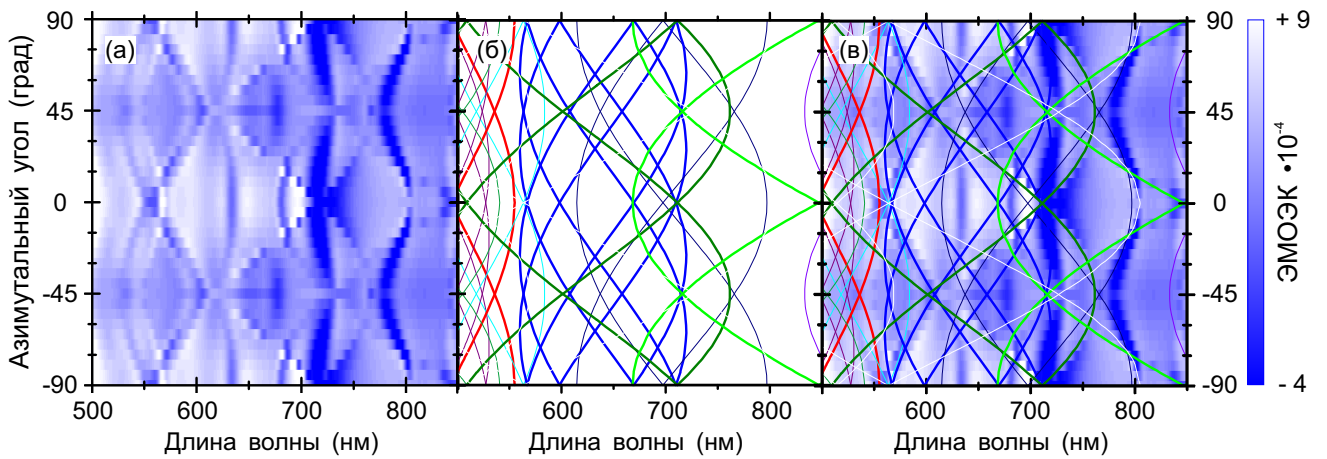


Рис. 78: (а) Азимутальные зависимости спектров ЭМОЭК при угле падения света $\alpha = 20^\circ$, полученные при помощи численного моделирования. (б) Аналитические кривые, соответствующие релеевским аномалиям, получающимся из уравнения (103). Цветом линий показаны различные порядки дифракции на нескольких интерфейсах системы, расшифровка цветов дана в табл. 1. (в) Сопоставление теоретических кривых графика (б) с расчетными данными графика (а).

На рисунке 78(а) представлена азимутальная зависимость спектров ЭМОЭК, полученная при помощи численного моделирования. Из графика следует, что при изменении азимутального угла, действительно, меняется спектральный отклик магнитооптического эффекта. В рассматриваемом образце, как было не раз отмечено, есть несколько границ раздела и мест дифракции. Для ответа на вопрос, для какой длины волны какого типа и какого порядка возбуждается дифракция, были рассчитаны по формуле (103) положения релеевских аномалий (см. рис. 78(б)). Расшифровка цветовых обозначений приведена в таблице 1. На рисунке 78(в) представлены результаты совмещения теоретических кривых с численным моделированием. Сопоставление этих данных говорит о том, что зависимости, полученные в эксперименте, правдивы. Наблюдается согласие данных, полученных путем аналитических формул, при помощи численного моделирования и продемонстрированных экспериментально. Таким образом, показано, что в субволновых магнитноплазмонных двумерных периодических решетках возможно реализовать управление спектром экваториального магнитооптического эффекта Керра.

4. Выводы к главе

Экспериментально реализовано управление величиной и спектральным положением резонансного экваториального магнитооптического эффекта Керра в двумерных магнитноплазмонных решетках в условиях резонансного возбуждения локализованных плазмонов, волноводных мод и их гибридизацией с дифракционными макси-

мумами. Показано, что управляющими параметрами являются угол падения излучения, азимутальный угол поворота образца и длина волны излучения. Величина экваториального магнитооптического эффекта Керра, измеренная в работе, может быть изменена от $\delta = -3 \cdot 10^{-4}$ до $\delta = 4 \cdot 10^{-4}$ при коэффициенте пропускания 60-70%.

Заклучение

Научные исследования, проведенные в рамках диссертационной работы, направлены на экспериментальное и численное изучение магнитооптических эффектов в гиротропных наноструктурах. Продемонстрированы поляризационные и интенсивностные изменения оптического отклика при приложении внешнего магнитного поля, в том числе с временным разрешением на фемтосекундном масштабе. Основные результаты работы можно сформулировать следующим образом:

1. Экспериментально и численно обнаружена временная зависимость фарадеевского вращения в магнитофотонных кристаллах различной добротности внутри одиночного фемтосекундного импульса в условиях медленного света. Показано, что динамика эффекта Фарадея определяется длиной волны лазерного импульса, его длительностью и временем, проведенным импульсом внутри среды. Относительное изменение величины фарадеевского вращения, нормированное на стационарное значение, составляет 0.2 для высокодобротных магнитофотонных кристаллов и 0.02 для низкодобротных.
2. Впервые экспериментально и численно исследовано явление усиления магнитооптических эффектов в магнитофотонных метаповерхностях при возбуждении резонансов Ми. Величина интенсивностного магнитооптического эффекта от двумерного массива гибридных нанодисков никель/кремний в геометрии Фохта на пропускание достигает величины $|\delta| = 5 \cdot 10^{-3}$ при возбуждении магнитодипольного резонанса Ми, что в 5 раз превышает величину эффекта от плоской неструктурированной ферромагнитной пленки такой же толщины. Показано, что при приложении внешнего магнитного поля в магнитофотонных метаповерхностях из нанодисков никеля/кремния относительное изменение коэффициента пропускания составляет 0.2. Эффект объясняется гибридизацией электрического и магнитного дипольных резонансов Ми. Величина удельного фарадеевского вращения составляет $300^\circ/\text{мкм}$. Эффект достигается за счет спектрального перекрытия и гибридизации электро- и магнитодипольных резонансов Ми, меняющих индикатриссу рассеяния: увеличение рассеяния вперед и подавление рассеяния назад.
3. Экспериментально реализовано управление величиной и спектральным положением резонансного экваториального магнитооптического эффекта Керра в двумерных магнитоплазмонных решетках в условиях резонансного возбуждения локализованных плазмонов, волноводных мод и их гибридизацией с дифракционными максимумами. Показано, что управляющими параметрами являются угол падения излучения, азимутальный угол поворота образца и длина волны излучения. Величина экваториального магнитооптического эффекта

Керра, измеренная в работе, может быть изменена от $\delta = -3 \cdot 10^{-4}$ до $\delta = 4 \cdot 10^{-4}$ при коэффициенте пропускания 60-70%.

Список обозначений

- α — угол падения
 β — угол преломления
 ξ — эллиптичность
 ε — тензор диэлектрической проницаемости
 μ — тензор магнитной проницаемости
 θ — угол поворота плоскости поляризации (угол поворота большой полуоси эллипса)
 θ_d — удельное фарадеевское вращение
 χ_m — магнитная восприимчивость
 φ — азимутальный угол
 Θ — комплексный поворот плоскости поляризации
 $\vec{G}$ — вектор обратной решетки
 $\vec{M}$ — вектор намагниченности
 P — период
 $Q = g/\varepsilon$ — магнитный фактор (параметр Фохта)
 $\vec{g}$ — вектор гирации
 m — порядок дифракции
 n — показатель преломления
BI:YIG — железо-иттриевый гранат, допированный висмутом
FDTD — finite-difference time-domain, конечных разностей во временной области
АСМ — атомно-силовая микроскопия
МОЭК — магнитооптический эффект Керра
МФК — магнитофотонный кристалл
СГС — сантиметр, грамм, секунда
СИ — международная система единиц
СЭМ — сканирующая электронная микроскопия
ЭМОЭК — экваториальный магнитооптический эффект Керра

Благодарности

Низкий поклон моему научному руководителю Андрею Анатольевичу Федянину за то, что открыл для меня удивительный мир науки. Пожалуй, решающую роль в моей деятельности стал один из его первых вопросов при нашем знакомстве: "Кем вы себя чувствуете в душе: теоретиком или экспериментатором?". Подумав, я осознал, что к эксперименту испытываю больше симпатий. Оценивая ситуацию сейчас, спустя более 10 лет работы в лаборатории нанооптики и метаматериалов, я понимаю, что сделал правильный выбор. Большое спасибо за мотивирующие слова, за огонь в глазах при рассказе о текущих исследованиях, о предстоящих задачах. Эта страсть к науке, думаю, зажгла и меня. Мне хотелось открыть что-то новое, быть таким же увлеченным. Хочу выразить благодарность за интересные и актуальные научные задачи, за возможность реализовать их и раскрыться самому. За побуждающие к действию наставления, за обсуждение получающегося и не получающегося, за желание помочь, объяснить, подсказать, как преодолеть трудности.

Я благодарен Т.В. Долговой, которая провела немало часов рядом со мной у установок, воспитывая во мне физика-экспериментатора, за помощь в становлении меня как ученого. Хочу сказать спасибо сотрудникам лаборатории А.В. Четвертухину и М.И. Шариповой, которые всегда готовы подставить плечо, протянуть руку помощи и подсказать, как следует поступить. Я испытываю чувство благодарности к А.Г. Жданову и А.А. Грунину, которые давали советы, были рады помочь словом и поделиться своим бесценным опытом проведения эксперимента. Спасибо моим бывшим студентам М.Г. Барсуковой и Г.А. Шеину за то, что выручали меня, с ними вместе мы доводили результаты до идеала. Спасибо всему коллективу лаборатории за добрую и дружественную атмосферу.

Немалую роль в появлении на свет моей диссертации сыграли коллеги из дружественных лабораторий и университетов. Хочу поблагодарить кафедру магнетизма физического факультета МГУ за помощь с измерением петель гистерезиса и лично Н.С. Перова; своего однокурсника С.А. Дагесяна, сотрудника лаборатории криоэлектроники физического факультета МГУ, за помощь с изготовлением и характеристикой образцов; А.А. Ежова за атомно-силовую микроскопию образцов; БФУ им. Канта в лице В.В. Родионовой и В.К. Беляева за объяснение тонкостей магнитных явлений; ФТИАН в лице Н.А. Орликовского за сканирующую электронную микроскопию образцов; КФУ им. В.И. Вернадского в лице А.Н. Шапошникова, Технологический университет Тойохаши и Австралийский национальный университет за изготовление образцов.

Я благодарен кафедре квантовой электроники и ее сотрудникам за чтение интересных семинаров, курсов и лекций по широкому профилю различных областей

физики. Благодаря им я расширил свой кругозор, научился критически мыслить, анализировать, рассматривать предельные случаи различных моделей, что, несомненно, положительно отразилось на моей работе над диссертацией.

Разумеется, я хочу поблагодарить своих друзей — одноклассников, соавторов, а теперь уже и коллег-сотрудников А.С. Шорохова, В.В. Зубюк и М.Н. Ромодину за многочисленные научные дискуссии, коллективный разум, обсуждение подготовки эксперимента и анализа полученных результатов. Спасибо вам, друзья, что в нужный момент вы были рядом, были открыты и всегда помогали не только в науке, но и в жизни.

Я хочу сказать спасибо своей семье: родителям, которые поверили в меня и настояли на моем обучении в МГУ; жене, которая с пониманием относилась к моим задержкам в лаборатории и поздним возвращениям домой, помогала и направляла меня, когда я старался объяснить трудные вещи простыми и понятными словами. Бабушкам и дедушке, которые в каждом нашем разговоре говорили, насколько гордятся мной, насколько важно то, чем я занимаюсь, и насколько они рады, что мне нравится моя деятельность.

Без всех тех, кто назван выше, не состоялась бы эта научная работа.

Список литературы

- [1] *Yablonovitch E., Gmitter T.J.* Photonic band structure: the face-centered-cubic case // *Phys. Rev. Lett.* — 1989. — Vol. 63, no. 18. — P. 1950.
- [2] *Fan X., White I. M., Shopova S. I. et al.* Sensitive optical biosensors for unlabeled targets: A review // *Anal. Chim. Acta.* — 2008. — Vol. 620, no. 1. — P. 8.
- [3] *Kosaka H., Kawashima T., Tomita A. et al.* Superprism phenomena in photonic crystals // *Phys. Rev. B.* — 1998. — Vol. 58, no. 16. — P. R10096.
- [4] *Vlasov Y.A., O'Boyle M., Hamann H.F., McNab S.J.* Active control of slow light on a chip with photonic crystal waveguides // *Nature.* — 2005. — Vol. 438, no. 7064. — P. 65.
- [5] *Lodahl P., Van Driel A.F., Nikolaev I.S. et al.* Controlling the dynamics of spontaneous emission from quantum dots by photonic crystals // *Nature.* — 2004. — Vol. 430, no. 7000. — P. 654.
- [6] *Martorell J., Vilaseca R., Corbalan R.* Second harmonic generation in a photonic crystal // *Appl. Phys. Lett.* — 1997. — Vol. 70, no. 6. — P. 702.
- [7] *Berger V.* Nonlinear photonic crystals // *Phys. Rev. Lett.* — 1998. — Vol. 81, no. 19. — P. 4136.
- [8] *Dolgova T.V., Maidikovski A.I., Martemyanov M.G. et al.* Giant microcavity enhancement of second-harmonic generation in all-silicon photonic crystals // *Appl. Phys. Lett.* — 2002. — Vol. 81, no. 15. — P. 2725.
- [9] *Knight J.C., Arriaga J., Birks T.A. et al.* Anomalous dispersion in photonic crystal fiber // *IEEE Photonics Technol. Lett.* — 2000. — Vol. 12, no. 7. — P. 807.
- [10] *Fedyanin A.A., Aktsipetrov O.A., Kobayashi D. et al.* Enhanced Faraday and nonlinear magneto-optical Kerr effects in magnetophotonic crystals // *J. Magn. Magn. Mater.* — 2004. — Vol. 282. — P. 256.
- [11] *Inoue M., Fujikawa R., Baryshev A. et al.* Magnetophotonic crystals // *J. Phys. D.* — 2006. — Vol. 39, no. 8. — P. R151.
- [12] *Inoue M., Levy M., Baryshev A.V.* Magnetophotonics: from theory to applications. — Springer Science & Business Media, 2013.

- [13] Майер С.А. Плазмоника: теория и приложения. — НИЦ: Регулярная и хаотическая динамика, 2011.
- [14] Moskovits M. Surface-enhanced spectroscopy // *Rev. Mod. Phys.* — 1985. — Vol. 57, no. 3. — P. 783.
- [15] Campion A., Kambhampati P. Surface-enhanced Raman scattering // *Chem. Soc. Rev.* — 1998. — Vol. 27, no. 4. — P. 241.
- [16] Chen C.K., De Castro A.R.B., Shen Y.R. Surface-enhanced second-harmonic generation // *Phys. Rev. Lett.* — 1981. — Vol. 46, no. 2. — P. 145.
- [17] Aktsipetrov O.A., Dubinina E.M., Elovikov S.S. et al. The electromagnetic (classical) mechanism of surface enhanced second harmonic generation and Raman scattering in island films // *Solid State Commun.* — 1989. — Vol. 70, no. 11. — P. 1021.
- [18] Derkacs D., Lim S.H., Matheu P. et al. Improved performance of amorphous silicon solar cells via scattering from surface plasmon polaritons in nearby metallic nanoparticles // *Appl. Phys. Lett.* — 2006. — Vol. 89, no. 9. — P. 93103.
- [19] Aktsipetrov O.A., Baranova I.M., Dubinina E.M. et al. The new mechanism of surface-enhanced second harmonic generation in small metallic particles // *Phys. Lett. A.* — 1986. — Vol. 117, no. 5. — P. 239.
- [20] Ushioda S., Uehara Y., Kuwahara M. STM light emission spectroscopy of Au film // *Appl. Surf. Scie.* — 1992. — Vol. 60. — P. 448.
- [21] Mal'shukov A.G. Surface-enhanced Raman scattering. The present status // *Phys. Rep.* — 1990. — Vol. 194, no. 5. — P. 343.
- [22] Murzina T.V., Kolmychek I.A., Nikulin A.A. et al. Plasmonic and magnetic effects accompanying optical second-harmonic generation in Au/Co/Au nanodisks // *JETP Lett.* — 2009. — Vol. 90, no. 7. — P. 504.
- [23] Grunin A.A., Chetvertukhin A.V., Dolgova T.V. et al. Magnetoplasmonic crystals based on commercial digital discs // *J. Appl. Phys.* — 2013. — Vol. 113, no. 17. — P. 17A946.
- [24] Baryshev A.V., Uchida H., Inoue M. Peculiarities of plasmon-modified magneto-optical response of gold-garnet structures // *J. Opt. Soc. Am. B.* — 2013. — Vol. 30, no. 9. — P. 2371.

- [25] *Chetvertukhin A.V., Musorin A.I., Dolgova T.V. et al.* Transverse magneto-optical Kerr effect in 2D gold–garnet nanogratings // *J. Magn. Magn. Mater.* — 2015. — Vol. 383. — P. 110.
- [26] *Jahani S., Jacob Z.* All-dielectric metamaterials // *Nature Nanotech.* — 2016. — Vol. 11, no. 1. — Pp. 23–36.
- [27] *Staude I., Miroshnichenko A.E., Decker M. et al.* Tailoring directional scattering through magnetic and electric resonances in subwavelength silicon nanodisks // *ACS Nano.* — 2013. — Vol. 7, no. 9. — P. 7824.
- [28] *Decker M., Staude I., Falkner M. et al.* High-efficiency dielectric Huygens' surfaces // *Adv. Opt. Mater.* — 2015. — Vol. 3, no. 6. — P. 813.
- [29] *Yu Y.F., Zhu A.Y., Paniagua-Domínguez R. et al.* High-transmission dielectric metasurface with 2π phase control at visible wavelengths // *Las. Photon. Rev.* — 2015. — Vol. 9, no. 4. — Pp. 412–418.
- [30] *Khorasaninejad M., Chen W.T., Devlin R.C. et al.* Metalenses at visible wavelengths: Diffraction-limited focusing and subwavelength resolution imaging // *Science.* — 2016. — Vol. 352, no. 6290. — Pp. 1190–1194.
- [31] *Kruk S., Hopkins B., Kravchenko I. et al.* Broadband highly-efficient dielectric metadevices for polarization control // *APL Photon.* — 2016. — Vol. 1. — P. 030801.
- [32] *Chong K.E., Wang L., Staude I. et al.* Polarization-independent silicon metadevices for efficient optical wavefront control // *Nano Lett.* — 2015. — Vol. 15, no. 8. — Pp. 5369–5374.
- [33] *Chong K.E., Wang L., Staude I. et al.* Efficient Polarization-Insensitive Complex Wavefront Control Using Huygens' Metasurfaces Based on Dielectric Resonant Meta-atoms // *ACS Photonics.* — 2016. — Vol. 3, no. 4. — Pp. 514–519.
- [34] *Kirilyuk A., Kimel A.V., Rasing Th.* Ultrafast optical manipulation of magnetic order // *Rev. Mod. Phys.* — 2010. — Vol. 82, no. 3. — P. 2731.
- [35] *Kimel A.V., Kirilyuk A., Usachev P.A. et al.* Ultrafast non-thermal control of magnetization by instantaneous photomagnetic pulses // *Nature.* — 2005. — Vol. 435, no. 7042. — P. 655.
- [36] *Stanciu C.D., Hansteen F., Kimel A.V. et al.* All-optical magnetic recording with circularly polarized light // *Phys. Rev. Lett.* — 2007. — Vol. 99, no. 4. — P. 047601.

- [37] Barsukova M. G., Shorokhov A. S., Musorin A. I. et al. Magneto-optical response enhanced by Mie resonances in nanoantennas // *ACS Photonics*. — 2017. — Vol. 4, no. 10. — P. 2390.
- [38] Musorin A. I., Sharipova M. I., Dolgova T. V. et al. Ultrafast Faraday rotation of slow light // *Phys. Rev. Appl.* — 2016. — Vol. 6, no. 2. — P. 024012.
- [39] Romodina M.N., Soboleva I.V., Musorin A.I. et al. Bloch-surface-wave-induced Fano resonance in magnetophotonic crystals // *Phys. Rev. B*. — 2017. — Vol. 96, no. 8. — P. 081401.
- [40] Musorin A.I., Barsukova M.G., Shorokhov A.S. et al. Manipulating the light intensity by magnetophotonic metasurfaces // *J. Magn. Magn. Mater.* — 2018. — Vol. 459. — P. 165.
- [41] Sharipova M.I., Musorin A.I., Dolgova T.V., Fedyanin A.A. Ultrafast dynamics of Faraday rotation in thin films // *SPIE Proc.* — 2015. — Vol. 9502. — Pp. 95020O–1.
- [42] Soboleva I.V., Romodina M.N., Musorin A.I. et al. Bloch-surface-waves-induced Fano resonance in magneto-optical response of magnetophotonic crystals // *SPIE Proc.* — 2017. — Vol. 10112. — Pp. 1011210–1.
- [43] Barsukova M.G., Shorokhov A.S., Musorin A.I., Fedyanin A.A. Enhanced magneto-optical effects in dielectric Mie-resonant metasurfaces // *SPIE Proc.* — 2018. — Vol. 10671. — P. 106711W.
- [44] Musorin A.I., Barsukova M.G., Shorokhov A.S. et al. The correlation between magneto-optical response and magnetic dipole resonance excitation in subwavelength silicon-nickel nanogratings // *AIP Conf. Proc.* — 2017. — Vol. 1874, no. 1. — P. 030026.
- [45] Мусорин А. И., Перепелкин П. В., Шарипова М.И. et al. Поляризационно-чувствительная корреляционная спектроскопия фемтосекундной динамики эффекта Фарадея // *Изв. РАН. Сер. физ.* — 2014. — Vol. 78, no. 1. — Pp. 72–77.
- [46] Soboleva I.V., Romodina M.N., Musorin A.I., Fedyanin A.A. Bloch-surface-waves induced Fano resonance in magneto-optical response of magnetophotonic crystals // *Ж. Прикл. Спектр.* — 2016. — Vol. 83, no. 6-16. — Pp. 155–156.
- [47] Musorin A.I., Sharipova M.I., Dolgova T.V. et al. Femtosecond intrapulse evolution of Faraday rotation in magnetophotonic crystals // *Ж. Прикл. Спектр.* — 2016. — Vol. 83, no. 6-16. — Pp. 146–147.

- [48] *Shein G.A., Musorin A.I., Chetvertukhin A.V. et al.* Tunable transverse magneto-optical Kerr effect in 2D gold-garnet nanogratings // *Ж. Прикл. Спектр.* — 2016. — Vol. 83, no. 6-16. — Pp. 159–159.
- [49] *Barsukova M.G., Musorin A.I., Shorokhov A.S. et al.* Enhanced magneto-optics with Mie-resonant dielectric nanostructures // *Ж. Прикл. Спектр.* — 2016. — Vol. 83, no. 6-16. — P. 88.
- [50] *Зубюк В.В., Мусорин А.И., Четвертухин А.В. et al.* Патент 2620026 С1 РФ, МПК G 02 F 1/00. — N 2015151438; Заяв. 01.12.2015; Оpubл. 22.05.2017, Бюл. № 25; Приоритет 01.12.2015. Способ модуляции интенсивности электромагнитного излучения с помощью магнитоплазмонного кристалла.
- [51] *Buschow K.H.J.* Handbook of magnetic materials. — Elsevier, 2003. — Vol. 15.
- [52] *Hiebert W.K., Stankiewicz A., Freeman M.R.* Direct observation of magnetic relaxation in a small permalloy disk by time-resolved scanning Kerr microscopy // *Phys. Rev. Lett.* — 1997. — Vol. 79, no. 6. — P. 1134.
- [53] *Лифшиц Е.М., Питаевский Л.П.* Теоретическая физика. Физическая кинетика. — М.: Наука, 1979. — Vol. 10.
- [54] *Джесксон Дж.* Классическая электродинамика. — М.: Мир, 1965.
- [55] *Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М.* Теоретическая физика. Электродинамика сплошных сред. — М.: Наука, 1982. — Vol. 8.
- [56] *Звездин А.К., Котов В.А.* Магнитооптика тонких пленок. — М.: Наука, 1988.
- [57] *Armelles G., Cebollada A., García-Martín A., González M.U.* Magnetoplasmonics: combining magnetic and plasmonic functionalities // *Adv. Opt. Mater.* — 2013. — Vol. 1, no. 1. — Pp. 10–35.
- [58] *Кринчик Г.С.* Физика магнитных явлений. — М.: Изд-во Моск. ун-та, 1976.
- [59] *Zvezdin A.K., Kotov V.A.* Modern magneto-optics and magneto-optical materials. — CRC Press, 1997.
- [60] *Imhof A., Vos W.L., Sprik R., Lagendijk A.* Large dispersive effects near the band edges of photonic crystals // *Phys. Rev. Lett.* — 1999. — Vol. 83, no. 15. — P. 2942.
- [61] *Baba T.* Slow light in photonic crystals // *Nat. Photonics.* — 2008. — Vol. 2, no. 8. — P. 465.

- [62] *Jorgensen M.R., Butler E.S., Bartl M.H.* Controlling spontaneous emission in bioreplica photonic crystals // *SPIE Proc.* — 2012. — Vol. 8339. — P. 83390Z.
- [63] *Bahl M., Panoiu N.C., Osgood Jr R.M.* Nonlinear optical effects in a two-dimensional photonic crystal containing one-dimensional Kerr defects // *Phys. Rev. E.* — 2003. — Vol. 67, no. 5. — P. 056604.
- [64] *Inoue M., Arai K., Fujii T., Abe M.* One-dimensional magnetophotonic crystals // *J. Appl. Phys.* — 1999. — Vol. 85, no. 8. — P. 5768.
- [65] *Chung K.H., Kato T., Mito S. et al.* Fabrication and characteristics of one-dimensional magnetophotonic crystals for magneto-optic spatial light phase modulators // *J. Appl. Phys.* — 2010. — Vol. 107, no. 9. — P. 09A930.
- [66] *Aktsipetrov O.A., Dolgova T.V., Fedyanin A.A. et al.* Magnetization-induced second-and third-harmonic generation in magnetophotonic crystals // *J. Opt. Soc. Am. B.* — 2005. — Vol. 22, no. 1. — P. 176.
- [67] *Raether H.* Surface plasmons on smooth surfaces. — Springer, 1988.
- [68] *Kelly K. L., Coronado E., Zhao L.L., Schatz G.C.* The optical properties of metal nanoparticles: the influence of size, shape, and dielectric environment // *J. Phys. Chem. B.* — 2003. — Vol. 107, no. 3. — Pp. 668–677.
- [69] *Zayats A.V., Smolyaninov I.I., Maradudin A.A.* Nano-optics of surface plasmon polaritons // *Phys. Rep.* — 2005. — Vol. 408, no. 3. — Pp. 131–314.
- [70] *Van de Hulst H.C.* Light scattering by small particles. — Courier Corporation, 1957.
- [71] *Murray W.A., Barnes W.L.* Plasmonic materials // *Adv. Mater.* — 2007. — Vol. 19, no. 22. — Pp. 3771–3782.
- [72] *Willems K.A., Van Duyne R.P.* Localized surface plasmon resonance spectroscopy and sensing // *Annu. Rev. Phys. Chem.* — 2007. — Vol. 58. — Pp. 267–297.
- [73] *Fan J.A., Wu C., Bao K. et al.* Self-assembled plasmonic nanoparticle clusters // *Science.* — 2010. — Vol. 328, no. 5982. — Pp. 1135–1138.
- [74] *Luk'yanchuk B., Zheludev N.I., Maier S.A. et al.* The Fano resonance in plasmonic nanostructures and metamaterials // *Nat. Mater.* — 2010. — Vol. 9, no. 9. — Pp. 707–715.

- [75] *Fano U.* Effects of configuration interaction on intensities and phase shifts // *Phys. Rev.* — 1961. — Vol. 124, no. 6. — P. 1866.
- [76] *Hui P.M., Stroud D.* Theory of Faraday rotation by dilute suspensions of small particles // *Appl. Phys. Lett.* — 1987. — Vol. 50, no. 15. — Pp. 950–952.
- [77] *Yusuf N.A., Rousan A.A., El-Ghanem H.M.* The wavelength dependence of Faraday rotation in magnetic fluids // *J. Appl. Phys.* — 1988. — Vol. 64, no. 5. — Pp. 2781–2782.
- [78] *González-Díaz J.B.a, García-Martín A., Armelles G. et al.* Enhanced magneto-optics and size effects in ferromagnetic nanowire arrays // *Adv. Mater.* — 2007. — Vol. 19, no. 18. — Pp. 2643–2647.
- [79] *Bonanni V., Bonetti S., Pakizeh T. et al.* Designer magnetoplasmonics with nickel nanoferromagnets // *Nano Lett.* — 2011. — Vol. 11, no. 12. — Pp. 5333–5338.
- [80] *Li Y., Zhang Q., Nurmikko A.V., Sun S.* Enhanced magneto-optical response in dumbbell-like Ag-CoFe₂O₄ nanoparticle pairs // *Nano Lett.* — 2005. — Vol. 5, no. 9. — Pp. 1689–1692.
- [81] *González-Díaz J.B.a, García-Martín A., García-Martín J.M. et al.* Plasmonic Au/Co/Au Nanosandwiches with Enhanced Magneto-optical Activity // *Small.* — 2008. — Vol. 4, no. 2. — Pp. 202–205.
- [82] *Tomita S., Kato T., Tsunashima S. et al.* Magneto-optical Kerr effects of yttrium-iron garnet thin films incorporating gold nanoparticles // *Phys. Rev. Lett.* — 2006. — Vol. 96, no. 16. — P. 167402.
- [83] *Uchida H., Masuda Y., Fujikawa R. et al.* Large enhancement of Faraday rotation by localized surface plasmon resonance in Au nanoparticles embedded in Bi: YIG film // *J. Magn. Magn. Mater.* — 2009. — Vol. 321, no. 7. — Pp. 843–845.
- [84] *Uchida H., Mizutani Y., Nakai Y. et al.* Garnet composite films with Au particles fabricated by repetitive formation for enhancement of Faraday effect // *J. Phys. D.* — 2011. — Vol. 44, no. 6. — P. 064014.
- [85] *Banthí J.C., Meneses-Rodríguez D., García F. et al.* High magneto-optical activity and low optical losses in metal-dielectric Au/Co/Au-SiO₂ magnetoplasmonic nanodisks // *Adv. Mater.* — 2012. — Vol. 24, no. 10.
- [86] *Armelles G., Cebollada A., García-Martín A. et al.* Magneto-optical properties of core-shell magneto-plasmonic Au-Co_x Fe_{3–x} O₄ nanowires // *Langmuir.* — 2012. — Vol. 28, no. 24. — Pp. 9127–9130.

- [87] Wang L., Clavero C., Huba Z. et al. Plasmonics and enhanced magneto-optics in core-shell Co-Ag nanoparticles // *Nano Lett.* — 2011. — Vol. 11, no. 3. — Pp. 1237–1240.
- [88] Sepúlveda B., González-Díaz J.B.a, García-Martín A. et al. Plasmon-induced magneto-optical activity in nanosized gold disks // *Phys. Rev. Lett.* — 2010. — Vol. 104, no. 14. — P. 147401.
- [89] Torrado J.F., González-Díaz J.B., González M.U. et al. Magneto-optical effects in interacting localized and propagating surface plasmon modes // *Opt. Express.* — 2010. — Vol. 18, no. 15. — Pp. 15635–15642.
- [90] Ferguson P.E., Stafsudd O.M., Wallis R.F. Enhancement of the transverse Kerr magneto-optic effect by surface magnetoplasma waves // *Physica B+C.* — 1977. — Vol. 89. — Pp. 91–94.
- [91] Olney R.D., Romagnoli R.J., Ferguson P.E. Optical and magneto-optical effects of surface plasma waves with damping in iron thin films // *J. Opt. Soc. Am. B.* — 1986. — Vol. 3, no. 11. — Pp. 1526–1528.
- [92] Safarov V.I., Kosobukin V.A., Hermann C. et al. Magneto-optical effects enhanced by surface plasmons in metallic multilayer films // *Phys. Rev. Lett.* — 1994. — Vol. 73, no. 26. — P. 3584.
- [93] Hermann C., Kosobukin V.A., Lampel G. et al. Surface-enhanced magneto-optics in metallic multilayer films // *Phys. Rev. B.* — 2001. — Vol. 64, no. 23. — P. 235422.
- [94] Barnes W.L., Preist T.W., Kitson S.C., Sambles J.R. Physical origin of photonic energy gaps in the propagation of surface plasmons on gratings // *Phys. Rev. B.* — 1996. — Vol. 54, no. 9. — P. 6227.
- [95] Barnes W.L., Preist T.W., Kitson S.C. et al. Photonic gaps in the dispersion of surface plasmons on gratings // *Phys. Rev. B.* — 1995. — Vol. 51, no. 16. — P. 11164.
- [96] Barnes W.L., Dereux A., Ebbesen Th.W. Surface plasmon subwavelength optics // *Nature.* — 2003. — Vol. 424, no. 6950. — Pp. 824–830.
- [97] Christ A., Zentgraf T., Kuhl J. et al. Optical properties of planar metallic photonic crystal structures: Experiment and theory // *Phys. Rev. B.* — 2004. — Vol. 70, no. 12. — P. 125113.

- [98] *Belotelov V.I., Doskolovich L.L., Zvezdin A.K.* Extraordinary magneto-optical effects and transmission through metal-dielectric plasmonic systems // *Phys. Rev. Lett.* — 2007. — Vol. 98, no. 7. — P. 077401.
- [99] *Chin J.Y., Steinle E., Wehls Th. et al.* Nonreciprocal plasmonics enables giant enhancement of thin-film Faraday rotation // *Nat. Commun.* — 2013. — Vol. 4. — P. 1599.
- [100] *Kreilkamp L.E., Belotelov V.I., Chin J.Y. et al.* Waveguide-plasmon polaritons enhance transverse magneto-optical Kerr effect // *Phys. Rev. X.* — 2013. — Vol. 3, no. 4. — P. 041019.
- [101] *Chekhov A.L., Krutyanskiy V.L., Shaimanov A.N. et al.* Wide tunability of magnetoplasmonic crystals due to excitation of multiple waveguide and plasmon modes // *Opt. Express.* — 2014. — Vol. 22, no. 15. — Pp. 17762–17768.
- [102] *Khokhlov N.E., Prokopov A.R., Shaposhnikov A.N. et al.* Photonic crystals with plasmonic patterns: novel type of the heterostructures for enhanced magneto-optical activity // *J. Phys. D.* — 2015. — Vol. 48, no. 9. — P. 095001.
- [103] *Belotelov V.I., Akimov I.A., Pohl M. et al.* Enhanced magneto-optical effects in magnetoplasmonic crystals // *Nature Nanotech.* — 2011. — Vol. 6, no. 6. — Pp. 370–376.
- [104] *Zhdanov A.G., Fedyanin A.A., Baryshev A.V. et al.* Wood's anomaly in two-dimensional plasmon-assisted magnetophotonic crystals // *SPIE Proc.* — 2007. — Vol. 6728. — P. 67282V.
- [105] *Chetvertukhin A.V., Baryshev A.V., Uchida H. et al.* Resonant surface magnetoplasmons in two-dimensional magnetoplasmonic crystals excited in Faraday configuration // *J. Appl. Phys.* — 2012. — Vol. 111, no. 7. — P. 07A946.
- [106] *Chetvertukhin A.V., Grunin A.A., Dolgova T.V. et al.* Transversal magneto-optical Kerr effect in two-dimensional nickel magnetoplasmonic crystals // *J. Appl. Phys.* — 2013. — Vol. 113, no. 17. — Pp. 17A942–17A942.
- [107] *Grunin A.A., Zhdanov A.G., Ezhov A.A. et al.* Surface-plasmon-induced enhancement of magneto-optical Kerr effect in all-nickel subwavelength nanogratings // *Appl. Phys. Lett.* — 2010. — Vol. 97, no. 26. — P. 261908.
- [108] *Grunin A.A., Sapoletova N.A., Napolskii K.S. et al.* Magnetoplasmonic nanostructures based on nickel inverse opal slabs // *J. Appl. Phys.* — 2012. — Vol. 111, no. 7. — P. 07A948.

- [109] *Caballero B., García-Martín A., Cuevas J.C.* Faraday effect in hybrid magneto-plasmonic photonic crystals // *Opt. Express.* — 2015. — Vol. 23, no. 17. — Pp. 22238–22249.
- [110] *Khanikaev A.B., Baryshev A.V., Fedyanin A.A. et al.* Anomalous Faraday effect of a system with extraordinary optical transmittance // *Opt. Express.* — 2007. — Vol. 15, no. 11. — Pp. 6612–6622.
- [111] *Clavero C., Yang K., Skuza J.R., Lukaszew R.A.* Magnetic field modulation of intense surface plasmon polaritons // *Opt. Express.* — 2010. — Vol. 18, no. 8. — Pp. 7743–7752.
- [112] *Grunin A.A., Chetvertukhin A.V., Dolgova T.V. et al.* Magnetoplasmonic crystals based on commercial digital discs // *J. Appl. Phys.* — 2013. — Vol. 113, no. 17. — P. 17A946.
- [113] *González-Díaz J.B., García-Martín A., Armelles G. et al.* Surface-magnetoplasmon nonreciprocity effects in noble-metal/ferromagnetic heterostructures // *Phys. Rev. B.* — 2007. — Vol. 76, no. 15. — P. 153402.
- [114] *Sepúlveda B., Calle A., Lechuga L.M., Armelles G.* Highly sensitive detection of biomolecules with the magneto-optic surface-plasmon-resonance sensor // *Opt. Lett.* — 2006. — Vol. 31, no. 8. — Pp. 1085–1087.
- [115] *Kabashin A.V., Evans P., Pastkovsky S. et al.* Plasmonic nanorod metamaterials for biosensing // *Nat. Mater.* — 2009. — Vol. 8, no. 11. — Pp. 867–871.
- [116] *Homola J., Yee S.S., Gauglitz G.* Surface plasmon resonance sensors: review // *Sens. Actuators B.* — 1999. — Vol. 54, no. 1. — Pp. 3–15.
- [117] *Grunin A.A., Mukha I.R., Chetvertukhin A.V., Fedyanin A.A.* Refractive index sensor based on magnetoplasmonic crystals // *J. Magn. Magn. Mater.* — 2016. — Vol. 415. — Pp. 72–76.
- [118] *Novotny L., Van Hulst N.* Antennas for light // *Nature Photon.* — 2011. — Vol. 5, no. 2. — Pp. 83–90.
- [119] *Gramotnev D.K., Bozhevolnyi S.I.* Plasmonics beyond the diffraction limit // *Nat. Photon.* — 2010. — Vol. 4, no. 2. — Pp. 83–91.
- [120] *Krasavin A.V., Zheludev N.I.* Active plasmonics: Controlling signals in Au/Ga waveguide using nanoscale structural transformations // *Appl. Phys. Lett.* — 2004. — Vol. 84, no. 8. — Pp. 1416–1418.

- [121] MacDonald K.F., Sármson Z.L., Stockman M.I., Zheludev N.I. Ultrafast active plasmonics // *Nature Photon.* — 2009. — Vol. 3, no. 1. — Pp. 55–58.
- [122] West P.R., Ishii S., Naik G.V. et al. Searching for better plasmonic materials // *Las. Photon. Rev.* — 2010. — Vol. 4, no. 6. — Pp. 795–808.
- [123] González-Díaz J.B., Sepúlveda B., García-Martín A., Armelles G. Cobalt dependence of the magneto-optical response in magnetoplasmonic nanodisks // *Appl. Phys. Lett.* — 2010. — Vol. 97, no. 4. — P. 043114.
- [124] Mie G. Beiträge zur Optik trüber Medien, speziell kolloidaler Metallösungen // *Annalen der physik.* — 1908. — Vol. 330, no. 3. — Pp. 377–445.
- [125] Bohren C.F., Huffman D.R. Absorption and scattering of light by small particles. — A Wiley-Interscience Publication, 1998.
- [126] Pendry J.B., Holden A. J., Robbins D.J., Stewart W.J. Magnetism from conductors and enhanced nonlinear phenomena // *IEEE Trans. Microw. Theory Tech.* — 1999. — Vol. 47, no. 11. — Pp. 2075–2084.
- [127] Kuznetsov A.I., Miroshnichenko A.E., Fu Y.H. et al. Magnetic light // *Sci. Rep.* — 2012. — Vol. 2. — P. srep00492.
- [128] Kuznetsov A.I., Miroshnichenko A.E., Brongersma M.L. et al. Optically resonant dielectric nanostructures // *Science.* — 2016. — Vol. 354, no. 6314. — P. aag2472.
- [129] Evlyukhin A.B., Reinhardt C., Seidel A. et al. Optical response features of Si-nanoparticle arrays // *Phys. Rev. B.* — 2010. — Vol. 82, no. 4. — P. 045404.
- [130] Evlyukhin A.B., Novikov S.M., Zywiets U. and Eriksen R.L. et al. Demonstration of magnetic dipole resonances of dielectric nanospheres in the visible region // *Nano Lett.* — 2012. — Vol. 12, no. 7. — Pp. 3749–3755.
- [131] Miroshnichenko A.E., Evlyukhin A.B., Yu Y.F. et al. Nonradiating anapole modes in dielectric nanoparticles // *Nat. Commun.* — 2015. — Vol. 6.
- [132] Papasimakis N., Fedotov V.A., Savinov V. et al. Electromagnetic toroidal excitations in matter and free space // *Nat. Mater.* — 2016. — Vol. 15, no. 3. — Pp. 263–271.
- [133] Luk'yanchuk B., Paniagua-Domínguez R., Kuznetsov A.I. et al. Hybrid anapole modes of high-index dielectric nanoparticles // *Phys. Rev. A.* — 2017. — Vol. 95, no. 6. — P. 063820.

- [134] Zenin V.A., Evlyukhin A.B., Novikov S.M. et al. Direct amplitude-phase near-field observation of higher-order anapole states // *Nano Lett.* — 2017. — Vol. 17. — P. 7152.
- [135] Miroschnichenko A.E., Flach S., Kivshar Y.S. Fano resonances in nanoscale structures // *Rev. Mod. Phys.* — 2010. — Vol. 82, no. 3. — P. 2257.
- [136] Vercruysse D., Sonnefraud Y., Verellen N. et al. Unidirectional side scattering of light by a single-element nanoantenna // *Nano Lett.* — 2013. — Vol. 13, no. 8. — Pp. 3843–3849.
- [137] Kerker M., Wang D.-S., Giles C.L. Electromagnetic scattering by magnetic spheres // *J. Opt. Soc. Am.* — 1983. — Vol. 73, no. 6. — Pp. 765–767.
- [138] Alu A., Engheta N. How does zero forward-scattering in magnetodielectric nanoparticles comply with the optical theorem? // *J. Nanophotonics.* — 2010. — Vol. 4. — P. 041590.
- [139] García-Cámara B., Saiz J. M., González F., Moreno F. Nanoparticles with unconventional scattering properties: size effects // *Opt. Commun.* — 2010. — Vol. 283, no. 3. — Pp. 490–496.
- [140] Shcherbakov M.R., Neshev D.N., Hopkins B. et al. Enhanced third-harmonic generation in silicon nanoparticles driven by magnetic response // *Nano Lett.* — 2014. — Vol. 14, no. 11. — Pp. 6488–6492.
- [141] Yang Y., Wang W., Boulesbaa A. et al. Nonlinear Fano-resonant dielectric metasurfaces // *Nano Lett.* — 2015. — Vol. 15, no. 11. — Pp. 7388–7393.
- [142] Liu S., Sinclair M.B., Saravi S. et al. Resonantly enhanced second-harmonic generation using III–V semiconductor all-dielectric metasurfaces // *Nano Lett.* — 2016. — Vol. 16, no. 9. — Pp. 5426–5432.
- [143] Gili V.F., Carletti L., Locatelli A. et al. Monolithic AlGaAs second-harmonic nanoantennas // *Opt. Express.* — 2016. — Vol. 24, no. 14. — Pp. 15965–15971.
- [144] Decker M., Staude I. Resonant dielectric nanostructures: a low-loss platform for functional nanophotonics // *J. Opt.* — 2016. — Vol. 18, no. 10. — P. 103001.
- [145] Yang Y., Wang W., Moitra P. et al. Dielectric meta-reflectarray for broadband linear polarization conversion and optical vortex generation // *Nano Lett.* — 2014. — Vol. 14, no. 3. — P. 1394.

- [146] *Liu S., Sinclair M.B., Mahony T.S. et al.* Optical magnetic mirrors without metals // *Optica*. — 2014. — Vol. 1, no. 4. — Pp. 250–256.
- [147] *Paniagua-Domínguez R., Yu Y.F., Miroshnichenko A.E. et al.* Generalized Brewster effect in dielectric metasurfaces // *Nat. Commun.* — 2016. — Vol. 7.
- [148] *Krasnok A.E., Miroshnichenko A.E., Belov P.A., Kivshar Y.S.* All-dielectric optical nanoantennas // *Opt. Express*. — 2012. — Vol. 20, no. 18. — Pp. 20599–20604.
- [149] *Filonov D.S., Krasnok A.E., Slobozhanyuk A.P. et al.* Experimental verification of the concept of all-dielectric nanoantennas // *Appl. Phys. Lett.* — 2012. — Vol. 100, no. 20. — P. 201113.
- [150] *Aieta Francesco, Genevet Patrice, Kats Mikhail A et al.* Aberration-free ultrathin flat lenses and axicons at telecom wavelengths based on plasmonic metasurfaces // *Nano Lett.* — 2012. — Vol. 12, no. 9. — Pp. 4932–4936.
- [151] *Zhao Y., Belkin M.A., Alù A.* Twisted optical metamaterials for planarized ultrathin broadband circular polarizers // *Nat. Commun.* — 2012. — Vol. 3. — P. 870.
- [152] *Byrnes S.J., Leneff A., Aieta F., Capasso F.* Designing large, high-efficiency, high-numerical-aperture, transmissive meta-lenses for visible light // *Opt. Express*. — 2016. — Vol. 24, no. 5. — Pp. 5110–5124.
- [153] *Yang Y., Kravchenko I.I., Briggs D. P., Valentine J.* All-dielectric metasurface analogue of electromagnetically induced transparency // *Nat. Commun.* — 2014. — Vol. 5. — P. 5753.
- [154] *Khorasaninejad M., Aieta F., Kanhaiya P. et al.* Achromatic metasurface lens at telecommunication wavelengths // *Nano Lett.* — 2015. — Vol. 15, no. 8. — Pp. 5358–5362.
- [155] *Khorasaninejad M. and Zhu W., Crozier K.B.* Efficient polarization beam splitter pixels based on a dielectric metasurface // *Optica*. — 2015. — Vol. 2, no. 4. — Pp. 376–382.
- [156] *Aieta F., Kats M.A., Genevet P., Capasso F.* Multiwavelength achromatic metasurfaces by dispersive phase compensation // *Science*. — 2015. — Vol. 347, no. 6228. — Pp. 1342–1345.
- [157] *Sautter J., Staude I., Decker M. et al.* Active tuning of all-dielectric metasurfaces // *ACS Nano*. — 2015. — Vol. 9, no. 4. — Pp. 4308–4315.

- [158] *Iyer P.P., Pendharkar M., Schuller J.A.* Electrically reconfigurable metasurfaces using heterojunction resonators // *Adv. Opt. Mater.* — 2016. — Vol. 4, no. 10. — Pp. 1582–1588.
- [159] *Gutruf P., Zou C., Withayachumnankul W. et al.* Mechanically tunable dielectric resonator metasurfaces at visible frequencies // *ACS Nano*. — 2015. — Vol. 10, no. 1. — Pp. 133–141.
- [160] *Shcherbakov M.R., Vabishchevich P.P., Shorokhov A.S. et al.* Ultrafast all-optical switching with magnetic resonances in nonlinear dielectric nanostructures // *Nano Lett.* — 2015. — Vol. 15, no. 10. — Pp. 6985–6990.
- [161] *Shcherbakov M. R., Liu S., Zubyyuk V. V. et al.* Ultrafast all-optical tuning of direct-gap semiconductor metasurfaces // *Nat. Commun.* — 2017. — Vol. 8. — P. 1.
- [162] *Beaurepaire E., Merle J.-C., Daunois A., Bigot J.-Y.* Ultrafast spin dynamics in ferromagnetic nickel // *Phys. Rev. Lett.* — 1996. — Vol. 76, no. 22. — P. 4250.
- [163] *Armstrong J.A.* Measurement of picosecond laser pulse widths // *Appl. Phys. Lett.* — 1967. — Vol. 10, no. 1. — P. 16.
- [164] *Roberts D.M., Gustafson T.L.* Time modulation techniques for picosecond to microsecond pump-probe experiments using synchronously pumped dye lasers // *Opt. Commun.* — 1986. — Vol. 56, no. 5. — Pp. 334–338.
- [165] *Bossini D., Belotelov V.I., Zvezdin A.K. et al.* Magnetoplasmonics and femtosecond optomagnetism at the nanoscale // *ACS Photonics*. — 2016. — Vol. 3, no. 8. — Pp. 1385–1400.
- [166] *Fann W.S., Storz R., Tom H.W.K., Bokor J.* Electron thermalization in gold // *Phys. Rev. B*. — 1992. — Vol. 46, no. 20. — P. 13592.
- [167] *Koopmans B., Malinowski G., Dalla Longa F. et al.* Explaining the paradoxical diversity of ultrafast laser-induced demagnetization // *Nat. Mater.* — 2010. — Vol. 9, no. 3. — Pp. 259–265.
- [168] *Battiato M., Carva K., Oppeneer P.M.* Superdiffusive spin transport as a mechanism of ultrafast demagnetization // *Phys. Rev. Lett.* — 2010. — Vol. 105, no. 2. — P. 027203.
- [169] *Pfau B., Schaffert S., Müller L. et al.* Ultrafast optical demagnetization manipulates nanoscale spin structure in domain walls // *Nat. Commun.* — 2012. — Vol. 3. — P. 1100.

- [170] *von Korff Schmising C., Pfau B., Schneider M. et al.* Imaging ultrafast demagnetization dynamics after a spatially localized optical excitation // *Phys. Rev. Lett.* — 2014. — Vol. 112, no. 21. — P. 217203.
- [171] *Wieczorek J., Eschenlohr A., Weidtmann B. et al.* Separation of ultrafast spin currents and spin-flip scattering in Co/Cu (001) driven by femtosecond laser excitation employing the complex magneto-optical Kerr effect // *Phys. Rev. B.* — 2015. — Vol. 92, no. 17. — P. 174410.
- [172] *Hsia C., Chen T., Son D.H.* Size-dependent ultrafast magnetization dynamics in iron oxide (Fe_3O_4) nanocrystals // *Nano Lett.* — 2008. — Vol. 8, no. 2. — Pp. 571–576.
- [173] *Ikemiya K., Konishi K., Fujii E. et al.* Self-assembly and plasmon-enhanced ultrafast magnetization of Ag–Co hybrid nanoparticles // *Opt. Mater. Express.* — 2014. — Vol. 4, no. 8. — Pp. 1564–1573.
- [174] *Vahaplar K., Kalashnikova A.M., Kimel A.V. et al.* Ultrafast path for optical magnetization reversal via a strongly nonequilibrium state // *Phys. Rev. Lett.* — 2009. — Vol. 103, no. 11. — P. 117201.
- [175] *Radu I., Vahaplar K., Stamm C. et al.* Transient ferromagnetic-like state mediating ultrafast reversal of antiferromagnetically coupled spins // *Nature.* — 2011. — Vol. 472, no. 7342. — Pp. 205–208.
- [176] *Le Guyader L.B.P.J., El Moussaoui S., Buzzi M. et al.* Demonstration of laser induced magnetization reversal in GdFeCo nanostructures // *Appl. Phys. Lett.* — 2012. — Vol. 101, no. 2. — P. 022410.
- [177] *Le Guyader L., Savoini M., El Moussaoui S. et al.* Nanoscale sub-100 picosecond all-optical magnetization switching in GdFeCo microstructures // *Nat. commun.* — 2015. — Vol. 6. — P. 5839.
- [178] *Koene B., Savoini M., Kimel A.V. et al.* Optical energy optimization at the nanoscale by near-field interference // *Appl. Phys. Lett.* — 2012. — Vol. 101, no. 1. — P. 013115.
- [179] *Liu T., Wang T., Reid A.H. et al.* Nanoscale confinement of all-optical magnetic switching in TbFeCo-competition with nanoscale heterogeneity // *Nano Lett.* — 2015. — Vol. 15, no. 10. — Pp. 6862–6868.

- [180] *Savoini M., Medapalli R., Koene B. et al.* Highly efficient all-optical switching of magnetization in GdFeCo microstructures by interference-enhanced absorption of light // *Phys. Rev. B.* — 2012. — Vol. 86, no. 14. — P. 140404.
- [181] *Sander D., Valenzuela S.O., Makarov D. et al.* The 2017 magnetism roadmap // *J. Phys. D.* — 2017. — Vol. 50, no. 36. — P. 363001.
- [182] *Taflove A., Hagness S.C.* Computational electrodynamics: the finite-difference time-domain method. — Artech house, 2005.
- [183] *Yee K.* Numerical solution of initial boundary value problems involving Maxwell's equations in isotropic media // *IEEE Trans. Antennas Propag.* — 1966. — Vol. 14, no. 3. — Pp. 302–307.
- [184] *Kato H., Matsushita T., Takayama A. et al.* Theoretical analysis of optical and magneto-optical properties of one-dimensional magnetophotonic crystals // *J. Appl. Phys.* — 2003. — Vol. 93, no. 7. — Pp. 3906–3911.
- [185] *Airy G.B.* On the intensity of light in the neighbourhood of a caustic // *Camb. Phil. Soc. Trans.* — 1838. — Vol. 6, no. 3. — Pp. 379–402.
- [186] *Ling H.Y.* Theoretical investigation of transmission through a Faraday-active Fabry-Perot etalon // *J. Opt. Soc. Am. A.* — 1994. — Vol. 11, no. 2. — Pp. 754–758.
- [187] *Hansen P., Krumme J.-P.* Magnetic and magneto-optical properties of garnet films // *Thin solid films.* — 1984. — Vol. 114, no. 1. — Pp. 69–107.
- [188] *Shcherbakov M.R., Vabishchevich P.P., Frolov A. Yu. et al.* Femtosecond intrapulse evolution of the magneto-optic Kerr effect in magnetoplasmonic crystals // *Phys. Rev. B.* — 2014. — Vol. 90, no. 20. — P. 201405.
- [189] *Steel M.J., Levy M., Osgood R.M.* Photonic bandgaps with defects and the enhancement of Faraday rotation // *J. Lightwave Technol.* — 2000. — Vol. 18, no. 9. — P. 1297.
- [190] *Isogai R., Nakamura Y., Takagi H. et al.* Thermomagnetic writing into magnetophotonic microcavities controlling thermal diffusion for volumetric magnetic holography // *Opt. Expr.* — 2016. — Vol. 24, no. 1. — Pp. 522–527.
- [191] *Nakamura K., Takagi H., Goto T. et al.* Improvement of diffraction efficiency of three-dimensional magneto-optic spatial light modulator with magnetophotonic crystal // *Appl. Phys. Lett.* — 2016. — Vol. 108, no. 2. — P. 022404.

- [192] *Brixner T., Krampert G., Pfeifer T. et al.* Quantum control by ultrafast polarization shaping // *Phys. Rev. Lett.* — 2004. — Vol. 92, no. 20. — P. 208301.
- [193] *De Sousa N., Froufe-Pérez L.S., Sáenz J.J., García-Martín A.* Magneto-optical activity in high index dielectric nanoantennas // *Sci. Rep.* — 2016. — Vol. 6. — P. 30803.
- [194] *Золотов Е.М., Куселев В.А., Сычугов В.А.* Оптические явления в тонкопленочных волноводах // *УФН.* — 1974. — Vol. 112, no. 2. — Pp. 231–273.
- [195] *Auguié B., Barnes W.L.* Collective resonances in gold nanoparticle arrays // *Phys. Rev. Lett.* — 2008. — Vol. 101, no. 14. — P. 143902.
- [196] *Marae-Djouda J., Caputo R., Mahi N. et al.* Angular plasmon response of gold nanoparticles arrays: approaching the Rayleigh limit // *Nanophotonics.* — 2017. — Vol. 6, no. 1. — P. 279.
- [197] *Meier M., Wokaun A., Liao P.F.* Enhanced fields on rough surfaces: dipolar interactions among particles of sizes exceeding the Rayleigh limit // *J. Opt. Soc. Am. B.* — 1985. — Vol. 2, no. 6. — Pp. 931–949.
- [198] *Wittekoek S., Popma T.J.A., Robertson J.M., Bongers P.F.* Magneto-optic spectra and the dielectric tensor elements of bismuth-substituted iron garnets at photon energies between 2.2-5.2 eV // *Phys. Rev. B.* — 1975. — Vol. 12, no. 7. — P. 2777.
- [199] *Johnson P.B., Christy R.W.* Optical constants of the noble metals // *Phys. Rev. B.* — 1972. — Vol. 6, no. 12. — P. 4370.
- [200] *Malitson I.H.* Interspecimen comparison of the refractive index of fused silica // *J. Opt. Soc. Am.* — 1965. — Vol. 55, no. 10. — Pp. 1205–1209.