

На правах рукописи

Барышев Александр Валерьевич

**МАГНИТООПТИЧЕСКИЕ ЭФФЕКТЫ В МАГНИТНЫХ И
ПЛАЗМОННЫХ НАНОСТРУКТУРАХ**

Специальность 01.04.07 – физика конденсированного состояния

АВТОРЕФЕРАТ

диссертации на соискание ученой степени
доктора физико-математических наук

Санкт-Петербург – 2016

Работа выполнена в ФГБУН “Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе
Российской академии наук”
и Технологическом университете г. Тоёхаси (Toyouhashi University of Technology),
Япония.

Официальные оппоненты:

Вербин Сергей Юрьевич

*доктор физико-математических наук, профессор
ФГБОУ высшего образования “Санкт-
Петербургский государственный университет”*

Липовский Андрей Александрович

*доктор физико-математических наук, профессор
Санкт-Петербургский национальный
исследовательский академический университет
Российской академии наук*

Шалыгина Елена Евгеньевна

*доктор физико-математических наук, профессор
ФГБОУ высшего образования “Московский
государственный университет имени
М.В. Ломоносова”*

Ведущая организация:

*ФГБУН “Институт радиотехники и электроники
имени В.А. Котельникова Российской академии наук”
(г. Москва)*

Защита состоится __ _____ 2016 г. в 15 часов на заседании совета по защите докторских и кандидатских диссертаций Д 002.205.01 при ФГБУН “Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе Российской академии наук”, расположенном по адресу: Россия, Санкт-Петербург 194021, ул. Политехническая, д. 26.

С диссертацией можно ознакомиться в научной библиотеке и на сайте ФТИ им. А.Ф. Иоффе, адрес сайта: www.ioffe.ru

Автореферат разослан __ _____ 2016 г.

Отзывы и замечания по автореферату в двух экземплярах, заверенные печатью, просьба высылать по вышеуказанному адресу на имя ученого секретаря диссертационного совета Д 002.205.01.

Ученый секретарь диссертационного совета,
кандидат физико-математических наук

А.А. Петров

Общая характеристика работы

Развитие нанофотоники связано с растущими возможностями технологии изготовления искусственных материалов – композитов и периодических структур с характеристическими размерами (постоянная решетки, размер рассеивателя и самой структуры) меньше длины электромагнитных волн рабочего диапазона. Исследования в оптике искусственных материалов привели к возникновению концепции фотонной запрещенной зоны (ФЗЗ) и теорий фотонных кристаллов (ФК) и метаматериалов, диффузии и андерсоновской локализации света, к реализации множества различных наноструктур и наблюдению новых оптических явлений.

Магнитофотонные кристаллы (МФК) – субволновые периодические структуры, содержащие магнитооптические (МО) рассеиватели – и плазмонные МО наноструктуры являются ярким развитием ФК, поскольку в них реализуется возможность управления как поляризацией, так и амплитудой пропущенного (отраженного, дифрагированного) света с помощью внешнего магнитного поля.

Диссертационная работа посвящена технологии синтеза и оптическим исследованиям свойств МФК и плазмонных МО наноструктур, включая одномерные (1D), двухмерные (2D) и трехмерные (3D) МФК, плазмонные МО нанокомпозиты и периодические наноструктуры. Полученные экспериментальные результаты анализируются теоретически и с помощью численного моделирования.

Изучение синтезированных в работе объектов представляет интерес: (i) в связи с разработкой технологии создания наноструктур из материалов со свойствами управляемыми внешними полями, (ii) с точки зрения обнаружения новых фундаментальных эффектов, не наблюдающихся в обычных объемных материалах и связанных со структурированием МО и плазмонных материалов и (iii) для практического применения таких наноструктур в современных устройствах оптоэлектроники.

Первые работы в области МФК были мотивированы интересом к возможности усиления МО отклика за счет локализации света в магнитном материале [1], т. е. к достижению больших углов фарадеевского вращения на единицу оптического пути света в МО материале. Было показано, что слабая локализация света в многослойных

структурах на основе висмут-замещенного железиттриевого граната (Bi:YIG), и диоксида кремния (SiO_2) приводит к увеличению угла фарадеевского вращения по сравнению с углом, полученным от одного монослоя Bi:YIG с толщиной, равной сумме толщин Bi:YIG в многослойной структуре. Позже было продемонстрировано, что максимальное усиление вращения плоскости поляризации может наблюдаться в 1D МФК со структурой микрорезонатора Фабри-Перо с МО дефектом [2]. Для таких структур было экспериментально продемонстрировано десятикратное увеличение угла фарадеевского вращения [3].

Следует подчеркнуть, что в 1D МФК увеличение МО отклика происходит вследствие локализации волны или, другими словами, реализации многопроходного режима для Фабри-Перо моды внутри дефекта из МО материала, приводящего к суммированию поворота плоскости поляризации при каждом проходе волны через МО дефект. Работы по наблюдению увеличения угла фарадеевского вращения для МО микрорезонатора Фабри-Перо стимулировали дальнейшие исследования 1D МФК с различными дизайнами, развитие технологии изготовления и изучение МФК, 2D и 3D кристаллической структурой [4].

Развитием исследований в области МФК является рассмотрение плазмонных 1D МФК, поддерживающих поверхностные волны в геометрии полного внутреннего отражения. В частности, эффект визуализации высокодобротного интерференционного резонанса поверхностной блоховской волны в 1D МФК за счет поглощения волны плазмонным металлическим слоем оказался интересным для приложения к оптическому биосенсору [A34, A35].

Взаимодействие света с металлическими частицами и наноструктурами, поддерживающими плазмонные резонансы, привлекает значительное внимание ввиду возможности достижения сильных полей, локализованных на поверхности металла. За счет такого поля для системы частица металла/молекула повышается чувствительность детектирования спектров рамановского рассеяния молекул [5], демонстрируется увеличение фотовольтаических свойств элементов солнечных батарей [6], повышение разрешения методов микроскопии [7] и литографии [8], локализация резонансных мод в волноводных системах [9] и др. Плазмонные МО материалы оказались в центре внимания, поскольку было показано, что МО отклик

модифицируется [10] или значительно увеличивается, если внутрь или на поверхность материала поместить плазмонные наночастицы [A16, A23]. В оптических спектрах таких плазмонных МО материалов наблюдаются особенности, связанные с возбуждением локализованных плазмонов, и именно на этих частотах происходит усиление МО отклика. Следует заметить, что в литературе вопрос о механизме усиления вращения плоскости поляризации в плазмонных МО структурах является предметом дискуссии [A34] и подробно изучается в диссертационной работе.

Целями диссертационной работы являлись:

1. Изготовление и отработка технологии 1D, 2D и 3D МФК на основе Bi:YIG и других магнитооптических материалов. Экспериментальное и теоретическое исследование оптических и магнитооптических спектров МФК при их взаимодействии с поляризованным светом. Наблюдение и исследование оптических резонансов и явлений: таммовское состояние, эффект Боррманна, эффект суперпризмы, мода двойного микрорезонатора Фабри-Перо и соответствующих проявлений этих резонансов и эффектов в магнитооптических спектрах МФК.
2. Экспериментальное и теоретическое исследование поверхностных волн в плазмонных 1D МФК и ФК, возбуждаемых в геометрии полного внутреннего отражения. Визуализация резонанса блоховской поверхностной волны (а также таммовского состояния или резонанса Фабри-Перо, в зависимости от дизайна кристаллической структуры) за счет поглощения в металле в режиме возбуждения поверхностного плазмона. Изучение возможности использования 1D МФК и ФК, обладающих высокодобротным резонансом блоховской поверхностной волны, в оптических (био)сенсорах.
3. Изготовление плазмонных магнитооптических неупорядоченных и 2D наноструктур на основе золотых наночастиц внедренных в Bi:YIG. Экспериментальное и теоретическое исследование оптических свойств структур Bi:YIG-Au и эффектов увеличения магнитооптического отклика, наблюдаемого в режиме возбуждения локализованного плазмонного резонанса на отдельных частицах золота и на 2D решетке золотых частиц.

Актуальность работы обусловлена возрастающим интересом к созданию искусственных оптических материалов и наноструктур, демонстрирующих возможность управления распространением света при приложении внешних полей. В МФК и МО наноструктурах предполагается наблюдение новых оптических эффектов, связанных с векторной природой электромагнитной волны. Возможность значительного увеличения МО отклика, управления поляризацией и направлением распространения волны с помощью МО наноструктур имеет широкие перспективы для практического использования в твердотельной оптоэлектронике, для значительного повышения функциональности существующих приборов и для их миниатюризации. Актуальной задачей является создание новых высокочувствительных оптических (био)сенсоров на основе плазмонных МФК.

Научная новизна результатов состоит в создании и исследовании новых 1D–3D МФК и плазмонных МО наноструктур, обнаружении ряда новых оптических эффектов, а именно:

- Впервые изготовлены и исследованы 1D МФК на основе многослойных структур $\text{SiO}_2/\text{Bi:YIG}$, в спектрах которых были обнаружены оптические состояния аналогичные таммовскому состоянию, демонстрируется оптический аналог эффекта Боррманна и мода двойного микрорезонатора Фабри-Перо. Резонансное взаимодействие света с 1D МФК проявляется в спектрах как разрешенное состояние внутри запрещенной зоны. Установлено, что взаимодействие резонансных мод со слоями Bi:YIG структуры 1D МФК приводит к значительному увеличению МО отклика.
- Исследованы 2D МФК, изготовленные при последовательном напылении слоев SiO_2 и Bi:YIG с использованием технологии клонирования затравочной структурированной поверхности. Наблюдались эффекты многоволновой брэгговской дифракции и оптической суперпризмы и впервые установлено их влияние на МО отклик 2D МФК, измеренный для дифрагированного и прошедшего света. Показано, что поляризация волны, взаимодействующей с 2D МФК, определяется как МО откликом магнитного материала, так и анизотропным пропусканием кристаллов вследствие периодичности их структуры.

- Впервые изготовлены 3D МФК на основе опалов и исследованы их оптические и магнитные свойства. Изучена амплитудная и фазовая анизотропия прохождения света в опалах. Изготовлен микрорезонатор Фабри-Перо на основе тонких опаловых пленок и слоя Bi:YIG (аналог 1D МФК).
- Предложен новый тип плазмонных 1D МФК, в которых сосуществуют резонансы различной природы: интерференционный резонанс, связанный с возбуждением оптического таммовского состояния (моды Фабри-Перо или поверхностной блоховской волны), и поверхностный плазмонный резонанс. Впервые изготовлены плазмонные 1D МФК и исследована эволюция спектров отражения и МО спектров кристаллов в режиме пересечения дисперсионных кривых, отвечающих таммовскому состоянию и поверхностному плазмонному резонансу.
- Впервые экспериментально показано, что плазмонные 1D МФК являются высокочувствительными оптическими сенсорами. Проведен численный анализ структуры сенсора с целью оптимизации оптического отклика и обнаружено, что плазмонные 1D МФК обладают откликом, устойчивым к флуктуациям угла падения света и несовершенству их кристаллической структуры. Теоретический анализ коммерческих биосенсоров и предложенного сенсора на основе плазмонного 1D МФК показал, что сенсор обладает рядом конкурентных преимуществ по чувствительности и робастности. Экспериментально показано, что изготовленные образцы биосенсоров на основе плазмонных 1D МФК значительно превосходят по чувствительности биосенсоры на основе пленки Au (BiCoGe технология), изготовленные для сравнения.
- Исследованы эффекты увеличения угла вращения поляризации в плазмонных МО структурах. Плазмонные пленки Bi:YIG-Au с неупорядоченным и упорядоченным распределением золотых частиц изучены в однопроходном и многопроходном режимах. Впервые экспериментально установлено, что увеличение угла вращения плоскости поляризации, обусловленное возбуждением плазмонов, имеет взаимную природу (т.е. не накапливается в многопроходном режиме).
- Проведено численное моделирование плазмонной 2D структуры Bi:YIG-Au с решеткой из сферических частиц золота. Дана интерпретация особенностей, наблюдаемых в оптических и магнитооптических спектрах, и установлены условия для изменения поляризационного состояния прошедшей волны.

На защиту выносятся следующие положения:

- В спектрах исследованных одномерных магнитофотонных кристаллов наблюдается поверхностное состояние интерференционной природы (оптический аналог таммовского состояния) и соответствующее увеличение угла фарадеевского вращения по сравнению с углом фарадеевского вращения неструктурированного магнитооптического материала.
- Многоволновая брэгговская дифракция в двумерных магнитофотонных кристаллах приводит к значительному росту величины магнитооптического отклика для прошедшей волны, а также смене знака магнитооптического отклика на знак противоположный отклику исходного материала.
- Линейно-поляризованный свет с длиной волны из диапазона фотонной запрещенной зоны дифрагирует на двумерных магнитофотонных кристаллах таким образом, что дифрагированное излучение является эллиптически поляризованным. При этом угол поворота главной оси эллипса поляризации значительно увеличивается по сравнению с углом поворота плоскости поляризации в случае неструктурированного магнитооптического материала.
- В спектре магнитооптического отклика плазмонных одномерных магнитофотонных кристаллов наблюдается инвертирование знака вращения плоскости поляризации. Такая трансформация отклика происходит в режиме спектрального пересечения полосы поглощения поверхностного плазмонного резонанса с пиком поверхностного состояния интерференционной природы.
- Резонансы, связанные с поверхностными состояниями интерференционной природы в плазмонных одномерных магнитофотонных кристаллах, визуализируются за счет поглощения в плазмонном слое таких структур. Добротность наблюдаемых резонансов обеспечивает повышение разрешающей способности и улучшение робастности оптических сенсоров на основе плазмонных одномерных фотонных и магнитофотонных кристаллов.
- Возбуждение локальных поверхностных плазмонов в плазмонных магнитооптических структурах приводит к увеличению угла вращения поляризации (по сравнению с углом вращения поляризации исходного магнитооптического материала без плазмонной подсистемы). Экспериментально и с помощью численного

моделирования показано, что увеличение угла вращения поляризации наблюдается в однопроходном режиме и не наблюдается в многопроходном режиме. Таким образом, исследованные плазмонные магнитооптические структуры являются взаимными вращателями поляризации.

- С помощью численного моделирования предсказано, что для плазмонных магнитооптических структур существует режим, когда угол вращения линейно-поляризованного света меняет знак и происходит переключение поляризации в линейно-независимую компоненту. Предложено использование данного эффекта для сверхтонкой перестраиваемой ближнепольной пластинки.

Достоверность и надежность полученных результатов определяется следующим:

1. Для изготовления образцов МФК и ФК, характеристики их структуры и изучения оптических свойств использовались современные технологии (электронная литография, ионное напыление, термическое испарение и др.) и приборы [электронный сканирующий микроскоп Jeol JSM-6700, спектроскопическое оборудование фирм Shimadzu (UV-3100PC) и Neo Arc (BH-M600VIR-FKR-TU) и др.].

2. Хорошим соответствием между изготовленными структурами и проектируемыми моделями.

3. Полной воспроизводимостью результатов экспериментов и хорошим соответствием экспериментальных данных результатам теоретического анализа.

4. Использованием современных пакетов численного моделирования на основе метода конечных разностей во временной области (Comsol 4.3) и программ на основе метода матриц переноса.

Апробация работы: Результаты работы докладывались на 40 международных конференциях. Приглашенные доклады были представлены на следующих конференциях: Donostia International Conference on Nanoscaled Magnetism and Applications, DICNMA (San Sebastian, Spain, 2013); XXII International Materials Research Congress, IMRC 2013 (Cancun, Mexico, 2013); Magnetism and Optics Research International Symposium, MORIS2011 (Nijmegen, Netherlands, 2011); Moscow International Symposium on Magnetism, MISM 2011 (Moscow, Russia, 2011); VI International Conference "Basic Problems of Optics", BPO'10 (St. Petersburg, Russia,

2010); 2nd International Conference on Metamaterials, Photonic Crystals and Plasmonics, META10 (Cairo, Egypt, 2010).

Результаты работы обсуждались на семинарах в ФТИ им. Иоффе, the University of Texas at Austin (USA), Michigan Technological University (Houghton, USA) и the National Institute of Advanced Industrial Science and Technology (Tsukuba, Japan).

Личный вклад автора состоит в формулировке целей и задач представленных в диссертации исследований, в разработке и непосредственном изготовлении объектов исследований, в планировании и проведении экспериментальных и теоретических исследований, в анализе и обобщении полученных результатов, в выявлении механизмов обнаруженных и изученных магнитооптических эффектов.

Публикации: По теме диссертации всего опубликовано 65 работ, из них 25 печатных работ в изданиях, входящих в список ВАК. Список основных публикаций приведен в конце автореферата. Результаты работы автора частично изложены в книге [4] в соредакторстве с М. Inoue и М. Levy, а также в главах следующих книг [11, 12].

Структура диссертации: Работа состоит из введения, 6 глав, заключения и списка литературы. Диссертация содержит 194 страницы и 91 рисунок.

Содержание работы

Во **введении** обоснована актуальность диссертационной работы, сформулирована цель представленных исследований и обоснована научная новизна полученных результатов, показана практическая значимость наблюдаемых явлений, изложены основные положения работы, выносимые на защиту.

Глава 1. Общие вопросы оптики магнитооптических материалов на примере висмут-замещенного железиттриевого граната и искусственных магнитооптических структур. Технология изготовления образцов, детали эксперимента и численного анализа

Глава содержит обзор литературы, касающейся макроскопической и микроскопической природы МО эффектов и методов их теоретического анализа. Проведен анализ литературных данных по повышению МО отклика Bi:YIG . Описываются основные теоретические и экспериментальные результаты

исследований МФК и плазмонных МО структур, полученные до выполнения данной диссертационной работы.

Оптические свойства МО материалов и МФК, рассмотренных в рамках диссертационной работы, описываются тензором диэлектрической проницаемости, «вращающим» плоскость поляризации электрического поля распространяющейся волны. При распространении электромагнитной волны вдоль оси z и параллельно намагниченности МО вещества (фарадеевская геометрия), тензор имеет вид:

$$\varepsilon = \begin{pmatrix} \varepsilon_{xx} & -ig & 0 \\ ig & \varepsilon_{yy} & 0 \\ 0 & 0 & \varepsilon_{zz} \end{pmatrix}, \quad (1)$$

здесь, вращение вектора электрического поля происходит в плоскости xy , а угол фарадеевского вращения определяется величиной гиротропии g .

Выражение для угла фарадеевского вращения можно записать в следующей форме:

$$\theta = \frac{1}{2} (k_{left} l - k_{right} l) = \frac{\omega}{2c} (\sqrt{\varepsilon + g} - \sqrt{\varepsilon - g}) l \approx \frac{\omega g l}{2c \sqrt{\varepsilon}}, \quad (2)$$

где k_{left} и k_{right} – волновые вектора лево- и право-циркулярно поляризованных мод, распространяющихся в МО материале с толщиной l .

Величина МО отклика МФК определяется дисперсией волнового вектора блоховской волны $k_{Bl}(\omega)$. Функция $k_{Bl}(\omega)$ и соответствующие зависимости $k_{left}(\omega)$ и $k_{right}(\omega)$ для циркулярных волн – это линейные функции в диапазоне малых частот, а угол фарадеевского вращения МФК (например, на основе Bi:YIG) практически не отличается от вращения для однородной пленки Bi:YIG. Однако функция $k_{Bl}(\omega)$ становится более и более пологой кривой при приближении к режиму брэгговской дифракции (к краю ФЗЗ). Последнее отвечает уменьшению групповой скорости волны $\Delta\omega / \Delta k$ и приводит к тому, что угол фарадеевского вращения в выражении (2) для волны с некоторой частотой ω^* растет вследствие увеличения разности $|k_{left}(\omega^*) - k_{right}(\omega^*)|$.

В главе 1 также обсуждаются технологические методики, использованные для изготовления МФК и плазмонных МО структур, приведены схемы проведенных экспериментов.

Глава 2. Усиление фарадеевского вращения в одномерных магнитофотонных кристаллах

Во второй главе представлены результаты экспериментального и теоретического исследования 1D МФК с различной структурой (рис. 1). Методом электронно-лучевого (или магнетронного) напыления были изготовлены многослойные структуры с элементарной ячейкой из четвертьволновых слоев SiO_2 и Bi:YIG . Такие многослойные структуры исследовались как уединенный МФК или как составной элемент более сложного кристалла. Так, в случае уединенного МФК, продемонстрирован оптический аналог эффекта Боррманна и связанное с ним увеличение величины фарадеевского вращения плоскости поляризации [A15].

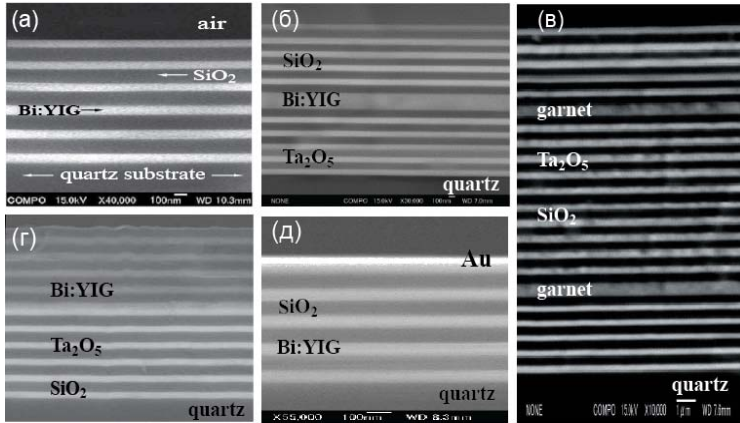


Рис. 1. Изображения различных 1D МФК, полученные сканирующим электронным микроскопом: (а) многослойная структура, (б) микрорезонатор Фабри-Перо, (в) двойной микрорезонатор Фабри-Перо, (г) and (д) таммовские структуры.

Брэгговские зеркала $(\text{SiO}_2/\text{Bi:YIG})^n$, здесь и далее верхний индекс отвечает числу пар слоев [рис. 1 (а)], использовались как составные элементы 1D МФК, поддерживающих оптические таммовские состояния. На рисунке 1 (г) показано изображение поперечного сечения 1D МФК, включающего $(\text{SiO}_2/\text{Bi:YIG})^5$ и $(\text{SiO}_2/\text{Ta}_2\text{O}_5)^5$ фотонные кристаллы. Теоретически рассчитанное распределение амплитуды волны с резонансной частотой в таком 1D МФК при нормальном падении показано на рисунке 2 (а). Видно, что максимумы распределения находятся на границе двух кристаллов.

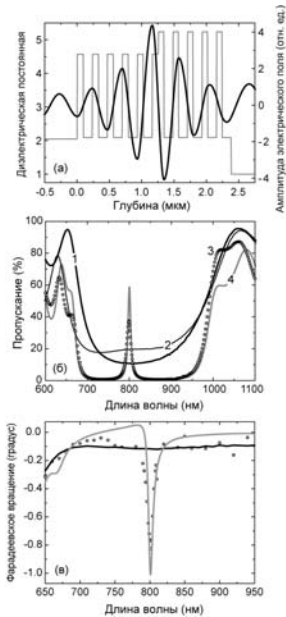


Рис. 2. (а) Распределение диэлектрической постоянной для 1D МФК, показанного на рис. 1 (г), и амплитуда электрического поля резонансной волны $\lambda = 800$ нм. (б) Спектры пропускания немагнитного ФК (кривая 1) и магнитного ФК (кривая 2). Пропускание 1D МФК, состоящего из двух ФК (кривая 3), и расчетный спектр (кривая 4). (в) Спектр фарадеевского вращения: реперная $(\text{SiO}_2/\text{Bi:YIG})^5$ структура (черная линия), 1D МФК – эксперимент (круглые символы) и расчет (серая линия).

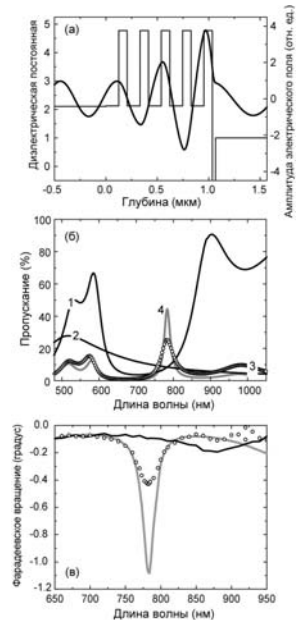


Рис. 3. (а) Распределение диэлектрической постоянной для 1D МФК, показанного на рис. 1 (д), и амплитуда электрического поля резонансной волны $\lambda = 780$ нм. (б) Спектры пропускания реперной $(\text{SiO}_2/\text{Bi:YIG})^5$ структуры (кривая 1) и пленки золота (кривая 2). Спектры пропускания $(\text{SiO}_2/\text{Bi:YIG})^5/\text{Au}$ структуры (кривая 3) и расчетный спектр – кривая 4. (в) Спектр фарадеевского вращения: реперная $(\text{SiO}_2/\text{Bi:YIG})^5$ структура (черная линия, эксперимент) и $(\text{SiO}_2/\text{Bi:YIG})^5/\text{Au}$ структура (круглые символы – эксперимент, серая линия – расчет).

Другая структура, обладающая подобным распределением поля, показана на рисунке 1 (д); расчет показал, что максимальная амплитуда поля наблюдается в окрестности границы раздела зеркала ($\text{SiO}_2/\text{Bi:YIG}$)⁵ и слоя золота [см. рис. 3 (а)]. В обоих случаях в оптических спектрах 1D МФК наблюдался пик резонансного пропускания внутри ФЗЗ и соответствующие пики увеличенного угла фарадеевского вращения в МО спектрах [A14, A20]. Следует подчеркнуть, что в 1D МФК увеличение МО отклика происходит вследствие локализации волны или, другими словами, реализации многопроходного режима для резонансных мод внутри слоев Bi:YIG, приводящего к суммированию поворота плоскости поляризации при каждом проходе волны через МО элемент структуры МФК.

Поскольку локализация волны происходит на поверхности периодической структуры, ограниченной другой средой, резонансные моды в рассмотренных 1D МФК были интерпретированы как оптический аналог поверхностного таммовского состояния, известного в физике твердого тела.

Глава 3. Двухмерные магнитофотонные кристаллы

Третья глава посвящена исследованию оптических и магнитооптических свойств различных 2D МФК. Основной целью исследований являлось изучение влияния 2D периодичности на МО отклик кристаллов и развитие методов изготовления 2D структур на основе Bi:YIG [A18, A25, A27, A28].

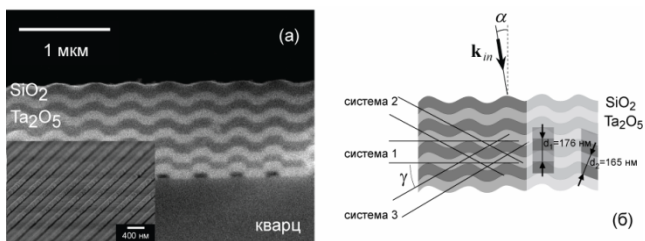


Рис. 4. (а) Изображение тестового ($\text{Ta}_2\text{O}_5/\text{SiO}_2$)⁵ 2D ФК, полученное сканирующим электронным микроскопом. Кристалл был выращен на поверхности 1D подложки из фоторезиста. Отработанная техника роста была использована при изготовлении аналогичного образца ($\text{Bi:YIG}/\text{SiO}_2$)⁷ 2D МФК. (б) Схема структуры 2D ФК, восстановленная из изображения, показанного на панели (а). Указаны элементы структуры с характерными толщинами и системы брэгговских плоскостей.

Основным методом изготовления 2D МФК являлась технология клонирования поверхности подложки. Его отличительной особенностью является возможность отображения симметрии подложки в симметрию напыляемой структуры. В качестве подложек для роста таких кристаллов преимущественно использовались 1D и 2D планарные структуры, выращенные на плоских подложках из кварцевого стекла. Изготовленными образцами 2D МФК были: (а) планарный МФК из YIG, выращенный на подложке из галлий-гадолиниевого граната с 2D массивом платиновых дисков, (б) 2D структурированная пленка Bi:YIG, выращенная на поверхности пленки искусственного опала, (в) объемный 2D МФК, выращенный на 1D решетке из фотополимера (рис. 4).

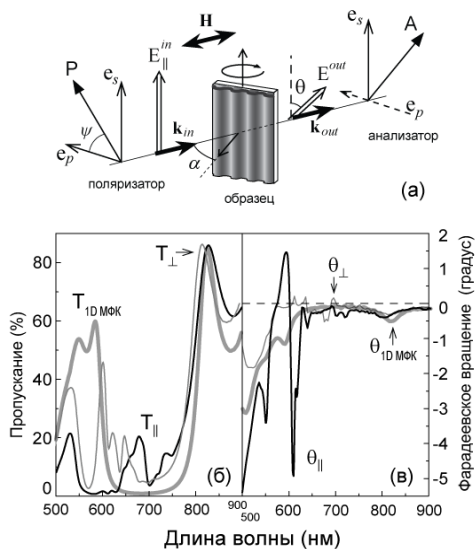


Рис. 5. (а) Схема эксперимента. (б) Спектры пропускания поляризованного света и (в) спектры фарадеевского вращения объемного 2D МФК, $(Bi:YIG/SiO_2)^7$, также показаны спектры реперного 1D МФК, $(Bi:YIG/SiO_2)^7$. Все спектры измерены при нормальном падении света, $\alpha = 0^\circ$, символы \perp и \parallel отвечают ориентации плоскости поляризации падающего света, задаваемой поляризатором $\psi = 0^\circ$ (p -поляризация) и $\psi = 90^\circ$ (s -поляризация).

Объемный 2D МФК, схематично показанный на рисунке 4 (а), изучался в фарадеевской геометрии при $\alpha = 0^\circ$, см. рис. 5 (а), и в геометриях, позволяющих

наблюдать эффект суперпризмы при $\alpha \neq 0^\circ$. Показано, что выбором параметров структуры кристалла (толщина напыляемых слоев и период решетки из фотополимера) возможно реализовать случай, когда стоп-зоны, отвечающие дифракции на системах плоскостей 1–3, будут перекрываться в некотором спектральном диапазоне. Такое перекрытие различных стоп-зон (полос непропускания) наблюдалось в окрестности 600 нм [см. рис. 5 (б)]. Длинноволновая полоса отвечает дифракции на системе 1, а коротковолновая полоса соответствует дифракции на системах 2 и 3 (см. спектр T_{\perp}). При наклонном падении p -поляризованного света вплоть до $\alpha = \pm 15^\circ$ наблюдалось расщепление коротковолновой полосы, а спектральные сдвиги расщепленных полос хорошо описывались выражением для брэгговской дифракции на соответствующих системах плоскостей с учетом преломления света на поверхности кристалла:

$$\lambda = 2d_i n_{eff} \cos(\gamma - \text{asin}(\sin\alpha / n_{eff})), \quad (3)$$

где n_{eff} – эффективный показатель преломления, γ – угол между брэгговской плоскостью и базисной плоскостью образца, d_i межплоскостное расстояние [рис. 4(б)].

Экспериментально показано, что в режиме пересечения стоп-зон наблюдается явление суперпризмы, заключающееся в переключении направления дифракционных пучков при незначительном изменении величины и знака α в окрестности $\alpha = 0^\circ$. Изучены поляризационные спектры объемного 2D МФК и показано, что МО отклик для света с длиной волны из диапазона, соответствующего перекрытию соседних стоп-зон, может быть значительно увеличен. Установлено, что знак вращения плоскости поляризации может быть инвертирован за счет анизотропии пропускания 2D МФК, см. рис. 5 (в) [A27]. Установлена связь между величиной МО отклика и величиной угла α для прошедшего света, а также между углом выхода из кристалла для дифрагированного света. Показано, что в геометрии пропускания увеличение угла вращения наблюдается в узком диапазоне углов падения $\alpha \approx \pm 2^\circ$, а для

дифрагированного света угол вращения растет с ростом угла выхода света из кристалла [A28].

Однако, эффект магнитной суперпризмы [13] не наблюдался экспериментально в силу ограничений, связанных прежде всего с малостью величины гиротропии g . Результаты численного моделирования объемного 2D МФК [рис. 4 (а)] представлены в работе [A32], когда наблюдался эффект магнитной суперпризмы при искусственном масштабировании величины g .

Глава 4. Распространение линейно-поляризованного света в трехмерных фотонных кристаллах и магнитофотонные кристаллы на основе опалов

В четвертой главе представлены результаты исследования взаимодействия линейно-поляризованного света с фотонными кристаллами на основе тонкопленочных и объемных синтетических опалов, сформированных из сферических частиц аморфного SiO_2 (рис. 6). Для изготовления 3D МФК на основе опалов было использовано свойство опаловой матрицы, заключающееся в том, что опалы обладают непрерывной сетью пустот между сферическими частицами. Таким образом, матрица опалов являлась контейнером для магнитооптических жидкостей и твердых материалов (Bi:YIG , магнетит и др.) [14, A1–A3, A6, A7, A10, A12, A19].

Показано, что синтез ферромагнитных и парамагнитных материалов возможен внутри опаловой матрицы, а магнитные свойства 3D МФК определяются типом магнетизма введенного в опал материала (рис. 7). Малость объемной доли и слабость магнитооптического отклика введенного вещества не позволили обнаружить какие-либо новые эффекты, связанные с 3D периодичностью МФК на основе опалов.

В главе проводится анализ экспериментальных спектров пропускания и спектральной зависимости поляризации и фазы прошедшей волны при освещении опалов поляризованным светом. Обнаружены критические направления в кристаллах опалов, для которых p -поляризованная волна не испытывает брэгговской дифракции на какой-либо из систем кристаллографических плоскостей, т. е. распространяется без ослабления — это проявление явления, аналогичного явлению Брюстера [A8, A9, A11, A26].

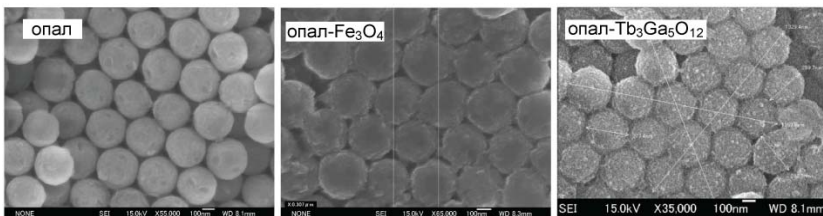


Рис. 6. Изображения (111) поверхности образцов незаполненного опала и опал–магнитное вещество 3D МФК, полученные с помощью электронного сканирующего микроскопа.

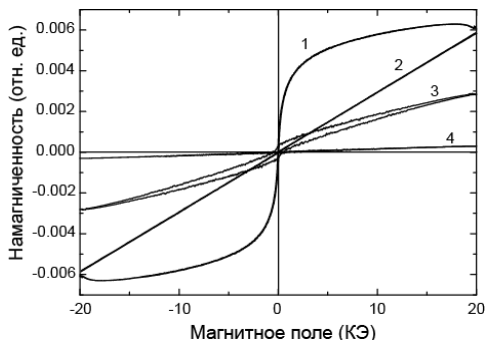


Рис. 7. Кривые намагничивания для различных 3D МФК на основе опал–магнитное вещество композитов: 1 – опал– Fe_3O_4 , 2 – опал– $\text{Tb}_3\text{Ga}_5\text{O}_{12}$, 3 – опал– $\text{Bi}_{0.5}\text{Y}_{2.5}\text{Fe}_5\text{O}_{12}$ и 4 – незаполненный образец опала.

Исследована трансформация поляризационного состояния волн, испытывающих брэгговскую дифракцию на системах кристаллографических плоскостей решетки опалов [A26]. Показано, что падающая линейно-поляризованная волна сохраняет состояние поляризации при распространении в опале, а плоскость поляризации прошедшей волны может быть значительно повернута. Кроме этого, падающий линейно-поляризованный свет может быть трансформирован в эллиптически-поляризованный свет, при этом главная ось эллипса поляризации поворачивается на некоторый угол. Анализ поляризационных состояний прошедшего света в рамках теории матриц переноса и теории гомогенизации дал хорошее соответствие расчетных и экспериментальных спектров.

Тонкопленочные опалы использовались также для изготовления более сложных структур, см. рис. 8. В спектрах гетероструктур, изготовленных из опаловых пленок и Bi:YIG, обнаружена локализованная мода Фабри-Перо и связанное с модой увеличение угла фарадеевского вращения [A17]. Спектры пропускания всех композиционных элементов и образца опал/Bi:YIG/опал со структурой микрорезонатора показаны на рис. 9. В спектре пропускания гетероструктуры опал/Bi:YIG/опал обнаружен пик внутри (111) стоп-зоны опаловой пленки – резонанс Фабри-Перо (стрелка, $\lambda \approx 570$ нм). Спектры фарадеевского вращения гетероструктуры опал/Bi:YIG/опал демонстрируют увеличенное значение угла поворота плоскости поляризации (см. рис. 10) за счет резонансного взаимодействия света с Bi:YIG.

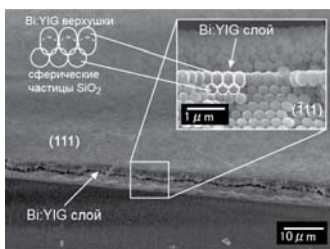


Рис. 8. Изображение гетероструктуры опал/Bi:YIG/опал, полученное с помощью сканирующего электронного микроскопа. Слой Bi:YIG находится между двумя тонкими опаловыми пленками. На вставке показан скол образца.

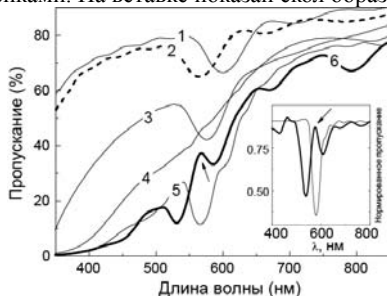


Рис. 9. Спектры пропускания структурных блоков гетероструктуры опал/Bi:YIG/опал на каждом этапе изготовления; нормальное падение на (111) систему кристаллографических плоскостей. Кривая 1 – исходная опаловая пленка (первое брэгговское зеркало), 2 – первое брэгговское зеркало после отжига, 3 – опаловая пленка двойной толщины после отжига, 4 – пленка Bi:YIG на плоской подложке после отжига, 5 – опал/Bi:YIG (гранат без отжига) и 6 – опал/Bi:YIG/опал после отжига. Резонанс Фабри-Перо обозначен стрелкой. На вставке показана обработка спектров 2 и 6; спектры разделены на огибающую кривую, отвечающую экстинкции света в образцах. *Отжиг при температуре 750 °C был необходим для кристаллизации Bi:YIG. Для*

изготовления опал/Bi:YIG/опал гетероструктуры проводился дважды после осаждения первой опаловой пленки и после осаждения второй опаловой пленки (второго брэгговского зеркала).

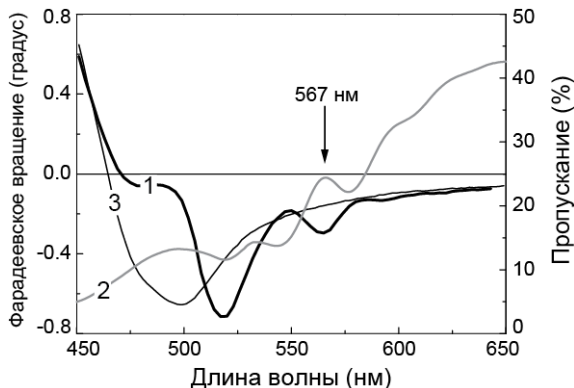


Рис. 10. Спектры фарадеевского вращения (кривая 1) и пропускания (кривая 2) опал/Bi:YIG/опал гетероструктуры при нормальном падении. Кривая 3 – спектр фарадеевского вращения обычной Bi:YIG пленки, выращенной на плоской подложке. Резонанс Фабри-Перо обозначен стрелкой.

Глава 5. Одномерные плазмонные фотонные и магнитофотонные кристаллы в режиме возбуждения поверхностного плазмонного резонанса

Пятая глава посвящена исследованию плазмонных 1D ФК и МФК. Впервые предложена структура для одновременного возбуждения резонансов различной природы [A29]: (i) оптических резонансов, связанных с периодичностью ФК, и (ii) поверхностного плазмонного резонанса в металлическом слое структуры образцов (рис. 11). Исследованными образцами являлись 1D ФК и МФК, в которых последний (предпоследний) слой изготовлялся из благородного (или другого) металла, а эксперименты проводились для *p*-поляризованного света в геометрии Кречманна, когда кристаллы граничили с воздухом или водой. В случае плазмонных 1D МФК проведенные эксперименты показали, что оптическое таммовское состояние (ОТС) и плазмонная полоса поглощения наблюдались в оптических и МО спектрах (рис. 12).

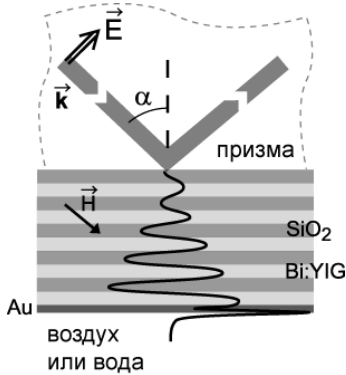


Рис. 11. Схема эксперимента для одновременного возбуждения оптического таммовского состояния и поверхностного плазмонного резонанса в 1D МФК, $(\text{SiO}_2/\text{Bi:YIG})^5/\text{Au}$. Тонкая линия показывает схематически распределение амплитуды поля в кристалле.

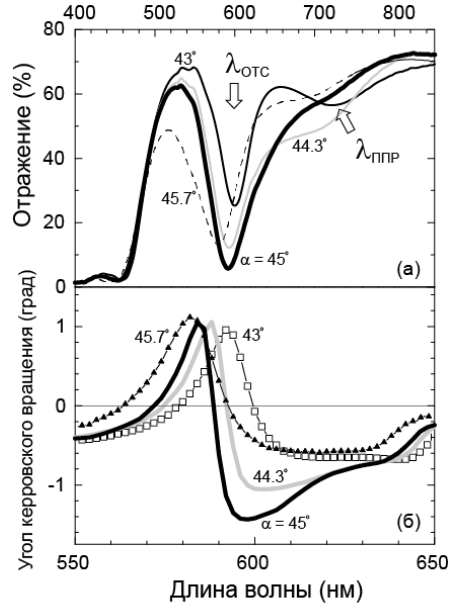


Рис. 12. (а) Спектры отражения плазмонного 1D МФК – $(\text{SiO}_2/\text{Bi:YIG})^5/\text{Au}$ – в геометрии Кречманна для углов падения из призмы (рис. 11) $\alpha = 43\text{--}45.7^\circ$. (б) Соответствующие спектры МО отклика – угол вращения плоскости поляризации (угол Керровского вращения). Граничащая с золотом среда – воздух.

Известно, что спектральное положение плазмонной полосы поглощения определяется условиями возбуждения (материалом призмы, углом падения света, средой на поверхности металла) и следует выражению:

$$n_p \sin(\alpha) - n_{eff} = 0, \quad n_{eff} = \text{Re} \sqrt{\frac{\varepsilon_{Au}(\lambda)n^2}{\varepsilon_{Au}(\lambda) + n^2}}, \quad (4)$$

где n_p – это показатель преломления призмы, α – угол падения света из призмы на ФК, $\varepsilon_{Au}(\lambda)$ – диэлектрическая постоянная золота и n – показатель преломления среды, граничащей с золотом. Поэтому выбор параметров МФК определялся исходя из выражения для спектрального положения ОТС:

$$\lambda(\alpha) = \lambda(0) \sqrt{1 - \left(\frac{n_p \sin \alpha}{n_{eff}} \right)^2}, \quad (5)$$

где $\lambda(0)$ – это спектральное положение пика ОТС при нормальном падении света, α – угол падения света из призмы, n_p – показатель преломления призмы и n_{eff} – эффективный показатель преломления МФК.

Обнаружено, что спектральное положение плазмонной полосы значительно смещается в коротковолновую область при увеличении α , тогда как ОТС смещается незначительно, поэтому возможно спектральное перекрытие этих резонансов (рис. 12). Показано, что управление спектральным положением плазмонной полосы влияет на форму линии МО отклика. Обнаружено, что знак угла вращения меняется на противоположный при пересечении ОТС и плазмонной полосы поглощения, при этом величина угла вращения поляризации практически не меняется [A29]. Наблюдаемые эффекты были интерпретированы как следствие перераспределения амплитуд линейно-независимых компонент электрического поля отраженной волны за счет поглощения p -поляризованной компоненты.

Сильная зависимость спектрального положения плазмонного резонанса от угла падения или от диэлектрической постоянной материала на поверхности тонкой пленки благородного металла* было использовано для повышения чувствительности сенсоров на основе плазмонных 1D МФК [A34–A36]. Экспериментально установлено, что плазмонные 1D МФК обладают большей чувствительностью к предельно малым изменениям диэлектрической постоянной материала на поверхности сенсора, или при детектировании биологических реакций между белковыми молекулами.

* Используется в современных оптических биосенсорах (Biacore Technology).

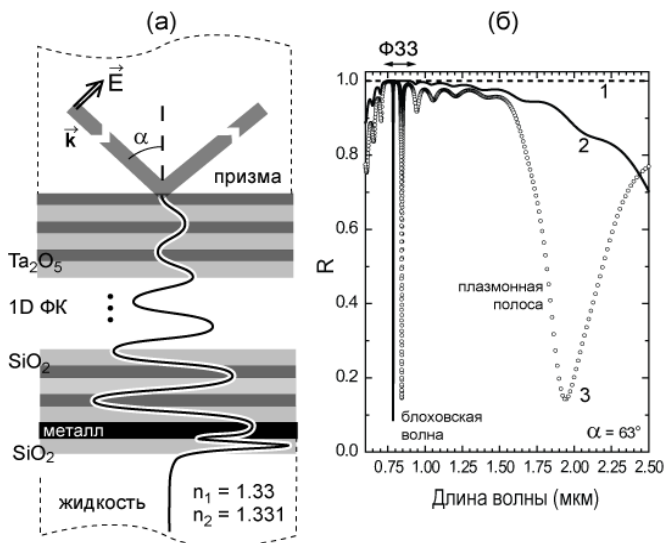


Рис. 13. (а) Геометрия численного эксперимента, принципиальная структура 1D плазмонного ФК и схематическое распределение электрического поля внутри кристалла. (б) Спектры отражения p -поляризованного света в случае непоглощающего $(\text{Ta}_2\text{O}_5/\text{SiO}_2)^{10}$ ФК (линия 1, $R = 1$), $(\text{Ta}_2\text{O}_5/\text{SiO}_2)^{10}/\text{Au}/\text{SiO}_2$ ФК, содержащего слой золота с толщиной 10 нм (линия 2) и $(\text{Ta}_2\text{O}_5/\text{SiO}_2)^{10}/\text{Au}/\text{SiO}_2$ ФК, содержащего слой золота с толщиной 40 нм (линия 3). Спектры рассчитаны для угла падения $\alpha = 63^\circ$.

Проведенный теоретический анализ показал, что максимальная чувствительность сенсоров на основе плазмонных 1D ФК с металлическим слоем наблюдается для кристаллов, поддерживающих поверхностную блоховскую волну. В непоглощающих 1D ФК поверхностная блоховская волна не может наблюдаться в спектрах отражения из-за эффекта полного внутреннего отражения. Именно наличие плазмонного слоя обеспечивает отток энергии волны из канала отражения и визуализацию интерференционных резонансов, связанных с периодичностью (рис. 13). Подбор толщины плазмонного слоя и структуры ФК обеспечивает наблюдение высокодобротного пика ($\omega/\Delta\omega = 1000$) поверхностной блоховской волны. Сравнение с известными оптическими биосенсорами показало, что спектральное смещение пика поверхностной блоховской волны ($\Delta\lambda$) за счет изменения диэлектрической постоянной

(Δn) на поверхности сенсора (и в ее ближайшей окрестности) дает не только значительное повышение чувствительности сенсора ($\Delta\lambda/\Delta n \approx 1500 \text{ nm/RIU}$), но и устойчивость его рабочих характеристик [A34–A36].

Глава 6. Особенности магнитооптического отклика субволновых плазмонных пленок на основе граната и золота.

Результаты исследований свойств субволновых композитных пленок на основе частиц золота, внедренных в пленку Bi:YIG , приведены в шестой главе. Изготовленными образцами были планарные пленки Bi:YIG-Au двух типов: (*i*) неупорядоченный массив золотых частиц с латеральными размерами в диапазоне 10–100 нм, полученный с помощью многократного напыления и расплава 5-нм протяженной пленки Au и внедренный в пленку Bi:YIG (рис. 14) [A16, A23], и (*ii*) 2D квадратная или прямоугольная решетка 100-нм золотых частиц, внедренная в пленку Bi:YIG [A37, A38]. В обоих случаях толщина пленки Bi:YIG была 100 нм (рис. 16). На основе проведенного численного моделирования системы (*ii*) впервые дано исчерпывающее объяснение механизма увеличения угла магнитооптического вращения при возбуждении локализованного плазмона, дается интерпретации наблюдаемых спектров и найдены параметры для плазмонного магнитооптического переключателя [A38].

Экспериментальное исследование плазмонных нанопленок Bi:YIG-Au в фарадеевской геометрии показало, что в их оптических спектрах наблюдается полоса поглощения в окрестности $\lambda = 600 \text{ нм}$, связанная с возбуждением локализованного плазмонного резонанса (рис. 15). Соответственно, в спектрах МО отклика обнаружен пик увеличенного угла вращения плоскости поляризации по сравнению с вращением сплошных пленок Bi:YIG . Спектральное положение плазмонного резонанса $\lambda \approx 600 \text{ нм}$ для неупорядоченных нанопленок Bi:YIG-Au хорошо описывается известным выражением для дипольного резонанса M_i на сферической частице:

$$\varepsilon_{Au}(\omega) = -2\varepsilon_{Bi:YIG}(\omega). \quad (6)$$

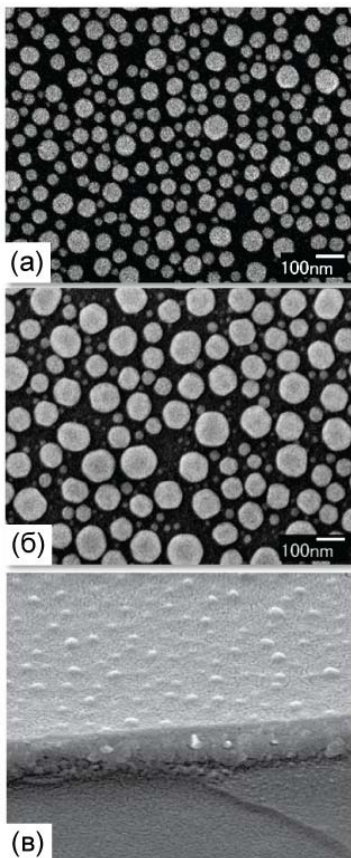


Рис. 14. Изображения, полученные с помощью сканирующего электронного микроскопа: (а) и (б) островковые неупорядоченные структуры, изготовленные с помощью многократного напыления и расплава тонкой пленки Au с толщиной 5 нм при температуре 1000 °С, (в) скол Bi:YIG-Au нанопленки. Bi:YIG напылялся поверх островковых структур.

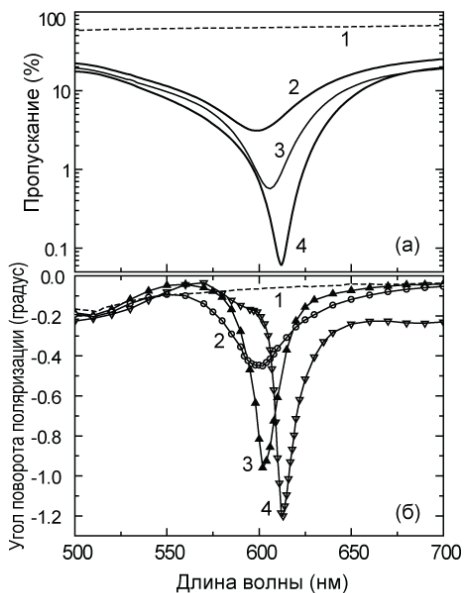
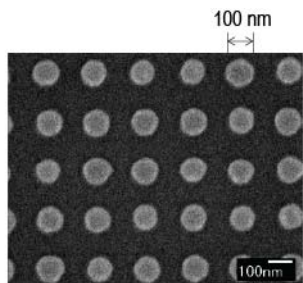


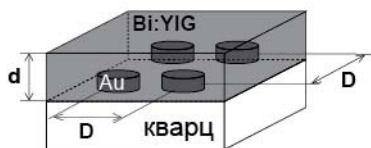
Рис. 15. (а) Спектры пропускания и (б) вращения плоскости поляризации: 1 – Bi:YIG пленка, 2 – Bi:YIG-Au пленка (четыре цикла напыления и расплава 5-нм пленки Au), 3 – Bi:YIG-Au после пяти циклов и 4 – Bi:YIG-Au после шести циклов. Толщина напыляемого Bi:YIG была примерно 100 нм.

Обнаружено, что МО отклик увеличивается при однократном прохождении света через нанопленку Bi:YIG-Au, стремится к МО отклику сплошной нанопленки Bi:YIG при двукратном прохождении света и не накапливается при многократном прохождении [A33]. Таким образом, эффект усиленного вращения поляризации на

частотах плазмонного резонанса является взаимным эффектом, когда сильные ближние поля в окрестности Au частиц приводят к анизотропному пропусканию света с линейно-независимыми поляризациями.



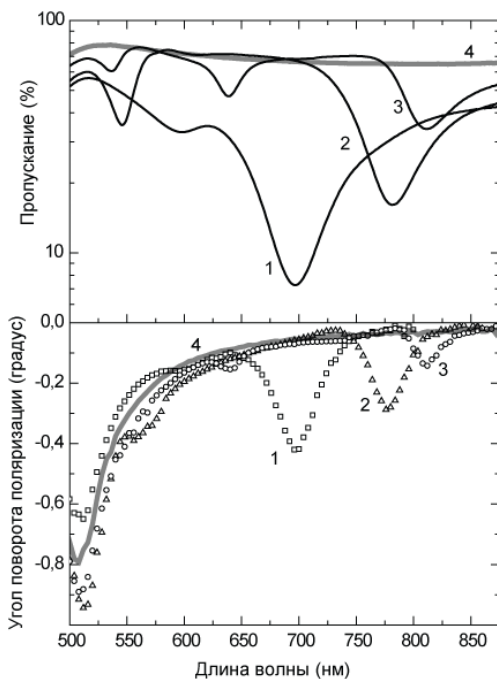
(а)



(б)

Рис. 17. (а) Спектры пропускания и (б) вращения плоскости поляризации Bi:YIG-Au пленок: 1 – $D = 200$ нм, 2 – $D = 300$ нм, 3 – $D = 400$ нм. Кривые 4 – Bi:YIG пленка. Толщина напыляемого Bi:YIG была $d = 100$ нм.

Рис. 16. (а) Изображение, полученное с помощью сканирующего электронного микроскопа – 2D квадратная решетка Au дисков. (б) Модель исследованных образцов – Au диски внутри пленки Bi:YIG, изготовленные на подложке из кварца.



Экспериментально и теоретически исследованы оптические свойства 2D нанопленок Bi:YIG-Au (рис. 16) в зависимости от периода 2D решетки Au частиц (D) [A38]. Обнаружено, что спектральное положение коротковолновой полосы описывается выражением для локализованного плазмонного резонанса на сферической частице, выражение (6). Длинноволновая полоса поглощения также

является следствием возбуждения локализованных плазмонов на золотых частицах, а ее спектральное положение (λ) зависит от \mathbf{D} и определяется дифракционным условием для света в нанопленке Bi:YIG-Au:

$$\lambda = n_{\text{eff}} \mathbf{D}, \quad (7)$$

$$\text{где } n_{\text{eff}}^2 = \varepsilon_{\text{Bi:YIG}} \left[1 - \frac{3V(\varepsilon_{\text{Bi:YIG}} - \varepsilon_{\text{Au}})}{2\varepsilon_{\text{Bi:YIG}} + \varepsilon_{\text{Au}} + V(\varepsilon_{\text{Bi:YIG}} - \varepsilon_{\text{Au}})} \right] \quad (8)$$

– это эффективный показатель преломления, рассчитанный в рамках теории Максвелла-Гарнетта, $\varepsilon_{\text{Bi:YIG}}$ и ε_{Au} – это вещественные части частотно-зависимых диэлектрических проницаемостей граната и золота, V – это объемная доля, приходящаяся на частицы золота. Расчет по формулам (7 и 8) проводился для частот наблюдения длинноволновой полосы, как в экспериментальных, так и в расчетных спектрах.

Для исследованной системы Bi:YIG-Au впервые показано, что существует критический период, когда достигается ближнепольный режим сильного подавления пропускания. В таком режиме, за счет МО отклика Bi:YIG, происходит гигантское увеличение угла поворота плоскости поляризации с возможностью конвертации линейной поляризации падающей волны в линейно-независимую, а также в эллиптическую поляризацию с направлением циркуляции, контролируемым направлением внешнего магнитного поля. Таким образом, предложенная система является управляемой сверхтонкой ближнепольной волновой пластинкой [A38].

Основные результаты и выводы

1. Оптический эффект Боррманна приводит к увеличению угла поворота поляризации за счет снижения групповой скорости волны, распространяющейся в 1D МФК, при этом рост амплитуды электрического поля излучения с длиной волны, соответствующей коротковолновому/длинноволновому краю полосы пропускания, происходит в слоях с меньшим/большим показателем преломления. В ограниченных кристаллах, изготовленных из SiO_2 и Bi:YIG , эффект Боррманна приводит к росту величины угла фарадеевского вращения на обоих краях ФЗЗ. Показано, что прирост угла вращения больше на длинноволновом краю ФЗЗ за счет большей локализации поля в слоях Bi:YIG .

2. Впервые в экспериментальных оптических спектрах 1D МФК со структурой, поддерживающей оптические таммовские состояния, обнаружен пик внутри ФЗЗ, связанный с резонансным взаимодействием света со структурой. Увеличение фарадеевского угла в таких структурах происходит за счет значительной локализации волны в одном из слоев Bi:YIG (по аналогии с микрорезонатором Фабри-Перо), результатом чего является увеличение угла фарадеевского вращения.

3. Обнаружено увеличение фарадеевского вращения в двойных микрорезонаторах Фабри-Перо на основе 1D МФК. Экспериментально показано, что спектр фарадеевского вращения образца имеет дублетную структуру, являющуюся признаком взаимодействующих микрорезонаторов.

4. Впервые изучено влияние множественной брегговской дифракции на магнитооптические спектры 2D МФК, выращенных с использованием технологии клонирования подложки. Показано, что наблюдаемые особенности в оптических спектрах 2D МФК связаны с сильной анизотропией пропускания поляризованного света. Обнаружено, что угол поворота плоскости поляризации значительно растет, а что знак вращения поляризации меняется на противоположный в режиме пересечения фотонных стоп-зон. В режиме фотонной суперпризмы наблюдалось увеличение МО отклика для дифрагированного света.

5. Пленки Bi:YIG толщиной ≈ 100 нм, выращенные на поверхности опаловых пленок, обладают 2D периодической структурой, являющейся репликой поверхности опала. В спектрах таких структурированных пленок обнаружены спектральные полосы, связанные с дифракцией на 2D решетке Bi:YIG. Показано, что дифракция и связанная с ней анизотропия оптических свойств структурированных пленок Bi:YIG значительно влияют на их МО отклик.

6. С использованием 3D фотонных кристаллов на основе опалов, экспериментально исследована трансформация поляризации прошедшего света. Обнаружено, что поляризационное состояние прошедшей волны определяется амплитудной и фазовой анизотропией пропускания линейно-независимых компонент входящего в кристаллы поляризованного света.

7. На основе искусственных опалов впервые синтезированы 3D МФК. Тонкопленочные и объемные образцы опалов использовались как матрица для заполнения магнитооптическими материалами, так и в качестве брэгговских зеркал в структуре микрорезонатора Фабри-Перо. Обнаружено изменение магнитных свойств опал/магнитное вещество композитов в зависимости от магнитных свойств и объема введенного в опал магнитного вещества. Показано, что в структурах опал/Bi:YIG/опал наблюдается резонанс Фабри-Перо и соответствующее ему усиление фарадеевского вращения.

8. Предложена концепция плазмонных 1D ФК и МФК, основанная на возможности возбуждения в кристаллах поверхностных волн различной природы. Впервые продемонстрировано, что в таких кристаллах резонанс поверхностной блоховской волны (и другие резонансы, связанные с периодичностью кристаллов) может быть визуализирован за счет поглощения волны в слое металла. Поглощение поверхностной блоховской волны наблюдается в спектрах отражения, измеренных в геометрии полного внутреннего отражения, как высокочастотная линия. Обнаружено значительное повышение чувствительности и робастности оптических сенсоров на основе предложенных плазмонных 1D ФК и МФК.

9. Обнаружено, что в плазмонных магнитооптических нанокompозитах и периодических структурах на основе золота и Bi:YIG (плазмонная частица в

магнитооптической матрице) наблюдается усиление магнитооптического отклика на частотах локализованных плазмонных резонансов. Впервые показано, что эффект усиления наблюдается при однократном прохождении света через образцы и не накапливается при многократном прохождении.

10. На основе экспериментальных данных по исследованию плазмонных магнитооптических структур теоретически проведено моделирование спектров 2D структур. Обнаружена связь между параметрами плазмонной решетки и гигантскими углами вращения плоскости поляризации. Обнаружены эффекты конвертации линейно-поляризованного света в эллиптически-поляризованный с возможностью переключения циркулярности поляризации, что может быть использовано для сверхтонкой перестраиваемой ближнепольной пластинки.

Часть результатов была получена автором во время работы в Технологическом университете г. Тоёхаси (Toyohashi University of Technology), Япония в качестве исследователя (postdoctorate researcher) и профессора (associate professor) в соавторстве с коллегами, в том числе со студентами и аспирантами университета.

Основные результаты диссертации отражены в следующих публикациях

- A1.** A.V. Baryshev, T. Kodama, K. Nishimura, H. Uchida, M. Inoue, Three-dimensional magnetophotonic crystals based on artificial opals// J. Appl. Phys. – 2004. – V. 95. –P. 7336–7338.
- A2.** A.V. Baryshev, T. Kodama, K. Nishimura, H. Uchida, M. Inoue, Magneto-optical properties of three-dimensional magnetophotonic crystals// IEEE Trans. Magn. – 2004. – V. 40. – P. 2829–2831.
- A3.** M. Inoue, A.A. Fedyanin, A.V. Baryshev, A.B. Khanikaev, H. Uchida, A.B. Granovsky, Frontiers in Magneto-optics of Magnetophotonic Crystals// J. Magnetism –2006. –V. 11. P. 195–207.
- A4.** M. Inoue, R. Fujikawa, A. Baryshev, A. Khanikaev, P.B. Lim, H. Uchida, O. Aktsipetrov, A. Fedyanin, T. Murzina, A. Granovsky, Magnetophotonic crystals// J. Phys. D: Appl. Phys. – 2006. –V. 39. – P. R151–R161.

- A5.** R. Fujikawa, A.V. Baryshev, K. Nishimura, H. Uchida, M. Inoue, Optical study on opaline thin films grown by vertical deposition// *J. Porous Mat.* – 2006. – V. 13. – P. 287–290.
- A6.** T. Kodama, K. Nishimura, A.V. Baryshev, H. Uchida, M. Inoue, Opal photonic crystals impregnated with magnetite// *Physica Status Solidi (B)* – 2004. – V. 241. – P. 1597–1600.
- A7.** R. Fujikawa, A.V. Baryshev, A.B. Khanikaev, H. Uchida, P.B. Lim, M. Inoue, Fabrication and Optical Properties of Three-Dimensional Magnetophotonic Heterostructures// *IEEE Trans. Magn.* – 2006. – V. 42. – P. 3075–3077.
- A8.** A.V. Baryshev, A.B. Khanikaev, H. Uchida, M. Inoue, M. F. Limonov, Interaction of polarized light with three-dimensional opal-based photonic crystals// *Phys. Rev. B* – 2006. – V. 73. – P. 033103/4.
- A9.** M.V. Rybin, A.V. Baryshev, M. Inoue, A.A. Kaplyanskii, V.A. Kosobukin, M.F. Limonov, A.K. Samusev, A.V. Sel'kin, Complex interaction of polarized light with three-dimensional opal-based photonic crystals: diffraction and transmission studies// *Photonics and Nanostructures* – 2006. – V. 4. – P. 146-154.
- A10.** A.V. Baryshev, T. Kodama, K. Nishimura, H. Uchida, M. Inoue, Optical properties of three-dimensional magnetophotonic crystals based on artificial opals// *Trans. Magn. Soc. Jpn.* – 2004. – V. 4. – P. 290–292.
- A11.** A.V. Baryshev, A.B. Khanikaev, R. Fujikawa, H. Uchida, M. Inoue, Polarized light coupling to thin silica-air opal films grown by vertical deposition// *Phys. Rev. B* – 2007. – V. 76. – P. 014305/9.
- A12.** A.V. Baryshev, T. Kodama, K. Nishimura, H. Uchida, M. Inoue, Three-Dimensional Magnetophotonic Crystals Based on Artificial Opals: Fabrication and Properties// *Mater. Res. Soc. Symp. Proc.* – 2005. – V. 834. – P. 109–114.
- A13.** M. Inoue, A.V. Baryshev, A.B. Khanikaev, M.E. Dokukin, K.H. Jung et al. (9), Magnetophotonic materials and their applications// *IEICE Trans. Electron.* – 2008. – V. E91–C(10). P. 1630–1638.
- A14.** T. Goto, A.V. Dorofeenko, A.M. Merzlikin, A.V. Baryshev, A.P. Vinogradov, M. Inoue, A.A. Lisyansky, A.B. Granovsky, Optical Tamm States in One-Dimensional Magnetophotonic Structures// *Phys. Rev. Lett.* – 2008. – V. 101. – P. 113902/3.

- A15.** A.B. Khanikaev, A.V. Baryshev, P.B. Lim, H. Uchida, M. Inoue, A.G. Zhdanov, A.A. Fedyanin, A.I. Maydykovskiy, O.A. Aktsipetrov, Nonlinear Verdet law in magnetophotonic crystals: Interrelation between Faraday and Borrmann effects// *Phys. Rev. B* – 2008. – V. 78. – P. 193102/4.
- A16.** R. Fujikawa, A.V. Baryshev, J. Kim, H. Uchida, M. Inoue, Contribution of the surface plasmon resonance to optical and magneto-optical properties of a Bi:YIG-Au nanostructure// *J. Appl. Phys.* – 2008. – V. 103. – P. 07D301/3.
- A17.** M. E. Dokukin, A.V. Baryshev, A.B. Khanikaev, M. Inoue, Reverse and enhanced magneto-optics of opal/garnet heterostructures// *Opt. Exp.* – 2009. – V. 17. – P. 9063-9070.
- A18.** S.M. Baek, M.E. Dokukin, K. Yayoi, J. Kim, H. Uchida, A.V. Baryshev, M. Inoue, 2D magnetophotonic crystals fabricated on patterned substrates// *J. Magn. Soc. Jp.* – 2009. – V. 33. – P. 489-492.
- A19.** R. Fujikawa, A.V. Baryshev, A.B. Khanikaev, J. Kim, H. Uchida, M. Inoue, Enhancement of Faraday rotation in 3D/Bi:YIG/1D photonic heterostructures// *J. Mater. Sci.: Mater. Electr.* – 2009. – V. 20. – P. 493-497.
- A20.** T. Goto, A.V. Baryshev, M. Inoue et al. (8), Tailoring surfaces of one-dimensional magnetophotonic crystals: Optical Tamm state and Faraday rotation// *Phys. Rev. B* – 2009. – V. 79. – P. 125103/5.
- A21.** A.V. Baryshev, A. Khanikaev, R. Fujikawa, H. Uchida, M. Inoue, Diffraction processes in 3D photonic crystals based on thin opal film// *J. Mater. Sci.: Mater. Electr.* – 2009. – V. 20. – P. 416-420.
- A22.** R. Fujikawa, A.V. Baryshev, A.B. Khanikaev, J. Kim, H. Uchida, M. Inoue, Enhancement of Faraday rotation in 3D/Bi:YIG/1D photonic heterostructures// *J. Mater. Sci.: Mater. Electr.* – 2009. – V. 20. – P. 493-497.
- A23.** H. Uchida, Y. Masuda, R. Fujikawa, A.V. Baryshev, M. Inoue, Large enhancement of Faraday rotation by localized surface plasmon resonance in Au nanoparticles embedded in Bi:YIG film// *J. Magn. Magn. Mater.* – 2009. – V. 321. P. 843-845.
- A24.** T. Goto, A.V. Baryshev, K. Tobinaga, M. Inoue, Faraday rotation of a magnetophotonic crystal with the dual-cavity structure// *J. Appl. Phys.* – 2010. – V. 107. – P. 09A946/3.

- A25.** S. Baek, M. Dokukin, K. Yayoi, A. Baryshev, M. Inoue, Diffraction-modified Kerr rotation from patterned garnet films// *J. Appl. Phys.* – 2010. – V. 107. – P. 09A923/3.
- A26.** A.V. Baryshev, M.E. Dokukin, A.M. Merzlikin, M. Inoue, Propagation of Polarized Light in Opals: Amplitude and Phase Anisotropy// *J. Exp. Theor. Phys.* – 2011. – V. 112(3). – P. 361–369.
- A27.** S.M. Baek, A.V. Baryshev, M. Inoue, Multiple Bragg diffraction in magnetophotonic crystals// *Appl. Phys. Lett.* – 2011. – V. 98. – P. 101111/3.
- A28.** S.M. Baek, A.V. Baryshev, M. Inoue, Multiple diffraction in two-dimensional magnetophotonic crystals fabricated by the autocloning method// *J. Appl. Phys.* – 2011. – V. 109. – P. 07B701/3.
- A29.** A.V. Baryshev, K. Kawasaki, P. B. Lim, M. Inoue, Interplay of surface resonances in one-dimensional plasmonic magnetophotonic crystal slabs// *Phys. Rev. B* – 2012. – V. 85. – P. 205130/4.
- A30.** Y. Haga, T. Goto, A.V. Baryshev, M. Inoue, One-Dimensional Single- and Dual-Cavity Magnetophotonic Crystal Fabricated by Bonding// *J. Magn. Soc. Jpn.* – 2012. – V. 36. – P. 54–57.
- A31.** A.V. Chetvertukhin, A.V. Baryshev, H. Uchida, M. Inoue, A.A. Fedyanin, Resonant surface magnetoplasmons in two-dimensional magnetoplasmonic crystals excited in Faraday configuration// *J. Appl. Phys.* – 2012. – V. 111. – P. 07A946/3.
- A32.** S. Baek, A.V. Baryshev, M. Inoue, Superprism phenomenon in two-dimensional magnetophotonic crystals: Experiment and numerical simulation// *J. Appl. Phys.* – 2012. – V. 111. – P. 07E508/3.
- A33.** A.V. Baryshev, H. Uchida, M. Inoue, Peculiarities of plasmon-modified magneto-optical response of gold–garnet structures// *J. Opt. Soc. Am. B*– 2013. – V. 30 (9). – P. 2371–2376.
- A34.** A.V. Baryshev, A.M. Merzlikin, M. Inoue, Efficiency of optical sensing by a plasmonic photonic-crystal slab// *J. Phys. D: Appl. Phys.* – 2013. – V. 46. – P. 125107/5.
- A35.** A.V. Baryshev, A.M. Merzlikin, M. Inoue, Plasmonic photonic-crystal slab as an ultrasensitive and robust optical biosensor// *Proc. SPIE* – 2013. – V. 8632, Photonic and Phononic Properties of Engineered Nanostructures III. – P. 863209/7.

A36. A.V. Baryshev, A.M. Merzlikin, Approach to visualization of and optical sensing by Bloch surface waves in noble or base metal-based plasmonic photonic crystal slabs// *Appl. Optics* – 2014. – V. 53(14). – P. 3142–3146.

A37. I.A. Kolmychek, A.N. Shaimanov, A.V. Baryshev, T.V. Murzina, Magneto-optical response of two-dimensional magnetic plasmon structures based on gold nanodiscs embedded in a ferrite garnet layer// *JEPT Letters* – 2015. – V. 102. – P. 46–50.

A38. A.V. Baryshev, A.M. Merzlikin, Tunable plasmonic ultra-thin magneto-optical wave plate// Submitted to *J. Phys. D: Appl. Phys.* – 2015.

Цитированная литература

1. M. Inoue, T. Yamamoto, K. Isamoto, T. Fujii, Effect of structural irregularity on propagation properties of optical waves in discontinuous magneto-optical media with one-dimensional quasirandom array structures// *J. Appl. Phys.* – 1996. – V. 79. – P. 5988–5990.
2. M. Inoue, K.I. Arai, T. Fujii, M. Abe, Magneto-optical properties of one-dimensional photonic crystals composed of magnetic and dielectric layers// *J. Appl. Phys.* – 1998. – V. 83. – P. 6768–6770.
3. M. Inoue, R. Fujikawa, A. Baryshev, A. Khanikaev, P.B. Lim, H. Uchida, O. Aktsipetrov, A. Fedyanin, T. Murzina, A. Granovsky, Magnetophotonic crystals// *J. Phys. D: Appl. Phys.* – 2006. – V. 39. – P. R151–R161.
4. M. Inoue, M. Levy, and A.V. Baryshev (Eds.), *Magnetophotonics: From Theory to Applications*// Springer – 2013.
5. K. Kneipp, Y. Wang, H. Kneipp, L.T. Perelman, I. Itzkan, R.R. Dasari, M.S. Feld, Single Molecule Detection Using Surface-Enhanced Raman Scattering (SERS)// *Phys. Rev. Lett.* – 1997. – V. 78. – P. 1668–1670.
6. H.A. Atwater and A. Polman, Plasmonics for improved photovoltaic devices// *Nat. Mater.* – 2010. – V. 9, – P. 205–213.
7. I.I. Smolyaninov, Y.J. Hung, C.C. Davis, Magnifying Superlens in the Visible Frequency Range// *Science* – 2007. – V. 315. – P. 1699–1702.

8. X. Luo, and T. Ishihara, Surface plasmon resonant interference nanolithography technique// *Appl. Phys. Lett.* – 2004. – V. 84. – P. 4780–4782.
9. R.F. Oulton, V.J. Sorger, D.A. Genov, D.F.P. Pile, X. Zhang, A hybrid plasmonic waveguide for subwavelength confinement and long-range propagation// *Nature Photonics* – 2008, – V. 2, P. 496–500.
10. S. Tomita, T. Kato, S. Tsunashima, S. Iwata, M. Fuji, S. Hayashi, Magneto-optical Kerr effects of yttrium-iron garnet thin films incorporating gold nanoparticles// *Phys. Rev. Lett.* – 2006. – V. 96. – P. 167402/4.
11. Chapter Nano-Magnetophotonics by M. Inoue, A. Khanikaev, A. Baryshev to *Nanoscale Magnetic Materials and Applications* by J.P. Liu, E. Fullerton, O. Gutfleisch, D.J. Sellmyer (Eds.)// Springer – 2009. – P. 627–660.
12. Chapter Structural Features and Related Optical Responses of Magnetophotonic Crystals by M. Inoue, A.V. Baryshev, A.M. Merzlikin, H. Uchida, A.B. Khanikaev to *Structural Features and Related Optical Responses of Magnetophotonic Crystals* by M.F. Limonov and R.M. De La Rue (Eds.)// Taylor & Francis Group – 2012. – P. 447–470.
13. A. M. Merzlikin, A. P. Vinogradov, M. Inoue, and A. B. Granovsky, Giant photonic Hall effect in magnetophotonic crystals// *Phys. Rev. E* – 2005. – V. 72. – P. 046603/4.
14. T.V. Murzina, E.M. Kim, R.V. Kapra, I.V. Moshnina, O.A. Aktsipetrov, D.A. Kurdyukov, S.F. Kaplan, V.G. Golubev, M.A. Bader, G. Marowsky, Magnetophotonic crystals based on yttrium-iron-garnet infiltrated opals: magnetization-induced second-harmonic generation// *Appl. Phys. Lett.* – 2006. – V. 88. – P. 022501/3.