

МОСКОВСКИЙ ГОСУДАРСТВЕННЫЙ УНИВЕРСИТЕТ
имени М. В. ЛОМОНОСОВА

На правах рукописи

Мусорин Александр Игоревич

**Статическая и фемтосекундная магнитооптика
магнитоплазмонных решеток, магнитофотонных
кристаллов и метаповерхностей**

01.04.21 — лазерная физика

АВТОРЕФЕРАТ

диссертации на соискание ученой степени
кандидата физико-математических наук

Москва – 2018

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

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

Официальные оппоненты: **Мишина Елена Дмитриевна**,
доктор физико-математических наук, профессор
Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего образования "МИРЭА - Российский технологический университет"

Перов Николай Сергеевич,
доктор физико-математических наук, профессор
Федеральное государственное образовательное учреждение высшего образования Московский государственный университет имени М.В. Ломоносова

Калашникова Александра Михайловна,
PhD, старший научный сотрудник
Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Физико-технический институт имени А.Ф. Иоффе Российской академии наук

Защита диссертации состоится « » _____ 2018 г. в _____ на заседании диссертационного совета МГУ.01.13 Московского государственного университета имени М. В. Ломоносова по адресу: 119991, Москва, Ленинские горы, д. 1, стр. 62, корпус нелинейной оптики, аудитория им. С.А. Ахманова.

E-mail: diss.sov.31@physics.msu.ru

С диссертацией можно ознакомиться в отделе диссертаций научной библиотеки МГУ имени М.В. Ломоносова (Ломоносовский пр-т, д. 27) и на сайте ИАС «ИСТИНА» https://istina.msu.ru/dissertation_councils/councils/33919655/.

Автореферат разослан « » _____ 2018 г.

Ученый секретарь
диссертационного совета МГУ.01.13,
кандидат физико-математических наук

А.А. Коновко

Общая характеристика работы

Диссертационная работа посвящена экспериментальному и теоретическому исследованию фемтосекундной динамики эффекта Фарадея в магнитнофотонных кристаллах, а также стационарных интенсивностных магнитооптических эффектов в магнитофотонных метаповерхностях и магнитоплазмонных нанорешетках. Особое внимание уделено эволюции магнитооптических эффектов на субпикосекундных временах при отсутствии мощной оптической накачки. Изучены магнитооптические эффекты в гибридных магнитофотонных метаповерхностях из никель-кремния и в упорядоченных плазмонных наносферах, погруженных в магнитный диэлектрик.

Актуальность заключается в фундаментальном интересе к эволюции магнитооптического отклика гиротропных наноструктур на масштабе фемтосекунд. Развитие данной области представляется перспективным для оптических телекоммуникационных сетей, так как направлено на решение проблемы создания новых миниатюрных сверхбыстрых оптических модуляторов, активных магнитофотонных наноустройств. Технологии изготовления наноструктур позволяют исследовать взаимодействие излучения с веществом на масштабах, меньших длины волны света. Наноразмерные фотонные элементы интегральных чипов делают возможным эффективное управление процессом взаимодействия света с веществом.

Возможность управления светом привлекает внимание ввиду высокой частоты электромагнитной волны. По аналогии с электроникой возникла наука фотоника, занимающаяся изучением генерации, детектирования, усиления, модуляции, передачи и обработки оптических сигналов и полей, а также разработкой методов создания оптических, электрооптических и оптоэлектронных устройств. Усиление оптических эффектов требует создания резонансных условий, для чего, принимая во внимание длины волн данного диапазона, нужны объекты с характерным размером микро- и нанометров. Среды с искусственным наноструктурированием позволяют сконцентрировать электромагнитное поле в объеме порядка нанообъекта. Чем сильнее локализация поля, тем больше величины оптических эффектов. Примером таких сред являются магнитофотонные кристаллы, плазмонные наноструктуры и нанообъекты из материалов с высоким показателем преломления.

Понимание механизмов взаимодействия света с зарядами, спинами, решеткой магнитных материалов представляет непростую и важную научную задачу. Магнитооптика является следствием спин-орбитального взаимодействия. Характерный временной масштаб спин-орбитального взаимодействия лежит в диапазоне субпикосекунд. Управление магнитным порядком с помощью электромагнитного излучения оптического диапазона является мощным фактором для развития спинтроники, систем хранения и обработки данных. Таким образом, представляет интерес изучение динамики магнитооптических эффектов на временах порядка фемтосекунд и субпикосекунд, т.е. фемтосекундной магнитооптики. Эксперименты без разрешения по времени в работе будем называть статической магнитооптикой.

Целью настоящей диссертационной работы является экспериментальное обнаружение фемтосекундной динамики магнитооптических эффектов в магнитофотонных кристаллах различной добротности, исследование спектральных характеристик оптического и магнитооптического откликов образцов магнитофотонных метаповерхностей и магнитоплазмонных нанорешеток.

Научная новизна работы состоит в следующем.

1. Впервые экспериментально продемонстрирована фемтосекундная динамика магнитооптического отклика одномерных низко- и высокодобротных магнитофотонных кристаллов на примере эффекта Фарадея внутри одиночного 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 резонанса Ми 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 локализованных 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 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 результаты могут быть использованы при разработке голографических дисплеев, устройств хранения и обработки данных, а также учтены при проектировании сенсоров.

Основные 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 магнитоплазменных решетках с магнитным диэлектрическим слоем в спектральной области гибридизации волноводных мод, локальных плазменных резонансов и дифракционных порядков экваториальный магнитооптический эффект Керра меняется резонансным образом в зависимости от угла падения излучения, азимутального угла поворота образца и длины волны излучения.

Личный вклад автора является определяющим. Результаты представленной диссертационной работы были получены либо автором самостоятельно, либо при его непосредственном участии, как то: сбор, юстировка, наладка экспериментальных установок, автоматизация эксперимента в программном обеспечении LabVIEW, получение и обработка экспериментальных данных, написание программ для расчета и проведение численного моделирования, аналитические вычисления. Публикации подготовлены при ключевом участии автора. Все эксперименты реализованы в Московском государственном университете на кафедре квантовой электроники физического факультета в Лаборатории нанооптики и метаматериалов.

Результаты работы апробированы на следующих международных конференциях: METANANO-2017, 2018; ICMAT-2016; CLEO-2017; PIERS-2017; SPIE-2018, 2015; MISM-2017, 2014; META-2014; Days on Diffraction – 2018, 2015, 2014; DICNMA-2013; ICONO/LAT-2016, 2013; MMM-2013.

Результаты работы являются оригинальными и опубликованы в 15 печатных работах [А-П], из них 6 статей в рецензируемых научных журналах, включенных в перечень ВАК [А-Е], и 1 патент [П].

Содержание работы

В первой главе диссертационной работы дается обзор литературы о возникновении и развитии магнитооптики, описаны магнитооптические эффекты, дано их теоретическое описание, способы усиления. Сделан анализ литературы за последние несколько десятилетий, посвященной магнитооптике в наноструктурированных материалах. Описаны основные достижения в области сверхбыстрой магнитооптики и оптомагнетизма. Наконец, приведены методы численного моделирования, которые использованы в дальнейшем при выполнении расчетов.

Вторая глава посвящена экспериментальному, теоретическому и числен-

ному исследованию фемтосекундной динамики магнитооптических эффектов наноструктурированных материалов (см. рис. 1). Приведены характеристики экспериментальных образцов, данные по их оптической и магнитооптической спектроскопии, представлены результаты измерения фемтосекундной динамики эффекта Фарадея для диапазона длин волн вблизи резонансных особенностей.

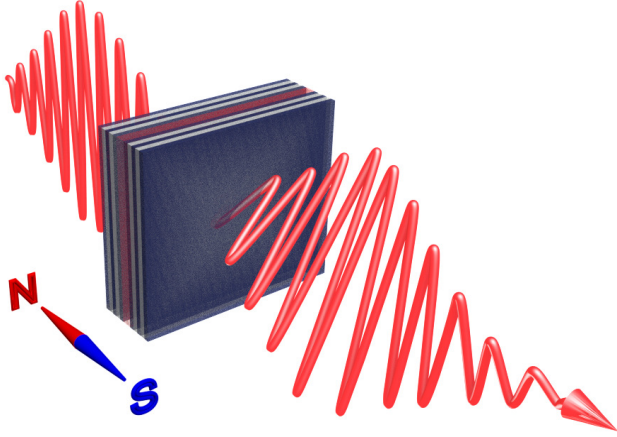


Рис. 1: Демонстрация эффекта Фарадея на фемтосекундном временном масштабе: наличие поворота плоскости поляризации внутри одиночного импульса, прошедшего магнитофотонный кристалл, помещенный во внешнее магнитное поле.

Для проведения экспериментов были выбраны образцы из полностью диэлектрических материалов. Рассмотрены два класса образцов: низкодобротные (тонкая магнитная пленка) и высокодобротные — магнитофотонные кристаллы (МФК), в которых можно добиться значительного усиления эффекта Фарадея за счет эффекта замедления света. Можно показать, что в случае волнового пакета эффект Фарадея θ определяется разницей обратных фазовой v_{ph} и групповой скоростей v_{gr} :

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

где Ω_L — ларморова частота, а d — толщина гиротропного материала. Угол поворота плоскости поляризации взаимно обратен величине групповой скорости: чем меньше групповая скорость, тем больше фарадеевское вращение.

На вставке рисунка 2(а) представлено полученное методом сканирующей электронной микроскопии изображение исследуемого магнитофотонного кристалла с одним магнитным слоем. Образец 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 — снова 5 пар слоев SiO_2/Ta_2O_5 .

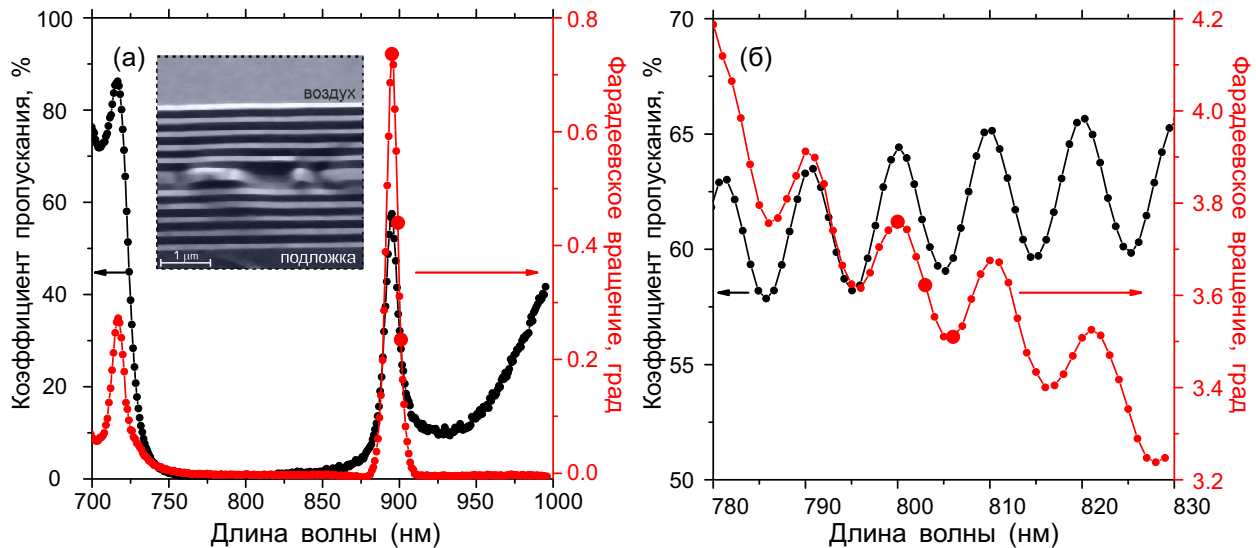


Рис. 2: Экспериментальные спектры коэффициента пропускания (черная линия) и фарадеевского вращения (красная линия) образцов (а) высокой и (б) низкой добротности. Вставка — СЭМ-изображение МФК.

Образец сделан в Технологическом университете Тойохаши, Япония.

На рисунке 2(а) представлена спектральная зависимость коэффициента пропускания МФК (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 данной длины волны и достигает значения 0.75° с величиной добротности 45. Для проведения временных измерений были выбраны три спектральные точки: максимум микрорезонаторной моды и две на склоне. Эти длины волн на графике отмечены 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-галлиевого граната $Gd_3Ga_2(GaO_4)_3$. Образец сделан в Крымском федеральном университете им. В.И. Вернадского.

На рисунке 2(б) показан экспериментальный спектр пропускания исследуемого образца (черная линия) и спектр фарадеевского вращения (красная

линия). Зависимости имеют спектральную периодичность благодаря интерференции Фабри-Перо. Абсолютные значения коэффициента пропускания лежат в диапазоне 55...65%. Уменьшение абсолютных значений фарадеевского вращения в длинноволновой части спектра вызвано уменьшением величины гирации, характерной для феррит-гранатовых пленок. Для проведения временных измерений были выбраны три спектральные точки, которые на графике отмечены тремя большими красными кругами: максимум осцилляции Фабри-Перо, минимум и промежуточное значение. Добротность данной структуры равна 2. Абсолютные значения фарадеевского вращения для пленки оказываются больше; удельная же величина, т. е. отношение угла поворота плоскости поляризации к толщине магнитного слоя, у МФК на порядок выше.

На рисунке 3 представлена схема экспериментальной установки по измерению фемтосекундной динамики эффекта Фарадея. Она базируется

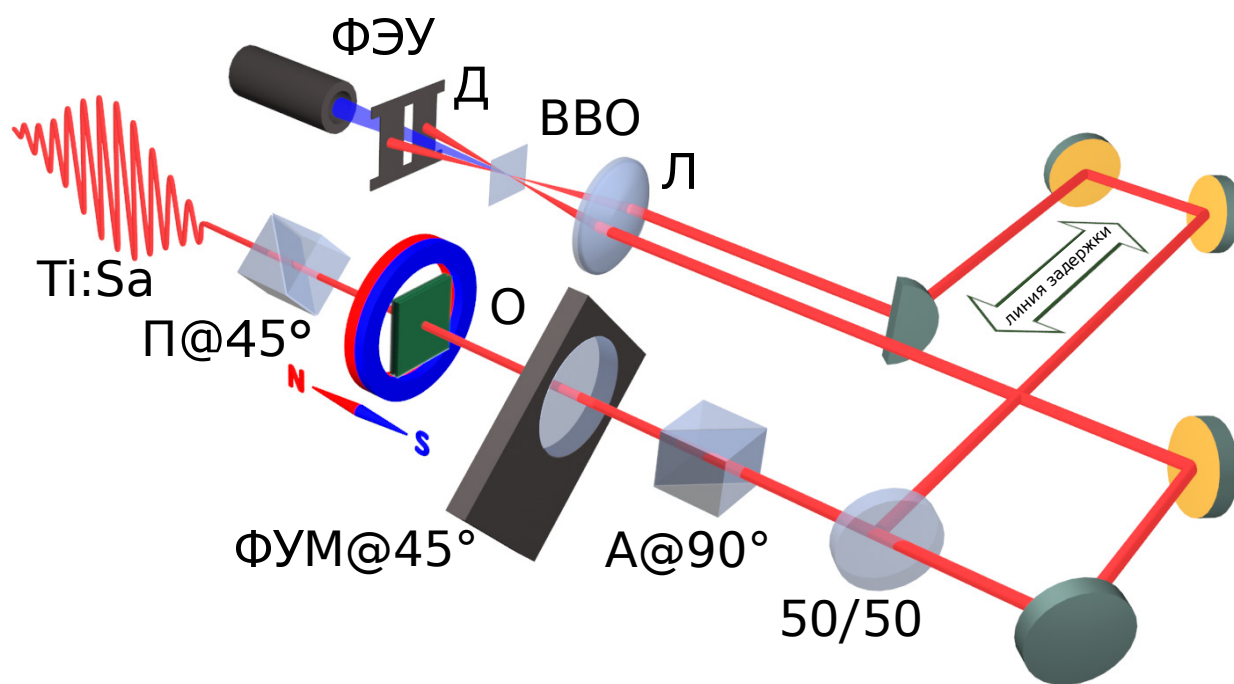


Рис. 3: Схема экспериментальной установки для измерения фемтосекундной динамики эффекта Фарадея.

на комбинации автокорреляционной методики детектирования коротких импульсов с поляризационно-чувствительной методикой на основе фотоупругого модулятора. Первая часть установки (до светоделителя) является поляризационно-чувствительной. Поляризация фемтосекундных лазерных

импульсов (Ti:Sa) задается первой призмой Глана-Тейлора (П@45°), повернутой под 45° относительно плоскости оптического стола. При отсутствии образца (О) такое состояние оказывается соосным фотоупругому модулятору (ФУМ@45°), поэтому после прохождения анализатора, установленного под 90° (А@90°), при детектировании сигнала не будет. Однако если в установку поместить образец в магнитном поле, который повернет плоскость поляризации на угол θ , то сигнал появится и будет пропорционален величине поворота θ . После анализатора излучение попадает на пятидесятипроцентный светоделитель (50/50), где делится на два канала. Далее следует автокорреляционная часть установки. Отраженное от светоделителя излучение следует через линию задержки, прошедшее же — через неподвижную систему зеркал. Параллельные лучи двух плеч фокусируются на нелинейном кристалле β -бората бария (ВВО) в одну область собирающей линзой (Л). В нем генерируется излучение суммарной частоты по направлению биссектрисы между падающими лучами, которое регистрируется детектором (ФЭУ). Диафрагма (Д) стоит для перекрытия коллинеарной второй гармоники от каждого из пучков. Регистрация сигнала происходит методом синхронного детектирования на удвоенной частоте фотоупругого модулятора. Кроме переменной на $2f$ компоненты сигнала u_{2f} фиксируется также постоянная составляющая u_{dc} . Усредненная по длительности фемтосекундного лазерного импульса величина фарадеевского вращения $\theta(\tau)$ дается формулой:

$$\theta(\tau) \approx 28.67 \frac{u_{2f}(\tau)}{u_{dc}(\tau)}. \quad (2)$$

На рисунке 4 представлены рассчитанная численно (а) и измеренная экспериментально (б) фемтосекундная динамика эффекта Фарадея в МФК в зависимости от центральной длины волны импульса. Нулевой момент времени 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.

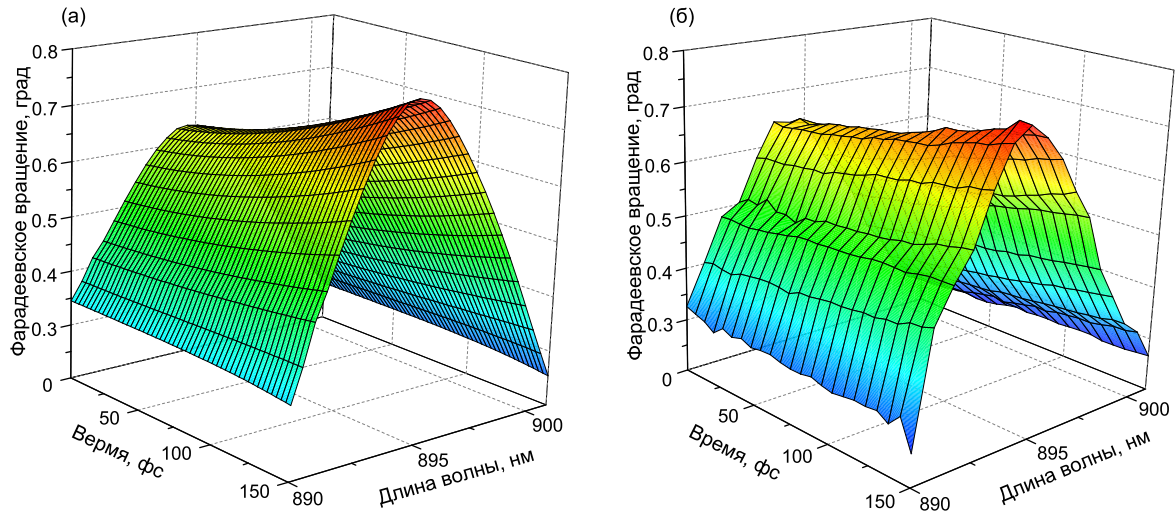


Рис. 4: Теоретическая (а) и экспериментальная (б) фемтосекундная динамика эффекта Фарадея в магнитофотонном кристалле. Несущая длина волны импульса перестраивается вблизи микрорезонаторной моды в диапазоне 890...901 нм.

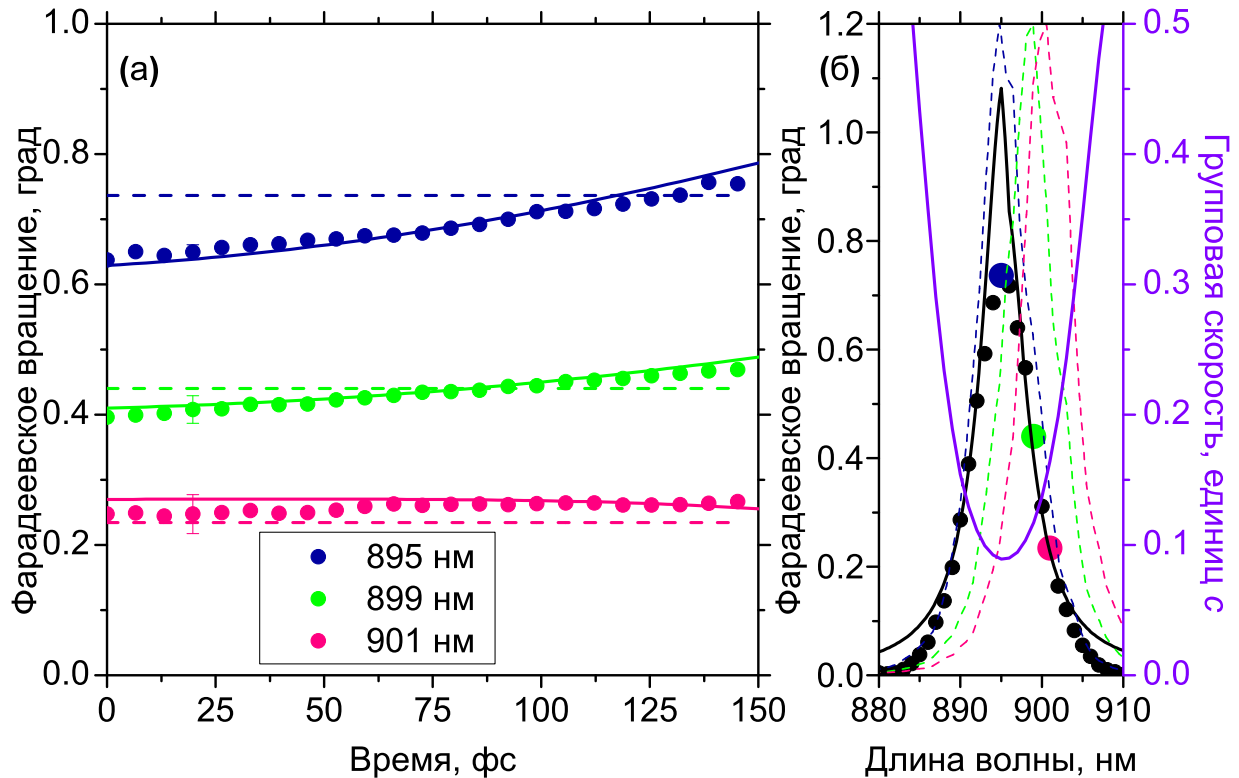


Рис. 5: (а) Фемтосекундная динамика эффекта Фарадея в МФК: эксперимент (точки) и расчет (линии). Пунктирные линии — стационарное значение фарадеевского вращения. (б) Спектральные зависимости фарадеевского вращения (черная линия) и групповой скорости, выраженной в единицах скорости света (пурпурная линия), полученные численно. Точки — экспериментальный спектр эффекта Фарадея вблизи микрорезонаторной моды. Пунктирные линии — нормированные спектры лазерного импульса с длинами волн 895 нм (синяя линия), 899 нм (зеленая линия) и 901 нм (красная линия).

Таким образом, со временем пик микрорезонаторной моды заостряется.

На рисунке 5(а) представлена экспериментально полученная (точки) 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 5(б) представлен экспериментальный (точки) и 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 моды 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.

Фемтосекундная динамика фарадеевского вращения для низкодобротного образца — тонкой магнитной пленки — представлена на рисунке 6. Экспериментальные данные находятся в хорошем согласии с расчетными. Центральная длина волны фемтосекундного лазерного импульса перестраивается 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 7(а) представлена экспериментально полученная (точки) и численно рассчитанная (линии) фемтосекундная динамика фарадеевского

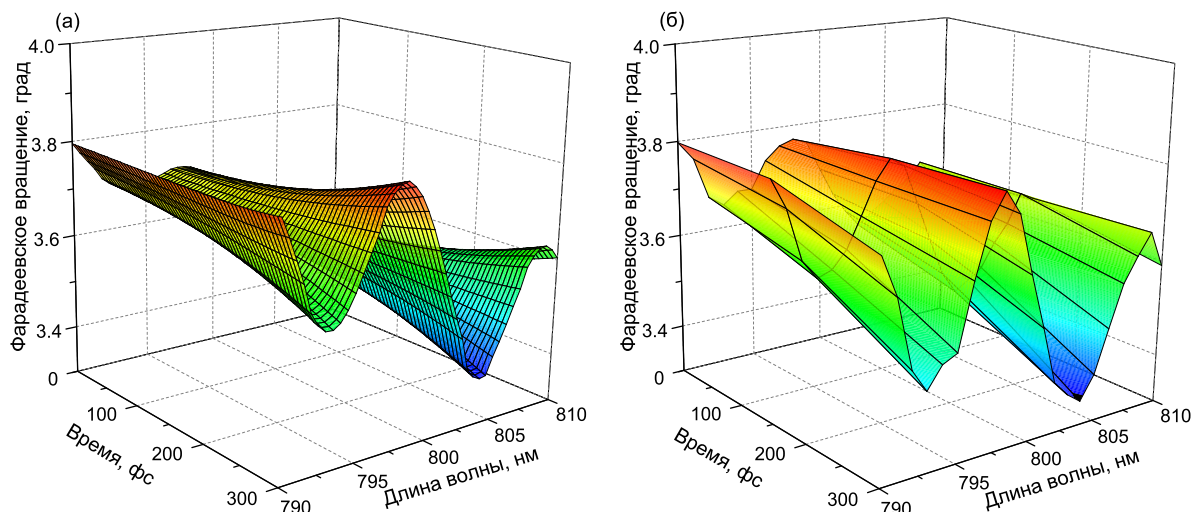


Рис. 6: Теоретическая (а) и экспериментальная (б) фемтосекундная динамика эффекта Фарадея в магнитной пленке.

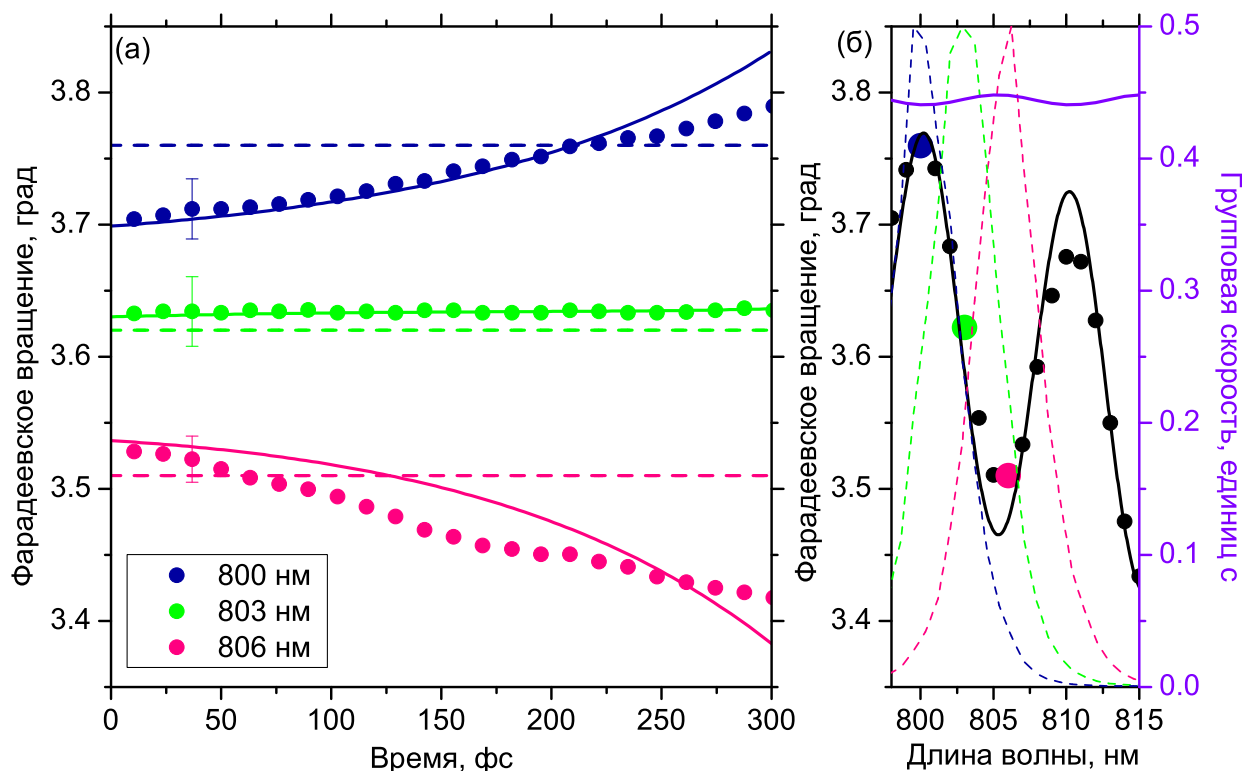


Рис. 7: (а) Фемтосекундная динамика эффекта Фарадея в магнитной пленке: эксперимент (точки) и расчет (линии). Пунктирные линии — стационарное значение фарадеевского вращения. (б) Спектральные зависимости фарадеевского вращения (черная линия) и групповой скорости, выраженной в единицах скорости света (пурпурная линия), полученные численно. Точки — экспериментальный спектр магнитооптического сигнала. Пунктирные линии — нормированные спектры лазерного импульса с длинами волн 800 нм (синяя линия), 803 нм (зеленая линия) и 806 нм (красная линия).

вращения для трех длин волн. На рисунке 7(б) представлен экспериментальный (точки) 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.

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.

Традиционный взгляд на эффект Фарадея заключается в том, что угол поворота плоскости поляризации должен расти со временем благодаря невязимости 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 повернутым относительно начального положения. Такое поведение ожидаемо, так как магнитная пленка — предельный случай МФК, у которого отсутствуют береговые отражатели. Временной прирост магнитооптического эффекта в пленке для длины волны 800 нм сравним с приростом в высокодобротном образце для длины волны микрорезонаторной моды, 895 нм, но пленка толще на два порядка. Однако 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.

Третья глава посвящена исследованию магнитооптического отклика гибридной субволновой магнитофотонной метаповерхности (см. рис. 8). Де-

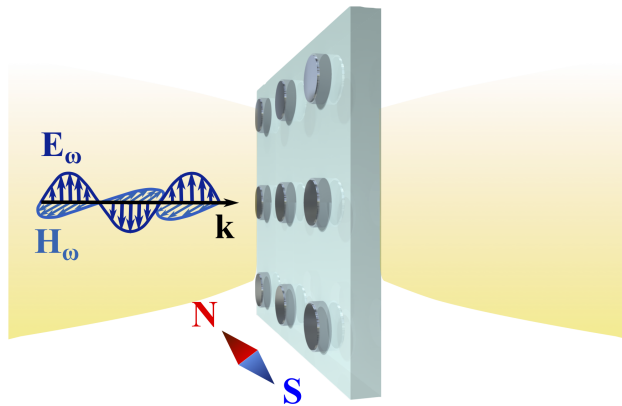


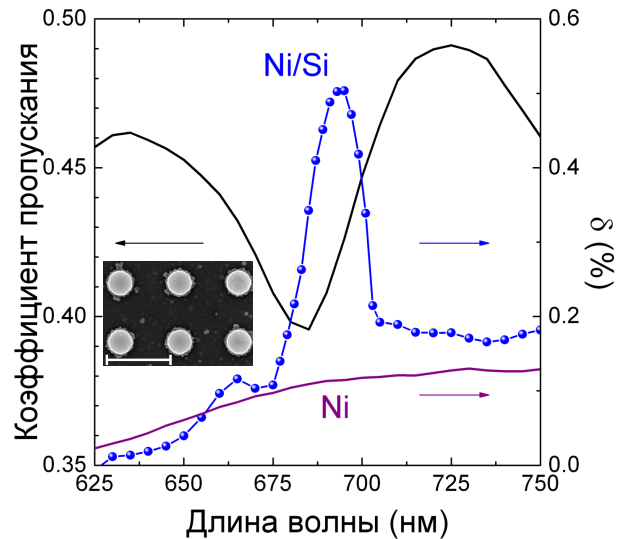
Рис. 8: Геометрия проводимого эксперимента: наличие поперечного внешнего магнитного поля приводит к смещению спектра пропускания.

монстрируется многократное усиление магнитооптического отклика образца, стимулированное оптическим магнетизмом.

Образцы представляют собой двумерные решетки нанодисков из гидrogenизированного аморфного кремния, покрытых тонким слоем никеля. Сначала изучен массив удаленных друг от друга нанодисков, в спектре которых в видимом диапазоне наблюдается возбуждение уединенного магнитодипольного резонанса Ми. Затем реализован переход к магнитофотонной метаповерхности, в которой происходит перекрытие резонансов электрического и магнитного диполей, что приводит к многократному увеличению как поляризационного, так и интенсивностного магнитооптических эффектов.

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 оно образовывало с волновым вектором и вектором поляризации правую тройку векторов. Такая геометрия интенсивностного магнитооптического эффекта на пропускание известна как геометрия Фохта. На рисунке 9 показана спектральная зависимость магнитооптического эффекта для наноструктурированного образца с диаметром дисков 340 нм (синяя кривая) и плоской пленки никеля (фиолетовая кривая). Периоды равны 830 нм по обоим направлениям, высота кремниевого диска — 200 нм, а толщина пленки никеля — 5 нм. Магнитооптический отклик δ определен как $[T(H) - T(-H)]/T(0)$. На графике также представлен черной линией спектр

Рис. 9: Экспериментальные спектры коэффициента пропускания (черная линия) и магнитооптического отклика (синяя линия) образца. Фиолетовая линия — спектр магнитооптического сигнала от неструктурированной пленки никеля толщиной 5 нм на кварцевой подложке. Вставка — СЭМ-изображение образца. Масштаб — 1 мкм.



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. На вставке рисунка представлено изображение образца, полученное методом сканирующей электронной микроскопии. Образец изготовлен в Австралийском национальном университете, Канберра.

Взаимодействие двух и более резонансов приводит к модификации оптического отклика ввиду гибридизации возбуждений и, как следствие, магнитооптического. Чтобы проверить, как он будет изменяться при спектральном перекрытии магнитного и электрического диполя, была численно рассмотрена модель, в которой варьировался диаметр гибридных нанодисков и исследовались интенсивностный эффект в геометрии Фохта и поляризационный эффект Фарадея.

Базовая модель представляет собой квадратную решетку гибридных 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 10(а) показаны спектры пропускания структуры: сверху

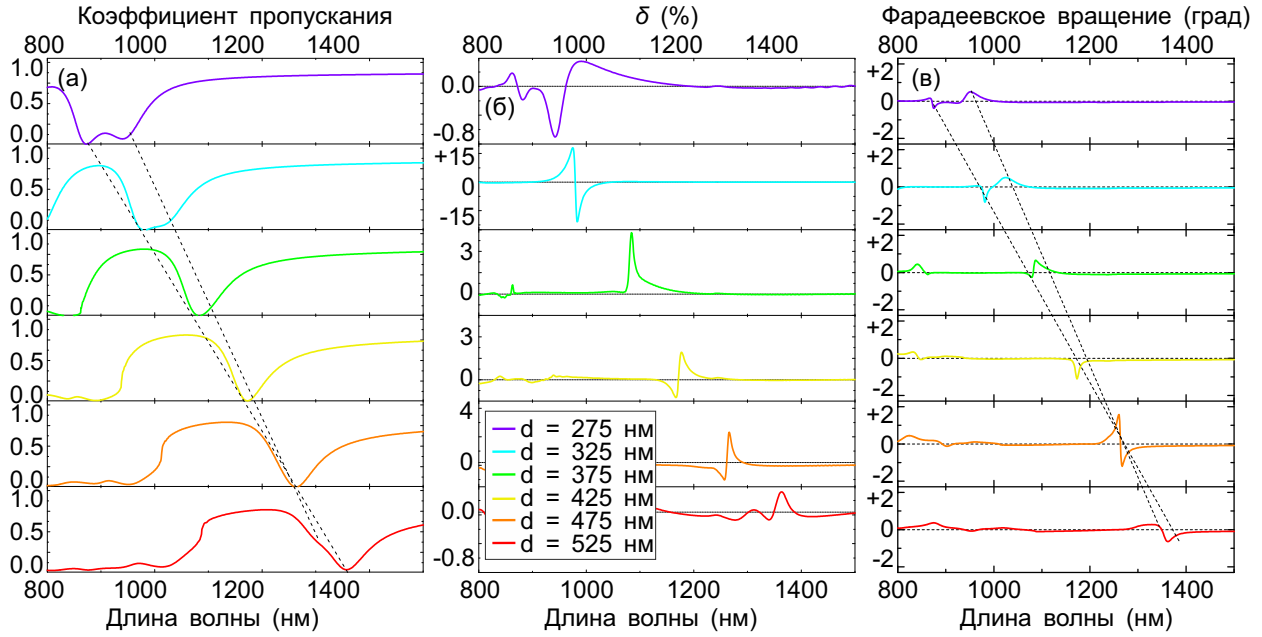


Рис. 10: Спектральные зависимости коэффициента пропускания (а), интенсивностного (б) и поляризационного (в) магнитооптических эффектов магнитофотонных метаповерхностей для различных диаметров гибридных нанодисков: фиолетовая линия — 275 нм, голубая — 325 нм, зеленая — 375 нм, желтая — 425 нм, оранжевая — 475 нм, красная — 525 нм.

вниз диаметр дисков увеличивается. Верхняя модель соответствует возбуждению двух спектрально удаленных резонансов. Провал вблизи длины волны 944 нм — магнитодипольный резонанс, а вблизи 870 нм — электродипольный резонанс. С увеличением диаметра дисков происходит смещение исследуемых резонансов в длинноволновую область спектра. Резонанс электрического диполя более чувствителен к диаметру диска, чем высота. Для резонанса же магнитного диполя характерна обратная ситуация — смещение положения резонанса при изменении высоты диска значительнее, 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 наблюдается совпадение двух резонансов (см. оранжевую кривую на рис. 10).

На рисунке 10(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 наличии внешнего магнитного поля для фиксированной длины волны. Для модели с

наименьшим диаметром в 275 нм величина эффекта составляет 0.7% (см. фиолетовую линию на рис. 10(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. 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 сдвигает фазо-частотные характеристики каждого резонанса относительно друг друга, их интерференция оказывается не столь значимой, и величина δ постепенно уменьшается, достигая значений $\delta \approx \pm 0.3$, когда резонансы вновь становятся уединенными.

Усиление магнитооптического отклика уединенных резонансов электрического и магнитного диполей есть следствие изменения резонансных свойств из-за модификации оптических констант 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.

На рисунке 10(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). Это может быть

вызвано двумя факторами. Во-первых, колебания быстроосциллирующего магнитного диполя при таком направлении внешнего магнитного 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. 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 с аналогами, описанными на сегодняшний день в русскоязычной и зарубежной литературе, при схожих условиях проведения эксперимента (температура окружения, величина магнитного поля и т. п.) или даже превосходят их.

В **четвертой главе** диссертационной работы исследуется экваториальный магнитооптический эффект Керра (ЭМОЭК) в субволновом массиве золотых наносфер, находящихся внутри магнитного диэлектрического материала. Образец спроектирован таким образом, чтобы поддерживать возбуждение нескольких типов резонансов: локальных плазмонов, волноводной моды и дифракционных особенностей. В главе исследуется гибридизация указанных резонансов и ставятся вопросы о ее влиянии на магнитооптический сигнал, возможности управления спектральным положением и величиной ЭМОЭК.

Исследуемые образцы представляют собой упорядоченные двумерные квадратные решетки золотых сфер диаметром 100 нм на подложке плавленого кварца. Поверх решетки был напылен слой железо-иттриевого граната, легированного висмутом (Bi:YIG), толщиной около 100 нм. Серия образцов сделана в Технологическом университете Тойохаши, Япония. В работе представлены результаты для образца с периодами по обоим направлениям

600 нм. Топология поверхности образцов была охарактеризована с помощью атомно-силового микроскопа (см. рис. 11(а)). На вставке рисунка 11(б) пред-

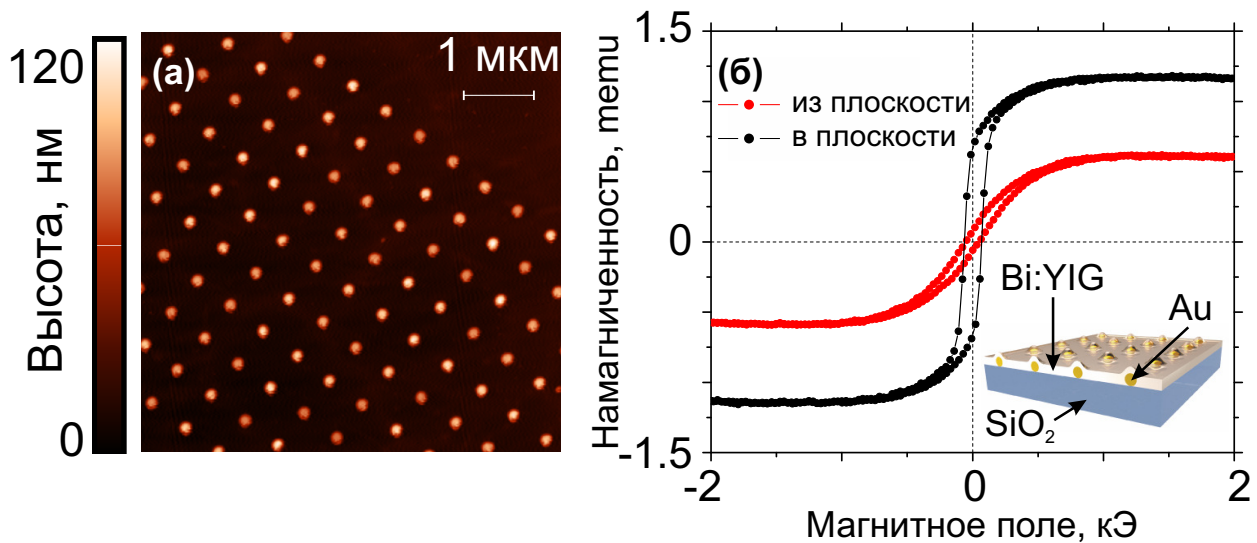


Рис. 11: (а) АСМ-изображение образца. (б) Магнитные петли гистерезиса образца для его положения вдоль (черная линия) и поперек (красная линия) силовых линий внешнего магнитного поля. Вставка — схематичное изображение образца.

ставлено схематичное изображение образца: золотые частицы (Au) касаются кварцевой подложки (SiO_2) и находятся внутри слоя граната. Магнитные свойства образца оценены при помощи вибрационного магнитометра (см. рис. 11(б)). Величина магнитного поля изменялась в пределах $-2 \dots +2$ кЭ. Были получены магнитные петли гистерезиса. Они измерены в двух конфигурациях положения образца относительно внешнего магнитного поля: для положения структуры поперек силовых линий (красная линия) и вдоль них (черная линия). Поле насыщения в обеих конфигурациях равняется 0.7 кЭ.

Была проведена оптическая характеристика образца: для р-поляризованного света в диапазоне углов падения $0 - 20$ с шагом 5° измерены спектры пропускания. Для каждого из них была также исследована азимутальная зависимость спектра коэффициента пропускания для азимутальных углов $0 - 360^\circ$ с шагом 5° . Образец обладает осью симметрий 4 порядка, поэтому каждые 90° спектр повторяется. Данный факт был подтвержден экспериментально. Установлено, что в образце возбуждаются волноводная мода вблизи длины волны 565 нм, дипольный и квадрупольный локализованные плазмонные резонансы вблизи длин волн

800 и 650 нм соответственно, а также различные порядки дифракции на нескольких границах раздела образца. Для более подробного изучения дифракционных особенностей были аналитически рассчитаны спектральные положения релеевских аномалий по формуле:

$$\left(\sin \alpha \cos \varphi + m_x \frac{\lambda}{nd}\right)^2 + \left(\sin \alpha \sin \varphi + m_y \frac{\lambda}{nd}\right)^2 = 1. \quad (3)$$

Здесь α — угол падения, φ — азимутальный угол, (m_x, m_y) — порядок дифракции вдоль направлений периодичности по осям X, Y ; n, d — показатель преломления среды и период образца, а λ — длина волны. В исследуемом образце есть периодичность в виде (i) гранатовых выступов, т.е. граница раздела воздух-гранат (будем называть ее воздушной); (ii) золотых наносфер, где граница раздела золото-гранат (будем называть ее гранатовой); и (iii) золотых наносфер, где граница раздела золото-кварц (будем называть ее стеклянной). Все они оказывают влияние на спектр пропускания, однако положение дифракционных максимумов одинакового порядка от разных интерфейсов будет спектрально различным из-за отличающихся показателей преломления сред. Кроме того, эффективность перекачки энергии в дифракционные максимумы на различных границах раздела будет отличаться.

На рисунке 12(а) представлена экспериментальная азимутальная зависимость спектров коэффициента пропускания для р-поляризованного света и угла падения $\alpha = 20^\circ$. На рисунке 12(б) представлены релеевские аномалии, полученные из формулы (3), а на рисунке 12(в) приведено сопоставление экспериментальных данных с теоретическими. При длине волны 725 нм и азимутальном угле $\varphi = 0^\circ$ наблюдается перекрестие (см. рис 12(а)). Это режим вырождения для стеклянной дифракции в $(\pm 1, \pm 1)$ порядок (оливковые кривые на рис. 12(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 $(\pm 1, 0)$ стеклянной дифракции (ярко-зеленые кривые на рис. 12(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 $(\pm 1, \pm 1)$

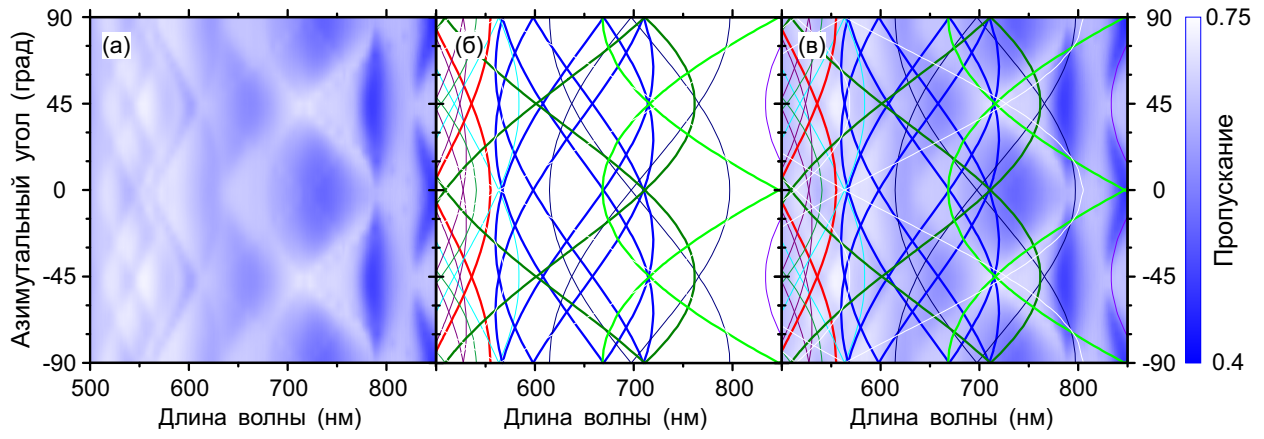


Рис. 12: (а) Экспериментальная азимутальная зависимость спектров коэффициента пропускания образца при освещении р-поляризованным излучением для угла падения $\alpha = 20^\circ$. (б) Аналитические кривые, соответствующие релеевским аномалиям, получающимся из уравнения (3). Цветом линий показаны различные порядки дифракции на нескольких интерфейсах системы, расшифровка цветов дана в табл. 1. (в) Сопоставление теоретических кривых графика (б) с экспериментальными данными графика (а).

Таблица 1: Соответствие цветов линий рисунка 12 параметрам формулы (3).

$n \backslash (m_x, m_y)$	$(0, \pm 1)$ $(\pm 1, 0)$	$(\pm 1, \pm 1)$	$(0, \pm 2)$ $(\pm 2, 0)$	$(\pm 2, \pm 1)$ $(\pm 1, \pm 2)$
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

(фиолетовые кривые на рис. 12(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. 12(б, в)). На длине волны 535 нм и азимутальных углах $\pm 45^\circ$ имеются провалы в спектре пропускания (см. рис 12(а)). Они вызваны пересечением в этих точках дифракционных особенностей третьего порядка $(0, \pm 3)$ в гранате (см. рис 12(б, в)). Возбуждение релеевских аномалий связано с перераспределением падающей энергии в открывшийся дифракционный порядок, поэтому в оптическом спектре должен наблюдаться провал высокой добротности, т. е. резонанс с узким спектральным контуром. 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.

Спектры экваториального магнитооптического эффекта Керра для угла падения 20° в зависимости от азимутального угла φ представлены на рисунке 13. Наиболее яркая особенность наблюдается вблизи длины волны 650 нм

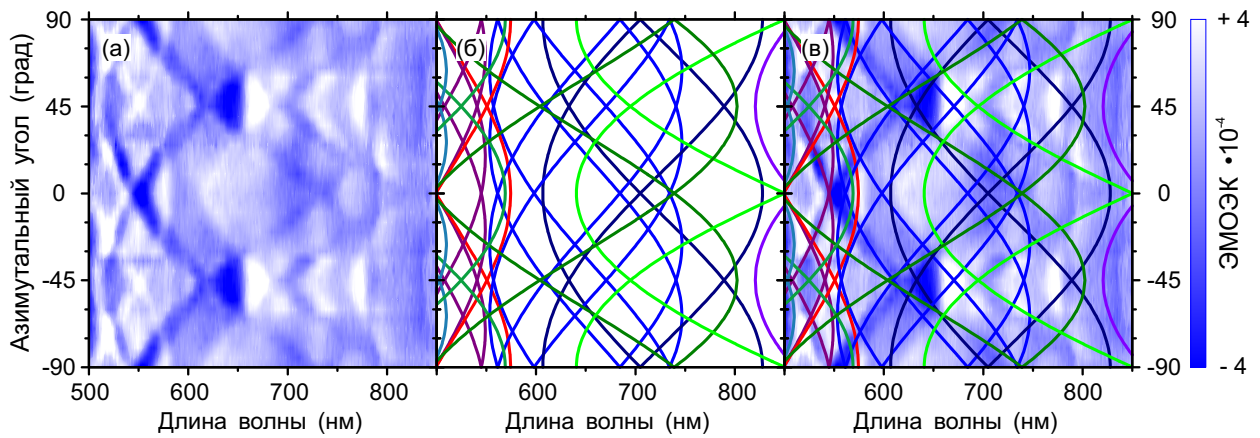


Рис. 13: (а) Экспериментальные азимутальные зависимости спектров ЭМОЭК при угле падения света $\alpha = 20^\circ$. (б) Аналитические кривые, соответствующие релеевским аномалиям, получающимся из уравнения (3). Цветом линий показаны различные порядки дифракции на нескольких интерфейсах системы, расшифровка цветов дана в табл. 1. (в) Сопоставление теоретических кривых графика (б) с экспериментальным графиком (а).

и азимутальных углах $\varphi = \pm 45^\circ$ (см. рис. 13(а)). Контур резонанса описывается формой линией типа Фано. Изменение эффекта проходит со сменой знака от самого минимального — $\delta = -3 \cdot 10^{-4}$ до самого максимального — $\delta = 4 \cdot 10^{-4}$ за 30 нм, то есть кривая имеет большую производную, что означает существенное изменение ЭМОЭК за малый спектральный интервал. Таким образом, особенность является спектрально узкой. Данный факт может быть использован при разработке сверхбыстрых магнитооптических переключателях для нанопотонных устройств. Такие значения эффекта оказываются на порядок больше вне резонансных 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. 12(а)). Причиной усиления магнитооптического сигнала является пе-

рекрытие спектрально широкого квадрупольного резонанса и спектрально узких дифракционных порядков — релеевских аномалий, что и приводит к резонансу Фано. Как показывает аналитический расчет (см. рис. 13(б)), при максимуме эффекта ($\delta = 4 \cdot 10^{-4}$ и $\lambda = 670$ нм) происходит вырождение порядков $(\pm 2, \pm 1)$ (см. рис. 13(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 $(0, \pm 2)$ (см. рис. 13(в), темно-синяя линия). Таким образом, дифракция позволяет не только эффективно передать энергию резонансу наночастиц, но и сконцентрировать свет в слое граната.

Пусть азимутальный угол меняется от $\varphi = +45^\circ \rightarrow 0^\circ$. На рисунке 13(а) провал смещается от длины волны $\lambda = 640$ нм до $\lambda = 565$ нм. Симметричное смещение происходит при $\varphi = -45^\circ \rightarrow 0^\circ$. Как отмечалось, на длине волны $\lambda = 565$ нм возбуждается волноводная мода. При нулевом азимуте сюда же попадают релеевские аномалии от порядков $(\pm 1, \pm 2)$ (см. рис. 13(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 ЭМОЭК означает, что внешнее магнитное поле для фиксированной длины волны сильнее изменяет интенсивность прошедшего света, увеличивая ее или уменьшая.

Заключение

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 лазерного 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 высокочастотных магнитофотонных кристаллов и 0.02 для низкочастотных.

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 той 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.
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 работ, опубликованных по теме диссертации, в рецензируемых журналах

- [A] Barsukova M.G., Shorokhov A.S., **Musorin A.I.** et al. Magneto-optical response enhanced by Mie resonances in nanoantennas// *ACS Photonics*. — 2017 — v. 4 — p. 2390.
- [B] **Musorin A.I.**, Sharipova M.I., Dolgova T.V. et al. Ultrafast Faraday Rotation of Slow Light// *Phys. Rev. Appl.* — 2016 — v. 6 — p. 024012.
- [B] Romodina M.N., Soboleva I.V., **Musorin A.I.** et al. Bloch-surface-wave-induced Fano resonance in magnetophotonic crystals// *Phys. Rev. B*. — 2017 — v. 96 — p. 081401.
- [Г] **Musorin A.I.**, Barsukova M.G., Shorokhov A.S. et al. Manipulating the light intensity by magnetophotonic metasurfaces// *J. Magn. Magn. Mater.* — 2018 — v. 459 — p. 165.
- [Д] 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 — v. 383 — p. 110.
- [Е] **Мусорин А.И.**, Перепелкин П.В., Шарипова М.И. et al. Поляризационно-чувствительная корреляционная спектроскопия фемтосекундной динамики эффекта Фарадея// *Изв. РАН. Сер. физ.* — 2014 — v. 78 — p. 72.

Список работ, опубликованных по теме диссертации, в нерцензируемых журналах

- [Ж] Sharipova M.I., **Musorin A.I.**, Dolgova T.V., Fedyanin A.A. Ultrafast dynamics of Faraday rotation in thin films// *SPIE Proc.* — 2015 — v. 9502 — p. 95020O–1.
- [3] 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 — v. 10112. — p. 1011210–1.

-
- [И] Barsukova M.G., Shorokhov A.S., **Musorin A.I.**, Fedyanin A.A. Enhanced magneto-optical effects in dielectric Mie-resonant metasurfaces// *SPIE Proc.* — 2018 — v. 10671 — p. 106711W.
 - [К] **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 / A.I. Musorin, M.G. Barsukova, A.S. Shorokhov et al.// *AIP Conf. Proc.* — 2017 — v. 1874 — p. 030026.
 - [Л] 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 — v. 83 — p. 155–156.
 - [М] **Musorin A.I.**, Sharipova M.I., Dolgova T.V. et al. Femtosecond intrapulse evolution of Faraday rotation in magnetophotonic crystals// *Ж. Прикл. Спектр.* — 2016 — v. 83 — p. 146.
 - [Н] 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 — v. 83 — p. 159.
 - [О] Barsukova M.G., **Musorin A.I.**, Shorokhov A.S. et al. Enhanced magneto-optics with Mie-resonant dielectric nanostructures// *Ж. Прикл. Спектр.* — 2016 — v. 83 — p. 88.
 - [П] Патент 2620026 С1 РФ, МПК G 02 F 1/00. Способ модуляции интенсивности электромагнитного излучения с помощью магнитоплазмонного кристалла / В. В. Зубюк, А. В. Четвертухин, **А. И. Мусорин**, М. И. Шарипова, Т. В. Долгова, А. А. Федянин — N 2015151438; Заяв. 01.12.2015; Оpubл. 22.05.2017, Бюл. № 25; Приоритет 01.12.2015.