

СЕМУК ЕВГЕНИЙ ЮРЬЕВИЧ

**ФЕРРОМАГНИТНЫЙ РЕЗОНАНС В ПЛЕНКАХ
ВИСМУТ-ЗАМЕЩЕННЫХ ФЕРРИТОВ-ГРАНАТОВ**

1.3.8 – Физика конденсированного состояния

Автореферат
диссертации на соискание учёной степени
кандидата физико-математических наук

Симферополь
2023

Работа выполнена в Федеральном государственном автономном образовательном учреждении высшего образования «Крымский федеральный университет им. В.И. Вернадского».

Научный руководитель: Полулях Сергей Николаевич

доктор физико-математических наук, доцент,
заведующий кафедрой экспериментальной физики
Физико-технического института Крымского
федерального университета им. В.И. Вернадского

Оппоненты: Райхер Юрий Львович

доктор физико-математических наук, профессор,
главный научный сотрудник Лаборатории динамики
дисперсных систем Института механики сплошных
сред Уральского отделения Российской академии наук –
филиал Федерального государственного бюджетного
учреждения науки Пермского федерального
исследовательского центра Уральского отделения
Российской академии наук

Бессонов Владимир Дмитриевич

кандидат физико-математических наук, старший
научный сотрудник лаборатории перспективных
магнитных материалов Федерального государственного
бюджетного учреждения науки Института физики
металлов имени М.Н. Михеева Уральского отделения
Российской академии наук

Ведущая организация: Институт физики им. Л.В. Киренского Сибирского
отделения Российской академии наук – обособленное
подразделение ФИЦ КНЦ СО РАН

Защита состоится « 24 » ноября 2023 г. в 15⁰⁰ на заседании диссертационного совета
24.2.318.06 на базе Федерального государственного автономного образовательного
учреждения высшего образования «Крымский федеральный университет имени
В.И. Вернадского»

по адресу: 295007, Республика Крым, г. Симферополь, ул. Ялтинская, 20, зал для защиты
диссертаций (аудитория 301).

С диссертацией можно ознакомиться в библиотеке ФГАОУ ВО «Крымский федеральный
университет имени В.И. Вернадского»

по адресу: 295007, г. Симферополь, проспект Академика Вернадского, д.4, корпус А,
или на сайте <http://science.cfuv.ru/Без-пубрики/semuk-evgenij-yurevich>

Телефон учёного секретаря +7 (978) 772-19-86

Автореферат разослан « ___ » _____ 2023 г.

Учёный секретарь
диссертационного совета 24.2.318.06
к. ф.-м. н.

Лапин Б.П.

ОБЩАЯ ХАРАКТЕРИСТИКА РАБОТЫ

Актуальность работы. Диссертационная работа посвящена применению ферромагнитного резонанса (ФМР) для анализа магнитных свойств пленок висмут-замещенных ферритов-гранатов, синтезируемых с помощью жидкофазной эпитаксии и реактивного ионно-лучевого распыления.

Эпитаксиальные пленки феррит-гранатов (ЭПФГ) имеют широкий спектр практических применений, к которым относится их использование в электронике и технике СВЧ [1], в качестве рабочего материала датчиков слабых магнитных полей, в устройствах визуализации пространственно неоднородных магнитных полей, в вихретоковой дефектоскопии.

Эпитаксиальные пленки феррит-гранатов являются также популярным объектом исследования магнитоупругих взаимодействий. Возобновление интереса к таким явлениям в настоящее время обусловлено, в частности тем, что благодаря наличию углового момента у поперечной упругой волны, появляются возможности передачи углового момента через немагнитную подложку и акустические возбуждения в этом случае можно рассматривать, как фоновую накачку, влияющую на ФМР в пленке [2].

Поперечные упругие моды обычно наблюдаются при намагничивании вдоль нормали к плоскости магнитной пленки. В то время, как для магнитных сенсоров используются ЭПФГ с планарным расположением намагниченности и слабой магнитной анизотропией в плоскости пленки. Представляются интересными исследования ферромагнитного резонанса в слабых магнитных полях, лежащих в плоскости таких пленок.

Изучению эффектов, связанных с фотоиндуцированным изменением магнитных свойств вещества посвящено большое число работ. Природа этих эффектов связана с наличием примесных фотоактивных центров, формирующихся в результате зарядовой компенсации в катион-замещенных гранатах [3]. Возрождение интереса к индуцированной светом модификации магнитной анизотропии обусловлено развитием фотоники и связано с экспериментами по сверхбыстрому перемагничиванию эпитаксиальных пленок висмут-замещенного и кобальт-замещенного феррита-граната иттрия при комнатной температуре [4,5]. Наряду с модификацией магнитной анизотропии, механизмы сверхбыстрого перемагничивания также могут быть обусловлены как тепловыми эффектами, так и нелинейными оптомагнитными эффектами: обратный эффект Фарадея (в циркулярно поляризованном свете) и обратный эффект Коттона-Мутона (в линейно поляризованном свете). Поэтому представляются интересными исследования фотомагнитных эффектов в катион-замещенных (в том числе и в *Bi*-замещенных) ЭПФГ новых составов.

Магнитные пленки *Bi*-замещенных феррит-гранатов, выращенные методом реактивного ионно-лучевого распыления, применяются в качестве магнитных компонентов одномерных магнито-фотонных кристаллов (МФК), работающих на эффекте Фарадея [A5]. На основе одномерных МФК, создается новое поколение магнитооптических устройств, таких как устройства памяти, оптические вентили и магнитооптические пространственные модуляторы света со скоростью переключения несколько ГГц.

Вариации химического состава и условий синтеза пленок ферритов-гранатов обеспечивают не только возможность синтеза образцов с контролируемыми свойствами, но и, в ряде случаев, могут приводить к неоднородности магнитных свойств по толщине пленки. Сформированная в таких случаях слоистая структура ЭПФГ влияет на

эффективность использования тонкопленочных материалов в прикладных устройствах.

К параметрам гранатовых пленок предъявляются многочисленные, часто взаимоисключающие требования, которые нужно учитывать в процессе синтеза пленочных структур. Важным параметром является тип магнитной анизотропии, влияющий на эффективность использования пленок ферритов-гранатов. Например, в МФК обычно реализуются схемы, при которых свет падает нормально на поверхность пленки магнитоактивного элемента. Поскольку угол Фарадеевского вращения пропорционален проекции намагниченности на направление распространения света, то, в идеальном случае, намагниченность в гранатовой пленке должна иметь высокое значение и ориентироваться вдоль нормали к поверхности образца. С другой стороны, в пленках с высокими значениями намагниченности M_s , большая величина магнитоэнтальпической энергии $2\pi M_s^2$ может привести к изменению анизотропии, например, с типа «легкая ось» на тип «легкая плоскость». В этом случае для реализации максимального значения эффекта Фарадея понадобится прикладывать значительно большее внешнее магнитное поле. Таким образом, на этапе отработки технологии синтеза пленок важно уметь определять магнитную анизотропию, для чего в настоящей работе используется метод ферромагнитного резонанса.

Связь работы с научными программами, планами, темами. Диссертационная работа выполнена на базе кафедры экспериментальной физики и отдела функциональных материалов и нанотехнологий Крымского Федерального университета имени В.И. Вернадского в рамках следующих научно-технических и научно-исследовательских работ по проектам:

«Изготовление образцов ЖИГ для создания макета квантового процессора на магнитных кубитах», сроки выполнения – 01.06.2022-30.06.2024. Источник финансирования – Договор на выполнение научно-исследовательских и опытно-конструкторских работ № 11/6-15Д-1272.

«Регистрация сигналов магнито-резонансной томографии в слабых полях с помощью сенсоров магнитного поля, основанных на магнитоупорядоченных материалах», сроки выполнения – 01.07.2018-30.10.2021. Источник финансирования – Грант РФФИ № 18-29-02120. № ГР АААА-А18-118072090012-1.

«Нанофотоника феррит-гранатовых пленок и структур для нового поколения квантовых устройств», сроки выполнения – 09.12.2019-31.12.2021. Источник финансирования – Грант в форме субсидии из федерального бюджета для государственной поддержки научных исследований, проводимых под руководством ведущего ученого (Мегагрант) № 075-15-2019-1934.

«Монокристаллические пространственные преобразователи для магнитооптической вихретоковой интроскопии», сроки выполнения – 01.01.2011-31.12.2012. Источник финансирования – Грант МОНУ. НИР № 287/11. № ГР 0111u000505.

«Разработка наноразмерных магнитооптических сенсорных сред», сроки выполнения – 01.01.2015-31.12.2016. Источник финансирования Конкурсное финансирование: госзадание Минобрнауки России (субсидия), НИР № 2015/701-2. № ГР 115052150070.

Цель и задачи исследования. Развитие путей применения ферромагнитного резонанса, как метода контроля свойств пленок ферритов гранатов с целью анализа магнитной анизотропии, неоднородной по толщине пленки структуры, магнитоупругих и фотомангнитных эффектов.

Решаемые в работе задачи: для достижения поставленной цели в рамках диссертации решаются следующие задачи:

1. Анализ возможных структурных неоднородностей эпитаксиальных пленок ферритов гранатов, синтезируемых для применения в устройствах магнитооптической визуализации пространственно-неоднородных магнитных полей.

2. Анализ влияния типа подложки, межслоевого взаимодействия и химического состава на магнитную анизотропию элементов фотонных наноструктур на основе пленок ферритов-гранатов, синтезированных методом реактивного ионно-лучевого распыления.

3. Определение параметров пленок ферритов гранатов по особенностям угловых зависимостей спектров ФМР.

4. Регистрация и анализ тонкой структуры частотных спектров ФМР в эпитаксиальных пленках висмут-содержащих ферритов гранатов с анизотропией типа «легкая плоскость» в слабых магнитных полях, близких к переходу пленок в полидоменное состояние.

5. Оценка влияния фотоиндуцированной магнитной анизотропии на модификацию низкополевых частотных спектров ФМР в эпитаксиальных пленках висмут-содержащих ферритов гранатов.

Методология и методы исследования. Для определения магнитных параметров пленок ферритов-гранатов использовался метод ферромагнитного резонанса. Наряду с хорошо известными методами регистрации спектров ферромагнитного резонанса с помощью полевой развертки при фиксированной частоте, использовались также современные методики регистрации спектров ФМР путем частотной развертки.

Трансформация доменной структуры при перемагничивании магнитных пленок исследовалась магнитооптическим методом, основанным на эффекте Фарадея. Решение уравнений, описывающих ФМР и аппроксимация экспериментальных угловых зависимостей ФМР спектров реализованы с использованием численных методов.

Научная новизна результатов:

1. Показано, что при эпитаксиальном синтезе пленок ферритов гранатов состава $(\text{BiLuCa})_3(\text{FeGe})_5\text{O}_{12}$ с анизотропией типа «легкая плоскость» на интерфейсе пленка-подложка возможно формирование магнитного слоя с анизотропией «легкая ось».

2. Впервые методом ФМР исследованы магнитоактивные элементы одномерных магнитофотонных кристаллов на основе висмутовых ферритов $(\text{BiYGd})_3(\text{FeAl})_5\text{O}_{12}/(\text{BiY})_3\text{Fe}_5\text{O}_{12}$. Показано, что при синтезе структур методом ионно-лучевого напыления на подложку SiO_2 в них формируется анизотропия типа «легкая плоскость», а при синтезе на монокристаллическую подложку ГГГ ориентации (111) слабая одноосная анизотропия проявляется на фоне доминирующей кубической кристаллографической анизотропии.

3. Методом ФМР установлено, что магнитная анизотропия, формирующаяся в процессе синтеза наноразмерных пленок Bi:IG , синтезированных методом ионно-лучевого распыления на монокристаллическую подложку ГГГ ориентации (111), имеет 60-ти градусную симметрию, обусловленную вкладом третьей константы гексагональной одноосной анизотропии.

4. Экспериментально зарегистрированы низкополевые частотные спектры ФМР в эпитаксиальных пленках составов $(\text{BiY})_3(\text{FeSc})_5\text{O}_{12}$, $(\text{BiLuGd})_3(\text{FeGaSc})_5\text{O}_{12}$, $(\text{Tm})_3(\text{FeSc})_5\text{O}_{12}$ и $(\text{YLa})_3(\text{FeScIn})_5\text{O}_{12}$. В спектрах ФМР, зарегистрированных по частотной развертке, обнаружена тонкая структура, связанная с наличием дополнительных линий. Частотный интервал между линиями для различных образцов лежит в диапазоне 3.2 – 3.9 МГц и соответствует резонансу упругих мод поперечных колебаний по толщине структуры пленка подложка.

5. В низкополевых спектрах ФМР эпитаксиальных пленок $(\text{BiY})_3(\text{FeSc})_5\text{O}_{12}$ экспериментально обнаружен фотоиндуцированный сдвиг частоты ФМР и фотоиндуцированное подавление магнитоупругих взаимодействий, несвязанные с термическими эффектами. Экспериментально показано, что вклад эффектов, связанных с направлением поляризации света, составляет примерно 10% от основного, независимого от направления поляризации света сдвига частоты ФМР.

Основные положения, выносимые автором на защиту:

1. Показано, что эпитаксиальные пленки ферритов-гранатов состава $(\text{BiLuCa})_3(\text{FeGe})_5\text{O}_{12}$, используемые в устройствах магнитооптической визуализации, могут иметь двухслойную структуру. Основной слой, обладающий большим магнитным моментом, имеет анизотропию типа «легкая плоскость», а слой вблизи интерфейса, обладает меньшим по величине магнитным моментом и имеет анизотропию типа «легкая ось».

2. Основной магнитоактивный слой, синтезированный ионно-лучевым напылением граната $(\text{BiY})_3(\text{Fe})_5\text{O}_{12}$ непосредственно на плоскость (111) гадолиний галлиевого граната, демонстрирует анизотропию типа «легкая плоскость» в сочетании с гексагональной магнитной анизотропией. Вклад гексагональной анизотропии приводит к выходу намагниченности из плоскости пленки на угол до 30° . Использование буферных слоев с малым рассогласованием параметра ячейки и анизотропией типа «легкая ось» (составы $(\text{BiGdY})_3(\text{FeAl})_3\text{O}_{12}$ или $(\text{BiGdLuY})_3(\text{FeAl})_3\text{O}_{12}$ приводит к интегральной анизотропии типа «легкая плоскость» в сочетании с кубической. Вклад кубической анизотропии соответствует плоскости (111) подложки и обеспечивает выход намагниченности из плоскости пленки в пределах $10^\circ - 20^\circ$.

3. В случае фотонных кристаллов на основе $\text{TiO}_2/\text{SiO}_2$ слоев магнитоактивный слой, состоящий из буферного слоя состава $(\text{BiGdY})_3(\text{FeAl})_3\text{O}_{12}$ или $(\text{BiGdLuY})_3(\text{FeAl})_3\text{O}_{12}$ и основного $(\text{BiY})_3(\text{Fe})_5\text{O}_{12}$ слоя, полученный ионно-лучевым напылением на SiO_2 подложку демонстрирует доминирующий вклад анизотропии типа «легкая плоскость» в сочетании с кубической анизотропией в плоскости пленки. Увеличение вклада анизотропии типа «легкая плоскость» интегрального магнитоактивного слоя на SiO_2 подложке незначительно, до 10%, выше, чем в случае монокристаллической подложки из гадолиний галлиевого граната.

4. При использовании частотной развертки для регистрации спектров ФМР в магнитных полях, лежащих в плоскости пленки с анизотропией типа «легкая плоскость», в спектрах ФМР экспериментально регистрируются дополнительные спектральные линии, соответствующие резонансу поперечных мод упругих колебаний по толщине структуры пленка-подложка. Возбуждение упругих колебаний реализуется в результате магнитоупругих взаимодействий в пленке феррита граната, а зависимость амплитуды упругих колебаний от частоты определяется толщиной пленки. На частотах, соответствующих целому числу длин волн упругих колебаний по толщине пленки, амплитуда спектральных линий падает до нуля.

5. Облучение эпитаксиальных пленок с магнитной анизотропией типа «легкая плоскость» линейно поляризованным светом (длина волны 680 нм) при комнатной температуре приводит к фотоиндуцированной модификации магнитной анизотропии и подавлению магнитоупругих взаимодействий, что проявляется в фотоиндуцированном сдвиге частоты ФМР и в уменьшении амплитуды упругих колебаний. Наряду с основным, не зависящим от направления поляризации света вкладом, выделен дополнительный

фотоиндуцированный вклад, который описывается материальным тензором четвертого ранга.

Достоверность. Результаты исследований, проведенных в работе, являются достоверными, поскольку получены с использованием корректных и проверенных методик на современном экспериментальном оборудовании, расчеты проведены с помощью проверенных методов теории ферромагнитного резонанса и согласуются с экспериментальными результатами.

Теоретическая и практическая значимость полученных результатов. В ходе выполнения работы были получены результаты, имеющие фундаментальное, и прикладное значение при создании устройств на основе висмут-замещенных пленок ферритов-гранатов.

Теоретическая значимость диссертационной работы заключается в расширении представлений об обменных взаимодействиях, механизмах формирования магнитной анизотропии и магнитоупругих взаимодействиях, фотоиндуцированной модификации спектров ферромагнитного резонанса.

Данные об особенностях формирования магнитной анизотропии в однослойных и двухслойных гранатовых пленках, могут быть применены при проектировании и изготовлении, магнито-фотонных кристаллов, устройств для магнитооптической дефектоскопии и т.д.

Примененный комплекс методов исследования магнитных свойств гранатовых пленок позволяет решать задачи по оптимизации технологических условий при синтезе магнитных микро- и наноструктур с заданными техническими характеристиками.

Личный вклад автора. Цель и задачи исследования в рамках данной работы, а также основные теоретические положения разработаны совместно с научным руководителем доктором физ.-мат. наук, профессором С. Н. Полуляхом. Диссертант принимал непосредственное участие в постановке задач исследования. В работах, опубликованных в соавторстве, диссертантом лично проведена вся экспериментальная и измерительная работа, связанные с регистрацией и обработкой ФМР спектров пленок ферритов-гранатов, магнитооптическими исследованиями перестройки доменной структуры при перемагничивании пленок, травлению образцов пленок, изготовлению полосковых линий, используемых в качестве измерительных ячеек.

Расчетные результаты получены автором совместно с научным руководителем. Анализ и интерпретация полученных результатов проведены вместе с научным руководителем. Диссертант также совместно с научным руководителем принимал участие в подготовке научных статей, представлял доклады на конференциях и семинарах.

Апробация результатов диссертации. Основные результаты работы были представлены на следующих международных конференциях, семинарах и симпозиумах:

Международные конференции «Функциональные материалы» «ICFM-2007», «ICFM-2009», «ICFM-2011», (Крым, Партенит), «ICFM-2013» (Крым, Ялта, 2013), «ICFM-2021» (Россия, Крым, Алушта, 2021). «Актуальные проблемы физики твердого тела» (Минск, 2007). 16-я Международная конференция. «Electromechanics, Electrotechnology, Electromaterials And Components» «IEEE-2016» (Россия, Крым, Алушта, 2016). «Двадцать пятая Всероссийская научная конференция студентов-физиков и молодых ученых» «ВНКСФ-25» (2019). VII Euro-Asian Symposium «Trends in MAGnetism» «EASTMAG-2019», (Россия, Екатеринбург, 2019). Международная конференция «Scanning Probe Microscopy. Russia-China Workshop on Dielectric and Ferroelectric Materials» «SPM-2019-RCWDFM (Россия, Екатеринбург, 2019). 6th International School and Conference on

Optoelectronics, Photonics, Engineering and Nanostructures "Saint-Petersburg OPEN 2019" (St Petersburg, 2019). Труды XVIII Международной конференции "Электротехника, электротехнологии, электротехнические материалы и компоненты" «МКЭЭЭ-2020», (РОССИЯ, Крым, Алушта, 2020). Труды XXV Международного. Симпозиума «Нанозфизика и наноэлектроника» (Нижний Новгород, 2021). IV International Baltic Conference on Magnetism 2021 (Svetlogorsk, 2021). XXIV Международная научная конференция «Новое в магнетизме и магнитных материалах» «НМММ-2021» (Москва, 2021).

Публикации. По материалам диссертации опубликовано в 30 научных трудов, из которых:

- 11 статей в рецензируемых научных журналах;
- 18 статей в сборниках трудов научных конференций и тезисы докладов;
- 1 патент на изобретение.

Полный список публикаций приведен в конце работы.

Структура диссертации. Диссертация состоит из введения, четырех глав, заключения и списка использованных источников. Общий объем диссертации составляет 164 страницы машинописного текста, включая 39 рисунков и 7 таблиц. Список использованных источников содержит 123 наименования.

ОСНОВНОЕ СОДЕРЖАНИЕ РАБОТЫ

Во введении обоснована актуальность и практическая ценность работы, сформулированы основные положения, выносимые на защиту.

В первой главе дан краткий обзор основных представлений о кристаллической структуре и магнитных свойствах ферритов гранатов. В рамках феноменологического подхода приведены выражения для основных взаимодействий, которые учитываются при анализе магнитных свойств феррит гранатовых пленок. Описан метод определения констант (эффективных полей) магнитной анизотропии на основе анализа ориентационных зависимостей резонансных полей. При этом частоту ФМР в магнитной пленке удобно представлять в виде [6]:

$$\frac{\omega}{\gamma} = \frac{1}{M_s \sin \theta_M} \sqrt{\frac{\partial^2 E}{\partial \theta_M^2} \frac{\partial^2 E}{\partial \varphi_M^2} - \left(\frac{\partial^2 E}{\partial \varphi_M \partial \theta_M} \right)^2}. \quad (1)$$

Здесь E – плотность свободной энергии магнетика, M_s – намагниченность насыщения, θ_M и φ_M – полярный и азимутальный углы, задающие направление намагниченности.

Приведены механизмы, влияющие на уширение линии ФМР.

Во второй главе приведены результаты исследования эпитаксиальных пленок катион замещенного феррита граната висмута состава $(BiLuCa)_3(FeGe)_5O_{12}$ методом ФМР.

В разделе 2.1 описан синтез пленок ферритов-гранатов методом жидкофазной эпитаксии.

В разделе 2.2 на примере одного из образцов, для которого из анализа ориентационных зависимостей резонансного поля определяются константы анизотропии, показано, что учет одноосной и кубической анизотропии с точностью до членов 4-го порядка позволяет добиться хорошего согласия теоретических расчетов с экспериментальными данными.

В разделе 2.3 по методом ФМР установлено, что образцы могут иметь либо

однослойную, либо двухслойную структуру. Из анализа зависимостей резонансного поля от полярного угла $H_{res} = H_{res}(\theta_H)$ получены значения гиромагнитного отношения, эффективного поля одноосной и кубической магнитной анизотропии для слоя 1: $\gamma^{(1)}$, $H_u^{*(1)}$, $H_{k1}^{(1)}$ и для слоя 2: $\gamma^{(2)}$, $H_u^{*(2)}$, $H_{k1}^{(2)}$. В таблице 1 приведены данные по шести измеренным образцам, полученным в различных технологических условиях. При исследовании слоистости пленок каждый образец травился в ортофосфорной кислоте при температуре 80-90 °С. После каждого цикла травления ЭПФГ определялся ее химический состав, толщина и регистрировались ФМР спектры.

Данные по влиянию последовательного травления образца на химический состав и спектры ФМР хорошо согласуются с предположением о наличии двух слоев, соответствующих основному объему образца и слою на интерфейсе пленка-подложка.

Таблица 1. Параметры Bi – замещенных ЭПФГ состава $(\text{BiLuCa})_3(\text{FeGe})_5\text{O}_{12}$.

№	h , мкм	Δa , Å	$H_u^{*(1)}$, Э	$H_{k1}^{(1)}$, Э	$\gamma^{(1)} \times 10^7$, Э ⁻¹ с ⁻¹	$\Delta H^{(1)}$, Э	$H_u^{*(2)}$, Э	$H_{k1}^{(2)}$, Э	$\gamma^{(2)} \times 10^7$, Э ⁻¹ с ⁻¹	$\Delta H^{(2)}$, Э
1	5,0		-117	-23	1,87	20	-	-	-	-
2	5,0	0,011	-1892	-10	1,75	30	-	-	-	-
3	7,0		-1900	+5	1,75	40	-	-	-	-
4	6,0	0,011	-1850	-30	1,75	50	1000	-15	1,78	10
5	5,0	0	-1777	-5	1,77	20	396	+40	1,79	20
6	5,0	0	-1600	-30	1,76	30	1065	+50	1,75	10-15

Для двухслойных образцов основной слой 1 характеризуется большим поглощением СВЧ энергии и большей толщиной, чем переходный слой 2 вблизи подложки. В этом слое реализуется магнитная анизотропия типа «легкая плоскость». В переходном слое пленка–подложка реализуется магнитная анизотропия типа «легкая ось».

В однослойных пленках эффективное поле одноосной анизотропии также является определяющим. В этих образцах реализуется анизотропия типа «легкая плоскость».

Среди однослойных пленок имеется образец №1, в котором наведенная одноосная анизотропия сравнима с кристаллографической анизотропией, что в результате приводит к выходу намагниченности из плоскости пленки.

В третьей главе рассмотрены магнитооптически активные пленки на базе висмут замещенных ферритов гранатов, используемые при создании одномерных магнитофотонных кристаллов. Синтез таких пленок осуществлялся методом реактивного ионно-лучевого распыления, который описан в разделе 3.1.

В разделе 3.2 приводятся составы исследуемых однослойных и двухслойных образцов, полученных методом реактивного ионно-лучевого распыления, исследуется магнитная анизотропия этих образцов. Для синтеза висмут-содержащих пленок ферритов гранатов использовались монокристаллические подложки ГГГ ориентации (111), а также подложки из оптического ситалла SiO_2 . Химический состав и параметры исследованных образцов приведены в таблице 2.

Параметры ячейки для синтезированных пленок ферритов гранатов получены в результате рентгеноструктурного анализа с помощью рентгеновского дифрактометра ДРОН-3. Намагниченность насыщения пленок определяли из измерений петель гистерезиса при комнатной температуре, выполненных с использованием СКВИД-магнитометра.

Однослойные и двухслойные наноструктуры, приведенные в таблице 2, исследовались

методом ФМР. Спектры ФМР каждого из образцов состоят из одиночной линии с шириной порядка 350 Э. По спектрам ФМР для всех образцов были построены зависимости резонансного поля от азимутального угла φ_H (рис. 1, а) и от полярного угла θ_H (рис. 1, б).

Таблица.2 Химический состав, технологическое обозначение, толщина h , параметр решетки a и намагниченность насыщения $4\pi M_s$ исследуемых однослойных и двуслойных наноструктур пленок ферритов гранатов, синтезированных на подложке ГГГ.

№	Химический состав магнитных нанопленок, наноструктур и подложки	Технологическое обозначение	h , нм	a , нм	$4\pi M_s$, Гс
1	$\text{Bi}_{1.5}\text{Gd}_{1.5}\text{Fe}_{4.5}\text{Al}_{0.5}\text{O}_{12}$	ГГГ/ <i>G8</i>	80	1.255	360
2	$\text{Bi}_{2.8}\text{Y}_{0.2}\text{Fe}_5\text{O}_{12}$	ГГГ/ <i>Gn</i>	180	1.260	1600
3	$\text{Bi}_{1.5}\text{Gd}_{1.5}\text{Fe}_{4.5}\text{Al}_{0.5}\text{O}_{12}$ / $\text{Bi}_{2.8}\text{Y}_{0.2}\text{Fe}_5\text{O}_{12}$	ГГГ/ <i>G8/Gn</i>	84/180		1150
	$\text{Gd}_3\text{Ga}_5\text{O}_{12}$	ГГГ	$5 \cdot 10^5$	1,2383	-

Угол φ_H , задает направление внешнего магнитного поля в плоскости пленки и отсчитывался от направления $[11\bar{2}]$ кубической ГГГ подложки. Угол θ_H отсчитывался от нормали к поверхности образца и лежал в плоскости $(\bar{1}10)$ кубической ГГГ подложки. Символами на рисунке 1 приведены экспериментальные значения и указан номер образца в таблице 2.

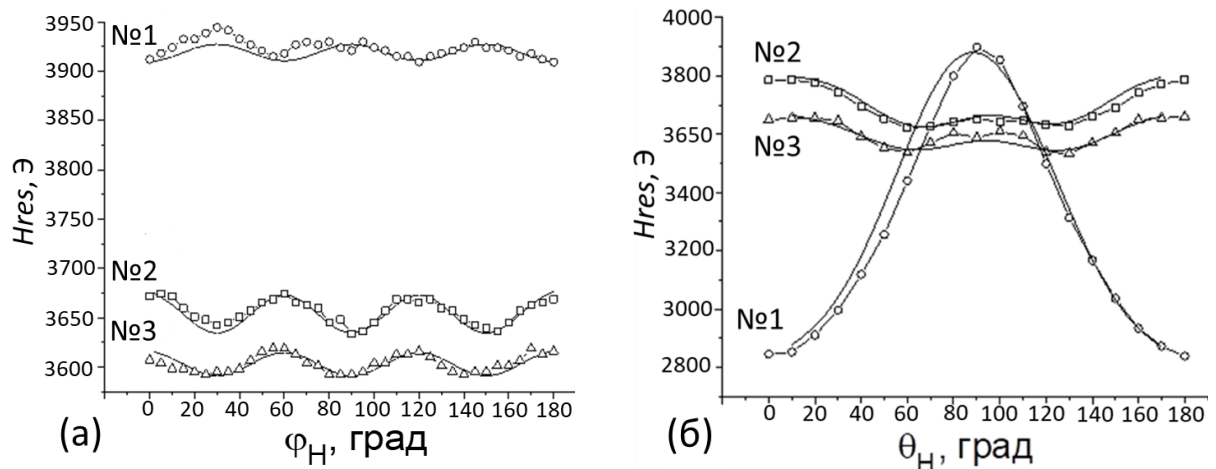


Рис. 1. Зависимость резонансного поля ФМР (а) - от направления магнитного поля в плоскости образцов, ($\theta_H = 90^\circ$); (б) - от полярного угла θ_H .

Экспериментально наблюдаемые зависимости резонансного поля от азимутального угла φ_H демонстрируют 60-градусную симметрию в плоскости для всех исследованных образцов (рис. 1, а). Для анализа экспериментальных результатов выражение для свободной энергии представим в виде:

$$E = -(\mathbf{M} \mathbf{H}) + 2\pi M^2 \cos^2 \theta_M + K_{u1} \sin^2 \theta_M + K_{u2} \sin^4 \theta_M + K_{u3} \sin^6 \theta_M + K_6 \sin^4 \theta_M \cos 6\varphi_M. \quad (2)$$

Здесь первый и второй члены описывают соответственно плотность энергии магнетика во внешнем магнитном поле и плотность энергии анизотропии формы. Остальные члены

описывают различные вклады наведенной анизотропии, в которых K_{u1} , K_{u2} , K_{u3} – первая, вторая, третья константы одноосной анизотропии, соответственно, K_6 – константа анизотропии, которая отвечает за формирование 60-ти градусной анизотропии в плоскости.

Используя выражение для энергии (2) методом ФМР, определялись константы анизотропии и строились теоретические зависимости $H_{res}(\theta_H)$. Численные значения констант анизотропии приведены в таблице 3. Сплошные линии на рисунке 1 – результат аппроксимации экспериментальных угловых зависимостей с использованием магнитных параметров, приведенных в таблице 3.

В разделе 3.3 обсуждаются результаты ФМР экспериментов. В результате аппроксимации экспериментальных угловых зависимостей (рис. 1) удовлетворительное согласия теории с экспериментом получено с учетом гексагональной анизотропии в (2), несмотря на кубическую симметрию феррит-гранатовых слоев, установленную по результатам рентгеноструктурного анализа.

Таблица 3. Константы анизотропии образцов, синтезируемых на (111) подложках ГГГ.

Образец	Структура	K_{u1} эрг/см ³	K_{u2} эрг/см ³	K_{u3} эрг/см ³	K_6 эрг/см ³	Δa , нм
1	ГГГ/ <i>G8</i>	16500	-1000		25	0,0167
2	ГГГ/ <i>Gn</i>	100000	-7500	3200	-130	0,0217
3	ГГГ/ <i>G8/Gn</i>	74000	-9000	3700	-60	0,0167/0,005

Методами атомной силовой микроскопии установлено, что при вакуумном осаждении конденсатов формируются блоки (кристаллиты), которые имеют преимущественный рост вдоль направлений [111] кубического кристалла [A8]. Возможный механизм формирования гексагональной сингонии исследованных образцов обусловлен колоннарным ростом пленок, который ранее наблюдался в подобных структурах [7].

Технология синтеза образца №3 с использованием буферного слоя предполагает наличие, как минимум, двух магнитных слоев. Однако, в отличие от двухслойных эпитаксиальных пленок (глава 2), для двухслойной структуры *G8/Gn* наблюдается только одна спектральная линия. При этом ширина этой линии значительно меньше разности резонансных полей, соответствующих однослойным образцам *G8* и *Gn*. Формирование одиночной линии в спектре ФМР двухслойного образца может быть связано с сильным обменным взаимодействием между слоями.

Для образца, состоящего из двух магнитных слоев, связанных обменным взаимодействием, выражение для плотности свободной энергии представим в виде

$$E = \rho_{G8}E_{G8} + \rho_{Gn}E_{Gn} + \kappa \mathbf{M}_{G8}\mathbf{M}_{Gn}, \quad (3)$$

$$\rho_{G8} = \frac{h_{G8}}{h_{G8} + h_{Gn}}, \quad \rho_{Gn} = \frac{h_{Gn}}{h_{G8} + h_{Gn}}. \quad (4)$$

Здесь E_{G8} и E_{Gn} – плотность свободной энергии для слоев *G8* и *Gn*, с соответствующими весовыми множителями ρ_{G8} и ρ_{Gn} , а h_{G8} и h_{Gn} – толщина соответствующего слоя. Последний член в (3) описывает обменное взаимодействие между слоями. В приближении сильного обменного взаимодействия в двухслойной структуре направления намагниченностей \mathbf{M}_{Gn} и \mathbf{M}_{G8} должны быть одинаковыми, и мы можем положить $\theta_M^{(G8)} = \theta_M^{(Gn)} = \theta_M$ и $\varphi_M^{(G8)} = \varphi_M^{(Gn)} = \varphi_M$. Тогда (2) сводится к виду

$$E = -(\rho_{G8}\mathbf{M}_{G8} + \rho_{Gn}\mathbf{M}_{Gn})\mathbf{H} + 2\pi (\rho_{G8}M_{G8} + \rho_{Gn}M_{Gn})^2 \cos^2 \theta_M - K_{u1} \cos^2 \theta_M - K_{u2} \cos^4 \theta_M - K_{u3} \cos^6 \theta_M - K_6 \sin^4 \theta_M \cos 6\varphi_M, \quad (5)$$

$$K_i = \rho_{G8}K_i^{(G8)} + \rho_{Gn}K_i^{(Gn)}, i = u1, u2, u3, 6. \quad (6)$$

Наряду со вкладом, обусловленным формированием блочной (колоннарной) структуры, с гексагональной анизотропией, следует учесть вклад в одноосную анизотропию, который возникает вследствие различий параметров ячейки ГГГ и магнитных слоев. Упругие напряжения, приводящие к дополнительному вкладу в одноосную анизотропию, возникают в результате разницы коэффициентов теплового расширения пленки и подложки. Охлаждение от температуры отжига (680°C для исследуемых пленок) до комнатной температуры приводит к механическому напряжению σ_0 , которое может быть приблизительно оценено как:

$$\sigma_0 = \frac{E_\sigma}{1-\nu} (\beta_S - \beta_F)\Delta T. \quad (7)$$

Здесь β_S и β_F коэффициенты теплового расширения подложки и пленки, соответственно, ΔT – разность температур, E_σ - модуль Юнга, ν – коэффициент Пуассона. Используя численные значения материальных параметров, приведенных в работах [8], проведена оценка константы K_{u1} , согласно выражения

$$E_{me} = \frac{3}{2} \lambda_S \sigma_0 \sin^2 \theta, \quad (8)$$

где θ - угол между направлением однородного напряжения и намагниченности, λ_S - коэффициент магнитострикции материала пленки. Для пленки *Gn* состава $Bi_{2.8}Y_{0.2}Fe_5O_{12}$ получено $K_{u1} \approx 36000$ эрг/см³, а для пленки *G8* состава $Bi_{1.5}Gd_{1.5}Fe_{4.5}Al_{0.5}O_{12}$ $K_{u1} \approx 18000$ эрг/см³. Сравнивая полученные результаты с данными таблицы 2, получаем, что теоретические оценки магнитоупругого вклада в одноосную анизотропию, обусловленного охлаждением образца, близки к экспериментальным значениям для пленки *G8*, а для пленки *Gn* это значение в три раза ниже.

По аналогии с эпитаксиальным синтезом, один из вкладов в формирование одноосной анизотропии может быть связан с упорядочением ионов в додекаэдрической подрешетке в процессе роста пленки. Таким ионом может быть ион *Bi* и именно с его влиянием связывается рекордное усиление магнитооптических эффектов в *Bi*-замещенных гранатах. Действительно, для однослойного образца ГГГ/*G8* разность параметров решеток Δa между магнитным слоем *G8* и подложкой ГГГ больше, чем Δa для двухслойного образца ГГГ/*G8*/*Gn* между слоем *Gn* и подслоем *G8* (таблица 2). Однако константа одноосной анизотропии K_{u1} для однослойного образца ГГГ/*G8* значительно меньше, чем для двухслойного образца ГГГ/*G8*/*Gn* (таблица 2). В двухслойном образце ГГГ/*G8*/*Gn* в слое *Gn* содержание *Bi* выше, чем в однослойном образце ГГГ/*G8* в слое *G8*, поэтому вклад ростовой анизотропии в одноосную анизотропию в двухслойном образце ГГГ/*G8*/*Gn* выше, чем в однослойном образце ГГГ/*G8*. По-видимому, вклад в одноосную анизотропию, обусловленный ростовой анизотропией и является определяющим по сравнению с вкладом, обусловленным разностью параметров решеток гранатов.

В разделе 3.4 рассмотрено влияние типа подложки на формирование магнитной анизотропии в однослойных и двухслойных структурах, на основе *Bi*-замещенных феррит-гранатов, полученных методом реактивного ионно-лучевого распыления с последующим отжигом. Образцы, осажденные на подложки ГГГ с кристаллографической ориентацией (111), сравнивались с образцами такой же структуры и состава, выращенными на подложках *SiO*₂. Константы магнитной анизотропии определены методом ФМР. Оказалось, что однослойные образцы, независимо от типа подложки, имели анизотропию типа «легкая ось». При этом значение K_u буферного слоя *G7* на монокристаллической подложке ГГГ в 5 раз больше, чем при его кристаллизации на *SiO*₂. Двухслойные структуры, в отличие от

однослойных, имели высокую намагниченность за счет слоя Gn , входящего в их состав. Однако, если их синтез осуществлялся на подложке ГГГ, значения константы анизотропии 2-го порядка K_u также оказывались высокими, а значение разности $K_u - 2\pi M_s^2$ мало. В этом случае влияние более слабой кубической анизотропии приводило к выходу намагниченности из плоскости пленки. Синтез этих же двухслойных структур на подложку SiO_2 приводил к анизотропии, укладывающей намагниченность в плоскости пленки.

В разделе 3.5 приведены результаты исследования угловой зависимости ширины линии ФМР в однослойных пленках, выращенных методом реактивного ионно-лучевого распыления на подложке ГГГ с кристаллографической ориентацией (111). Особенность наблюдаемой зависимости состоит в том, что максимальные значения ширины линии ФМР наблюдаются при углах, соответствующих легкому и трудному направлениям намагничивания. Минимальная ширина линии ФМР наблюдается при углах, соответствующих промежуточным значениям намагничивания. Такой характер зависимости ширины линии ФМР может быть связана с неоднородностью состава пленки и ее магнитных параметров по толщине. Для модельного образца, имеющего неоднородную структуру по толщине (неоднородность заключается в том, что образец состоит из двух слоев, немного отличающихся только константами магнитной анизотропии 2-го порядка) приведены расчетные угловые зависимости $\Delta H(\theta_H)$. Экспериментальная и рассчитанная зависимости $\Delta H(\theta_H)$ для однослойных образцов ведут себя качественно подобно, а количественные расхождения удовлетворительны.

В четвертой главе рассматривается низкополевой ФМР и его особенности, связанные с возбуждением акустических мод, в системе пленка-подложка, а также фотоиндуцированное изменение анизотропии в катион-замещенных (в том числе и в Bi -замещенных) ЭПФГ.

В разделе 4.1 представлено описание экспериментальной установки для регистрации спектров ФМР с использованием векторного анализатора цепей R&S ZNB-20 и специально изготовленной измерительной ячейки, в которую помещался исследуемый образец ЭПФГ. Регистрировалась частотная зависимость коэффициента пропускания измерительной ячейки S_{21} .

В разделе 4.2 приводятся результаты анализа спектров S_{21} образцов ЭПФГ. На рисунке 2 приведены спектры S_{21} для пленки состава $Y_2BiFe_{4.4}Sc_{0.6}O_{12}$ при направлении постоянного магнитного поля $H = 10$ Э вдоль стороны a образца в плоскости пленки.

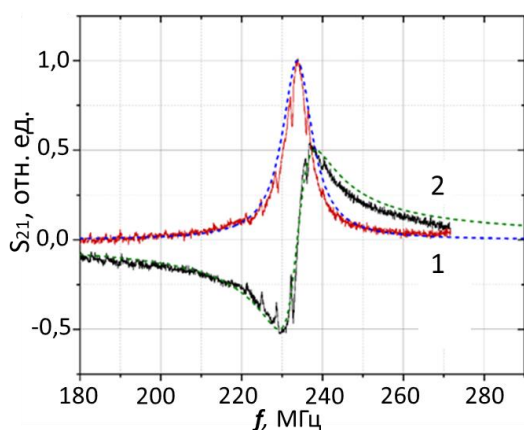


Рис. 2. Коэффициент пропускания S_{21} измерительной ячейки с образцом состава $BiY_2Fe_{4.4}Sc_{0.6}O_{12}$ в постоянном магнитном поле, направленном вдоль одной из сторон (стороны a) образца в плоскости пленки ($H = 10$ Э). Сплошные линии: 1 – мнимая, 2 – действительная части коэффициента пропускания. Пунктирные линии – результат аппроксимации функциями (9) и (10).

Каждая из зависимостей нормирована на максимум $S_{21y} = Im(S_{21})$. В наблюдаемых спектрах можно выделить широкую спектральную линию, частотное положение которой

зависит от внешнего постоянного магнитного поля и набор узких эквидистантных спектральных линий, частотное положение которых не зависит ни от величины, ни от направления магнитного поля, а максимум амплитуды наблюдается на частотах, соответствующих максимуму поглощения широкой линии.

По аналогии с работой [9] и приводимыми в этой работе ссылками, будем полагать, что широкая спектральная линия соответствует ферромагнитному резонансу ЭПФГ, а набор узких линий – резонансу поперечных упругих колебаний в системе пленка-подложка. Появление этих мод обусловлено тем, что намагниченность в условиях ФМР, за счет магнитоупругих взаимодействий, вызывает акустические колебания в структуре пленка-подложка, которая выступает в качестве акустического резонатора.

Зависимость S_{21y} компоненты сигнала ФМР от частоты f хорошо аппроксимируется функцией Лоренца

$$S_{21y}(f) = \frac{\gamma_M^2}{(f - f_{res})^2 + \gamma_M^2} \quad (9)$$

При этом x - компонента аппроксимируется выражением

$$S_{21x}(f) = \frac{(f - f_{res}) \gamma_M}{(f - f_{res})^2 + \gamma_M^2}. \quad (10)$$

Здесь f_{res} – центральная (резонансная) частота, γ_M – параметр затухания. Пунктирные линии на рисунке 3 построены с помощью выражений (9) и (10)

В разделах 4.3 и 4.4 на основе ориентационных зависимостей резонансного поля и резонансной частоты определяются параметры анизотропии ЭПФГ. ЭПФГ имели магнитную анизотропию типа «легкая плоскость» в комбинации со слабой кубической анизотропией.

В разделах 4.5 и 4.6 приводятся полевые зависимости ширины линии ФМР. Сильное уширение линии ФМР при приближении к малым внешним магнитным полям объясняется наличием доменной структуры, наблюдение трансформации которой проводилось магнитооптическим методом в поляризованном свете.

В разделе 4.7 в образцах висмут-содержащего граната экспериментально и теоретически исследуются особенности модуляции ФМР спектров набором узких, равноотстоящих друг от друга линий. Приводится модель, позволяющая описывать ФМР спектры, модулированные акустическими модами. Упругие моды рассматриваются, как независимые друг от друга осцилляторы, каждый из которых связан с магнитным осциллятором. Тогда, по аналогии с работой [9], можно записать систему уравнений

$$\begin{cases} (\omega - \omega_M + i\gamma_M) m^+ = \frac{\Omega}{2} \sum_k u_k^+ + \chi h^+, \\ \sum_k \delta_{1k} (\omega - \omega_k + i\gamma_A) u_k^+ = \frac{\Omega m^+}{2}, \\ \dots \\ \sum_k \delta_{Nk} (\omega - \omega_k + i\gamma_A) u_N^+ = \frac{\Omega m^+}{2} \end{cases}, \quad (11)$$

где переменная $m^+ = m_x + im_y$ описывает амплитуду колебаний намагниченности, i – мнимая единица, h^+ – амплитуда переменного магнитного поля, χ – магнитная восприимчивость. Магнитный осциллятор характеризуется резонансной частотой ω_M и параметром затухания γ_M . Колебания k – го упругого осциллятора описываются комплексной амплитудой u_k^+ , резонансной частотой $\omega_k = 2\pi f_k$ и одинаковым для всех осцилляторов параметром затухания γ_A . Каждый из упругих осцилляторов связан с

магнитным осциллятором и степень связи определяется эффективным коэффициентом магнитоупругой связи Ω . При переходе к действительной и мнимой частям переменных движения из системы (11) получаем систему $2N + 2$ линейных алгебраических уравнений, где N – общее число принимаемых во внимание осцилляторов.

Результат численного решения системы уравнений (11) для амплитуды колебаний намагниченности при $N = 19$ упругих осцилляторов приведен на рис. 3.

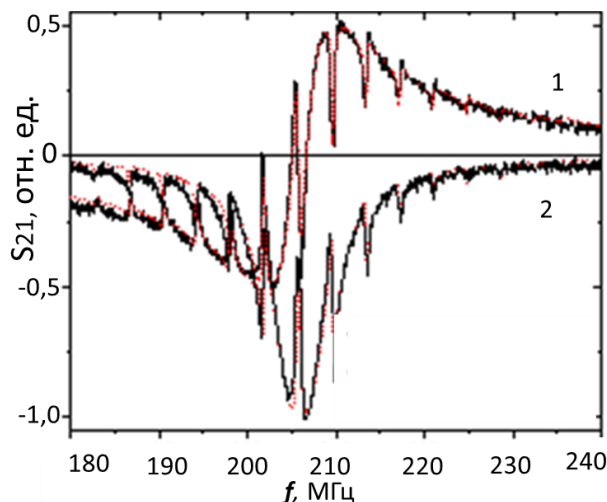


Рис. 3. Экспериментально наблюдаемые сигналы S_{21x} (сплошная линия 1) и $-S_{21y}$ (сплошная линия 2) в ЭПФГ $BiY_2Fe_{4.4}Sc_{0.6}O_{12}$. Пунктирные линии – действительная (1) и мнимая (2) части амплитуды переменной намагниченности, рассчитанные с помощью системы уравнений (11). Расчеты проведены при $\omega_M/2\pi = 206.0$ МГц, $\gamma_M/2\pi = 4.5$ МГц, $\gamma_A/2\pi = 0.1$ МГц, $\Omega/2\pi = 1.6$ МГц. Резонансная частота k – го осциллятора задавалась соотношением $\omega_k = 2\pi \cdot (n + k) \cdot \Delta\nu$ при $n = 47$, $k = 1, 2, \dots, 19$ и $\Delta\nu = 3.81$ МГц.

Сравнивая результаты численного расчета с результатами эксперимента (рис. 3), получаем не только качественное, но и количественное согласие. В результате специально проведенных расчетов получено, что увеличение коэффициента магнитоупругой связи Ω приводит к росту глубины модуляции. Кроме того, глубина модуляции обратно пропорциональна ширине акустической линии. Удовлетворительное согласие теории и эксперимента достигается при $\gamma_A/2\pi = 0.1$ МГц и значении эффективного коэффициента магнитоупругой связи $\Omega/2\pi = 1.6$ МГц.

Оказалось, что частотный интервал между линиями $\Delta\nu$ уменьшается при переходе к более толстому образцу, что с учетом разных ЭПФГ и разных партий гадолиний-галлиевых подложек дополнительно свидетельствуют в пользу возникновения и в этом случае размерного резонанса по толщине образца.

В зарегистрированных с использованием частотной развертки спектрах S_{21} анализировалась модификация упругих мод в зависимости от величины постоянного магнитного поля. В качестве примера на рисунке 4 приведены частотные спектры модуля S_{21} измерительной ячейки, образца состава $(BiLu)_3(FeGa)_5O_{12}$ с толщиной пленки 10.5 мкм.

В пределах ширины спектральной линии ФМР максимум амплитуды модуляции наблюдается вблизи частоты, соответствующей максимуму спектра ФМР. При увеличении частоты ФМР до некоторого критического значения f_c модуляция исчезает. Для образцов состава $(BiLu)_3(FeGa)_5O_{12}$ дальнейшее увеличение поля приводит к восстановлению модуляции с меньшей амплитудой, затем модуляция исчезает так, что затухание модуляции носит осциллирующий характер.

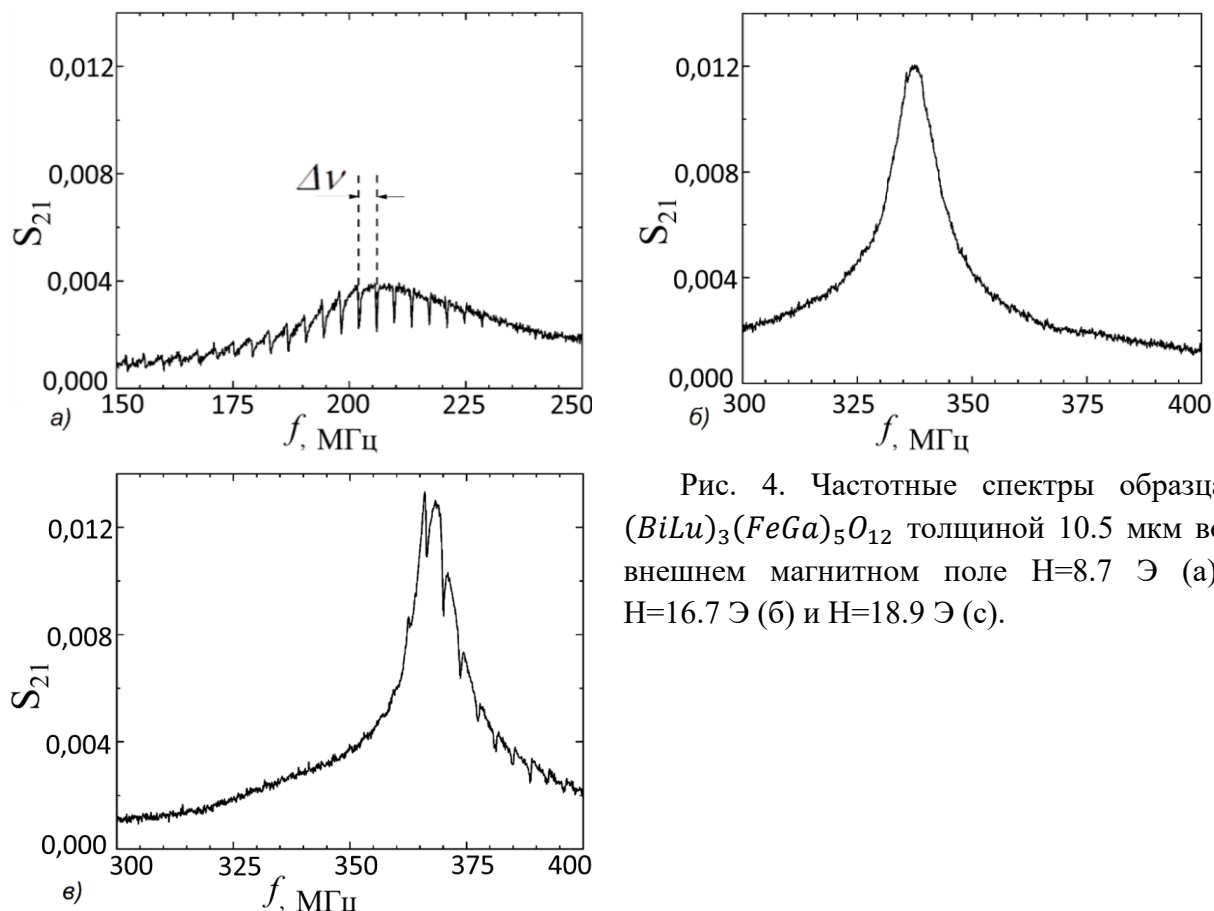


Рис. 4. Частотные спектры образца $(BiLu)_3(FeGa)_5O_{12}$ толщиной 10.5 мкм во внешнем магнитном поле $H=8.7$ Э (а), $H=16.7$ Э (б) и $H=18.9$ Э (с).

Для остальных образцов модуляция исчезает при частоте ФМР f_c и далее не восстанавливается. При этом чем тоньше магнитная пленка, тем выше значение критической частоты f_c . Приведена модель, описывающая характер частотной зависимости глубины модуляции.

В разделе 4.8 исследовалась модификация спектров низкополевого ФМР при освещении образцов ЭПФГ состава $BiY_2Fe_{4.4}Sc_{0.6}O_{12}$ линейно поляризованным светом с длиной волны $\lambda = 680$ нм. При температуре 300 К в постоянном магнитном поле 8 Э, приложенном вдоль трудной оси в плоскости пленки, спектр ФМР представлен одиночной широкой линией, на фоне которой видны провалы, обусловленные резонансом упругих колебаний. Облучение образца светом лазера приводит к увеличению частоты ФМР f_{FMR} и величина фотоиндуцированного сдвига частоты монотонно растет при увеличении мощности лазера (рис. 5). Наряду со сдвигом частоты экспериментально наблюдается фотоиндуцированное подавление магнитоупругих резонансов.

Увеличение частоты ФМР так же наблюдается и при нагреве неосвещенного образца горячим воздухом до температур не выше 335 К (рис. 5). Дальнейший нагрев, наоборот, приводит к уменьшению частоты ФМР. В случае освещенного образца нагрев выше 300 К приводит к монотонному уменьшению частоты ФМР. При этом максимальный сдвиг частоты ФМР неосвещенного образца вследствие нагрева заметно меньше, чем фотоиндуцированный сдвиг частоты ФМР при температуре 300 К (рис. 5).

При направлении постоянного магнитного поля 8 Э вдоль легкой оси в плоскости пленки освещение образца при температуре 300 К приводит к незначительному уменьшению частоты основной линии спектра и появлению уширенной спектральной линии в низкочастотной области. Нагрев неосвещенного образца приводит к более сильному, по сравнению с действием света, уменьшению частоты ФМР. При освещении

нагретого образца также наблюдается смещение спектров ФМР в низкочастотную область.

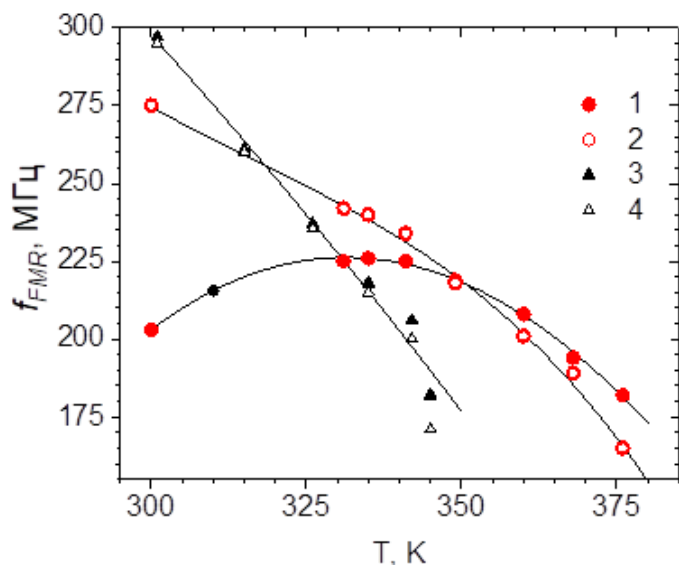


Рис.5. Температурная зависимость частоты ФМР в поле $H_0 = 8$ Э. 1 – неосвещенный образец при намагничивании вдоль трудной оси, 2 – облучение лазером с мощностью 40 мВт при намагничивании вдоль трудной оси, 3 – неосвещенный образец при намагничивании вдоль легкой оси, 4 – облучение лазером с мощностью 40 мВт при намагничивании вдоль легкой оси. Пунктирные линии построены для удобства восприятия.

При анализе полученных результатов будем полагать, что при направлении постоянного магнитного поля в плоскости пленки (111) частота ФМР определяется выражением

$$\frac{f_{res}}{\gamma} = \sqrt{\left(H - \frac{1}{3} H_{k2} \cos 6\varphi_M\right) \left(H - H_u^* - H_{k1} + \frac{1}{6} H_{k2} - \frac{1}{9} H_{k2} \cos^2 3\varphi_M\right)}, \quad (12)$$

где $H_u^* = H_u - 4\pi M_s$, H_u — эффективное поле одноосной анизотропии, H_{k1} , H_{k2} — соответственно эффективные поля кубической анизотропии.

Используя экспериментальные значения частоты ФМР для $\varphi = 0$ и $\varphi = 30^\circ$ в поле $H = 8.0$ Э при температуре 300 К в отсутствие действия света получаем $H_u^{eff} = H_u^* + H_{k1} = -970.0 \pm 5.0$ Э и $H_{k2} = 9.2 \pm 0.2$ Э, а при воздействии света $H_{k2} = 1.6 \pm 0.2$ Э и $H_u^{eff} = -1220 \pm 5.0$ Э. Объяснить фотоиндуцированное изменение частоты ФМР только уменьшением кубической анизотропии не представляется возможным, так как, по оценкам работы [A9], вклад $H_{k1} \approx 30$ Э недостаточен для изменения H_u^{eff} . Кроме вклада H_{k1} следует учесть фотоиндуцированное изменение H_u . Для оценки поля размагничивания используем известные значения намагниченности для Sc-замещенного граната. В результате получаем $4\pi M_s \approx 1830$ Э и рост отрицательного значения H_u^{eff} под действием света указывает на фотоиндуцированное подавление вклада H_u .

Следуя известным подходам к анализу фотоиндуцированных эффектов в катион-замещенных ферритах-гранатах, будем полагать, что эти эффекты связаны с вкладом фотоактивных центров [3]. При этом фотоактивные центры будем полагать такими, что увеличение заселенности возбужденного состояния фото-активного центра приводит к подавлению как кубической, так и одноосной анизотропии. Нагрев образца в отсутствие света приводит к росту заселенности возбужденного состояния и соответствующему уменьшению анизотропии. С другой стороны, с ростом температуры падает намагниченность, что приводит к уменьшению поля размагничивания $4\pi M_s$.

Для образца, намагниченного вдоль трудной оси, при нагреве до температур ниже 335 К доминирует вклад, приводящий к увеличению частоты ФМР вследствие уменьшения анизотропии и частота ФМР растет с ростом температуры. При дальнейшем нагреве доминирующим оказывается вклад, обусловленный уменьшением намагниченности, что приводит к уменьшению частоты ФМР (зависимость 1 на рис. 5). При освещении образца

лазером мощностью 40 мВт увеличение частоты ФМР обусловлено ростом заселенности возбужденного состояния. Нагрев образца не приводит к существенному перераспределению заселенностей энергетических уровней фото-активных центров и в результате наблюдается термоиндуцированное уменьшение частоты ФМР, вследствие уменьшения намагниченности (зависимость 2 на рис. 5).

В случае намагничивания вдоль легкой оси в плоскости как уменьшение намагниченности, так и уменьшение магнитной анизотропии приводят к уменьшению частоты ФМР. В результате нагрев приводит к уменьшению частоты ФМР как при действии света, так и в его отсутствии так, что доминирующим является вклад, обусловленный уменьшением намагниченности.

Таким образом, экспериментально наблюдаемые эффекты фотоиндуцированного сдвига частоты ФМР не могут быть сведены к нагреву образца светом лазера.

Приведенные выше результаты получены при направлении вектора поляризации света вдоль постоянного магнитного поля. Изменение направления поляризации света в плоскости пленки приводит к дополнительному небольшому сдвигу частоты ФМР. Наблюдаемое изменение частоты ФМР демонстрирует 180-градусную симметрию. Будем полагать, что взаимодействие линейно поляризованного света с магнитной подсистемой образца может быть описано вкладом в свободную энергию вида

$$E = \beta_{ijkl} \mathcal{E}_i \mathcal{E}_j M_k M_l \quad (13)$$

где β_{ijkl} – материальный тензор 4-го ранга, \mathcal{E} – вектор электрического поля световой волны, \mathbf{M} – намагниченность образца. Если оба вектора лежат в плоскости пленки, а симметрия тензора β_{ijkl} , для простоты, соответствует изотропной среде [10], то выражение для частоты ФМР представим в виде

$$f_{FMR} = f_0 + f_1 \cos 2\psi, \quad (14)$$

Здесь ψ – азимутальный угол, задающий направление вектора электрического поля световой волны \mathbf{E} , f_0 – совпадает с (12) при $H_{k1} = H_{k2} = 0$, f_1 – добавка к частоте ФМР, обусловленная (13) при $|f_1| \ll f_0$. Результат аппроксимации экспериментальных данных выражением (14) приведен сплошной линией на рисунке 6. Теоретическая зависимость частоты ФМР от направления поляризации света хорошо согласуется с экспериментальной, что подтверждает справедливость предположения о вкладе (14) в фотоиндуцированный сдвиг частоты ФМР.

Взаимодействие линейно поляризованной электромагнитной волны, распространяющейся вдоль оси симметрии третьего порядка, с магнитной подсистемой образца с анизотропией типа «легкая плоскость» теоретически рассмотрено в [11] на примере слабого ферромагнетика $FeVO_3$. В [11] предполагалось, что взаимодействие обусловлено обратным эффектом Коттона–Мутона, имеющим вид (13), и получено, что энергия этого взаимодействия также пропорциональна $\cos 2\psi$.

Следует отметить, что с помощью тензора четвертого ранга (13) описывается не только обратный эффект Коттона–Мутона. Вклад в свободную энергию имеет вид (13) и в случае фотоиндуцированной магнитной анизотропии [12]. При анализе экспериментальных результатов по возбуждению спиновой динамики в ЖИГ с помощью импульсов линейно поляризованного света авторам работы [12] удалось разделить эти вклады. В наших экспериментах такое разделение не представляется возможным, поскольку требует работы с субпикосекундными импульсами и измерений с высоким разрешением по времени.

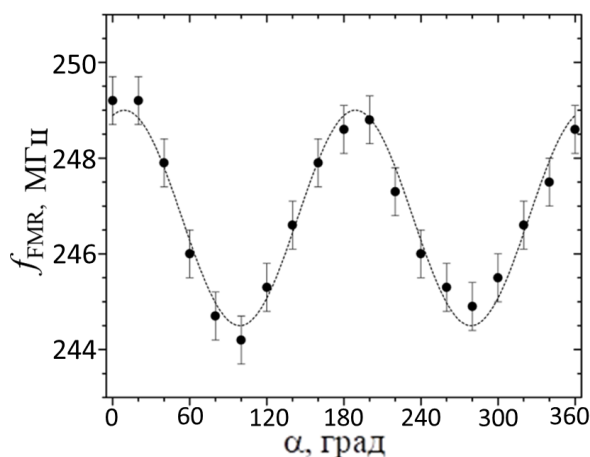


Рис. 6. Зависимость частоты ФМР от направления вектора поляризации световой волны в плоскости пленки при температуре 300 К. Постоянное магнитное поле $H = 8$ Э направлено вдоль трудной оси в плоскости пленки. Световой луч мощностью $P = 25$ мВт падает под углом $\approx 5 - 10^\circ$ к нормали к поверхности образца. Сплошная линия построена согласно (14) при $f_0 = 246.75$ МГц и $f_1 = 2.25$ МГц.

Вместе с тем, в [12] показано, что вклад от эффекта фотоиндуцированной анизотропии почти на два порядка величины меньше вклада от обратного эффекта Коттона–Мутона. При этом данные значения получены для допирования пленки ЖИГ ионами кобальта. Величина эффекта фотоиндуцированной анизотропии сильно зависит от концентрации примесных иновалентных ионов [13]. В нашем случае в роли таких ионов могут выступить ионы Pb^{2+} или Pt^{4+} , концентрация которых при жидкофазной эпитаксии пленок может составлять порядка нескольких сотых долей формульной единицы. Следовательно, в представленных результатах вкладом от данного эффекта можно пренебречь.

ВЫВОДЫ

Основные результаты и выводы, полученные в диссертационной работе, состоят в следующем:

1. По спектрам ферромагнитного резонанса установлена двухслойная структура для образцов эпитаксиальных пленок ферритов-гранатов одного химического состава $(BiLuCa)_3(FeGe)_5O_{12}$, но с разными технологическими параметрами роста. На основе анализа модификации спектров ферромагнитного резонанса при послойном травлении показано, что основной (верхний) слой характеризуется большим магнитным моментом и большим поглощением энергии СВЧ, чем переходный слой пленка-подложка. Показано, что магнитная анизотропия в основном (верхнем) слое имеет тип «легкая плоскость», а в переходном (нижнем) слое анизотропия имеет тип «легкая ось». В результате продемонстрировано применение метода ферромагнитного резонанса на этапе отработки технологических параметров при синтезе магнитных пленок.

2. Методом ферромагнитного резонанса проведено исследование образцов *Bi*-замещенных пленок ферритов-гранатов, синтезированных методом реактивного ионно-лучевого распыления на подложке гадолиний галлиевого граната ориентации (111). Показано, что в насыщенном состоянии в однослойном образце с низкой концентрацией *Bi* состава $(BiGd)_3(FeAl)_3O_{12}$ реализуется магнитная анизотропия типа легкая ось, в однослойном образце с высокой концентрацией *Bi* состава $(BiY)_3(Fe)_5O_{12}$ и в двухслойном образце состава $(BiGd)_3(FeAl)_3O_{12} / (BiY)_3(Fe)_5O_{12}$, реализуется магнитная анизотропия, приводящая в результате к выходу намагниченности из плоскости пленки. Анализ спектров ферромагнитного резонанса однослойных и двухслойных пленок показал наличие сильной обменной связи между слоями в двухслойном образце. Слой с низкой концентрацией *Bi*, используемый в качестве буферного слоя в двухслойной наноструктуре

$(\text{BiGd})_3(\text{FeAl})_3\text{O}_{12}/(\text{BiY})_3(\text{Fe})_5\text{O}_{12}$, в результате межслоевого обменного взаимодействия выступает в качестве «подмагничивающего» слоя, уменьшая поле нормализации намагниченности в слое с высокой концентрацией Bi .

3. Однослойные пленки состава $(\text{BiGdY})_3(\text{FeAl})_3\text{O}_{12}$ и двуслойные пленки составов, $(\text{BiGdLuY})_3(\text{FeAl})_3\text{O}_{12}/(\text{BiY})_3(\text{Fe})_5\text{O}_{12}$, $(\text{BiGdY})_3(\text{FeAl})_3\text{O}_{12}/(\text{BiY})_3(\text{Fe})_5\text{O}_{12}$, выращенные на подложках SiO_2 имеют меньшие значения констант одноосной анизотропии, наведенные ростом и напряжениями, чем пленки, выращенные на ГГГ подложке. Двуслойные пленки, выращенные на подложках ГГГ имеют анизотропию, приводящую к выходу намагниченности из плоскости пленки. При синтезе их на подложку SiO_2 , пленки имеют анизотропию типа «легкая плоскость». При этом поле насыщения вдоль нормали увеличивается незначительно, до 10%.

4. В Bi -замещенных пленках ферритов-гранатов, синтезированных методом реактивного ионно-лучевого распыления на подложке гадолиний галлиевого граната ориентации (111) при анализе угловой зависимости спектров ферромагнитного резонанса обнаружено значительное изменение ширины линии ΔH . Предложена модель, описывающая ориентационные зависимости ширины линии ферромагнитного резонанса, основанная на формировании возможной неоднородной структуры пленки.

5. Исследован низкополевой ферромагнитный резонанс в эпитаксиальных пленках катион-замещенных ферритов-гранатов составов $(\text{BiY})_3(\text{FeSc})_5\text{O}_{12}$ и $\text{Y}_3(\text{FeIn})_5\text{O}_{12}$, выращенных на подложке гадолиний галлиевого граната с ориентацией (111), с анизотропией типа «легкая плоскость». В спектрах ферромагнитного резонанса, полученных путем частотной развертки, для ряда образцов обнаружена модуляция линии ферромагнитного резонанса набором узких, шириной порядка 100 кГц равноотстоящих друг от друга по частоте, спектральных линий. Частотный интервал между этими линиями согласуется с резонансом стоячих мод поперечных упругих колебаний, возникающих в результате магнитоупругих взаимодействий в магнитной пленке. В качестве резонатора для упругих колебаний выступает структура пленка-подложка в виде сплошной слоистой среды. Чем больше полная толщина структуры пленка-подложка, тем меньше частотный интервал между модами упругих колебаний.

6. В условиях однородной прецессии намагниченности амплитуда модуляции зависит от частоты ФМР. Глубина модуляции уменьшается с увеличением частоты для одних образцов монотонно, а других – осциллируя, что связано с сильным и слабым поверхностным закреплением спинов.

7. Экспериментально обнаружена модификация спектров ферромагнитного резонанса пленки состава $(\text{BiY})_3(\text{FeSc})_5\text{O}_{12}$ при облучении линейно поляризованным светом с длиной волны 680 нм при комнатной температуре. Модификация спектров ФМР обусловлена: 1) сдвигом частоты ФМР, 2) уменьшением глубины провалов ФМР спектров на частотах, соответствующих резонансу поперечных мод упругих колебаний по толщине эпитаксиальной структуры. Экспериментально показано, что фотоиндуцированное изменение магнитной анизотропии, не связанное с термическими эффектами, приводит к сдвигу частоты ФМР.

Фотоиндуцированное уменьшение магнитоупругой связи продемонстрировано по уменьшению глубины провалов ФМР спектров на частотах, соответствующих резонансу поперечных мод упругих колебаний.

Выделен поляризационный вклад в фотоиндуцированное изменение частоты ФМР.

СПИСОК РАБОТ, ОПУБЛИКОВАННЫХ ПО ТЕМЕ ДИССЕРТАЦИИ

- A1. Бержанский В.Н., Прокопов А.Р., Семук Е.Ю. Особенности процесса намагничивания ЭПФГ с анизотропией “угловая фаза” // Уч. записки Таврического национального университета имени В.И. Вернадского. Сер. «Физика». 2007. Том. 20 (59), № 1. С. 136-146.
- A2. Семук Е.Ю., Бержанский В.Н., Прокопов А.Р., Голуб В.О. Ферромагнитный резонанс в феррит-гранатовых пленках с анизотропией «угловая фаза // Ученые записки Таврического национального университета им. В.И. Вернадского. Сер. Физика. – Симферополь, 2008. Том. 21 (60), № 1. С. 166-171.
- A3. Berzhansky V.N., Shaposhnikov A.N., Prokopov A.R., Karavainikov A.V., Mikhailova T.V., Semuk E.Y., Sharipova M.I., Dolgova T.V., Fedyanin A.A., Kotov V.A., Golub V. O. One-dimensional magnetophotonic crystals based on double-layer Bi-substituted iron garnet films // *Materialwissenschaft und Werkstofftechnik*. 2011. Vol. 42, N1. P. 19–23.
- A4. Semuk E.Yu., Berzhansky V.N., Prokopov A.R., Shaposhnikov A.N., Karavainikov A.V., Salyuk O.Yu., Golub V.O. Magnetic properties of epitaxial bismuth ferrite-garnet mono- and bilayers // *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*. 2015. Vol. 394. P. 92-95.
- A5. Berzhansky V.N., Karavainikov A.V., Mikhailova T.V., Prokopov A.R., Shaposhnikov A.N., Shumilov A.G., Lugovskoy N.V., Semuk E.Yu., Kharchenko M.F., Lukienko I.M., Kharchenko Yu.M., Belotelov V.I. Nano- and micro-scale Bi-substituted iron garnet films for photonics and magneto-optic eddy current defectoscopy // *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*. 2017. Vol. 440. P. 175-178.
- A6. Lugovskoy N., Berzhansky V., Semuk E., Shaposhnikov A. Susceptibility and FMR in ferrite garnet epitaxial films for eddy current magneto-optical defectoscopy // *Journal of Physics: Conference Series*. 2019. Vol. 1389_012102.
- A7. Lugovskoy N.V., Berzhansky V.N., Semuk E.Yu., Lyashko S.D., Shaposhnikov A.N., Evtukhova E.A. and Mikhailova T.V. Magneto-optical properties of easy-plane and easy-axis garnet ferrite films for eddy current testing // *Journal of Physics: Conference Series*. 2019. Vol. 1410_012190.
- A8. Shaposhnikov A.N., Lyashko S.D., Nedviga A.S., Karavainikov A.V., Semuk E.Yu., Vysokikh Yu.E., Mikhailova T.V. Scanning probe microscopy investigation of iron garnet films for magnetoplasmonics // *IOP Conf. Series: Materials Science and Engineering*. 2019. Vol. 699_012043.
- A9. Полулях С.Н., Бержанский В.Н., Семук Е.Ю., Белотелов В.И., Ветошко П.М., Попов В.В., Шапошников А.Н., Шумилов А.Г., Чернов А.И. Ферромагнитный резонанс и упругие колебания в эпитаксиальных пленках феррит-граната иттрия // *ЖЭТФ*. 2021. Том. 159. вып. 2. С. 307–314.
- A10. Полулях С.Н., Бержанский В.Н., Семук Е.Ю., Белотелов В.И., Ветошко П.М., Попов В.В., Шапошников А.Н., Чернов А.И. Модуляция магнитоупругой связи при ферромагнитном резонансе в пленках феррит-гранатов // *ЖТФ*. –021. Том. 91. вып. 7. С. 1124–1131.
- A11. Полулях С.Н., Семук Е.Ю., Звездин А.К., Бержанский В.Н., Белотелов В.И. Индуцированная светом модификация спектров ФМР пленки висмут-замещенного феррита-граната иттрия // *Письма в ЖЭТФ*. 2022. Том.115. вып.4. С.224-229.

СПИСОК ЦИТИРОВАННОЙ ЛИТЕРАТУРЫ

1. Устинов А., Кочемасов В., Хасьянова Е. Ферритовые материалы для устройств СВЧ-электроники. Основные критерии выбора. // Электроника: НТБ. 2015. No 8 (00148). С. 86–92С. 86–92.
2. Streib S., Keshtgar H., Bauer G. Damping of Magnetization Dynamics by Phonon Pumping. // Phys. Rev. Lett. 2018. Vol. 121. P. 027202.
3. Коваленко В. Ф., Нагаев Э. Л. Фотоиндуцированный магнетизм // УФН 1986. 148(4). С. 561.
4. Hansteen F., Kimel A., Kirilyuk A., Rasing T. Nonthermal ultrafast optical control of the magnetization in garnet films // Phys. Rev. 2006. В 73. P. 014421.
5. Atoneche F., Kalashnikova A. M., Kimel A. V., Stupakiewicz A., Maziewski, A. Kirilyuk A., Rasing Th. Large ultrafast photoinduced magnetic anisotropy in a cobalt-substituted yttrium iron garnet // Phys. Rev. 2010. В 81. 214440.
6. А.Г. Гуревич. Магнитный резонанс в ферритах и антиферромагнетиках, М.: Наука, 1973, 591 С.
7. V.N. Berzhansky, A.N. Shaposhnikov, A.R. Prokopov, A.V. Karavainikov, V.G. Bar'yakhtar, I.V. Sharay, V.O. Golub, O.Y. Salyuk, Proceedings of the 7th International Conference, ICFM-2013, Crimea, Ukraine, 2013 pp. 215.
8. Fratello V.J., Licht S.J., Brandle C.D., O'Bryan H.M., Baiocchi F.A. Effect of bismuth doping on thermal expansion and misfit dislocations in epitaxial iron garnets J. Cryst. Growth // 1994 Vol. 142, No 1-2. P. 93
9. An K., Litvinenko A. N., Kohno R., Fuad A. A., Naletov V. V., Vila L., Ebels U., de Loubens G., Hurdequint H., Beaulieu N., J. Ben Youssef, Vukadinovic N., Bauer G. E. W., Slavin A. N., Tiberkevich V. S., Klein O. Coherent long-range transfer of angular momentum between magnon Kittel modes by phonons // Phys. Rev. 2020. В 101, P. 060407.
10. Дж. Най. Физические свойства кристаллов. Москва, МИР, 1967.
11. Звездин А.К., Кимель А.В., Плохов Д.И., Звездин К.А. Сверхбыстрая спиновая динамика в легкоплоскостном слабом ферромагнетике борате железа // ЖЕТФ. 2020. Том. 158. № 1. С. 128.
12. Yoshimine I., Satoh T., Iida R., Stupakiewicz A., Maziewski A., Shimura T. Phase-controllable spin wave generation in iron garnet by linearly polarized light pulses // J. Appl. Phys. 2014. Vol. 116. №4. P. 043907. (8pp).
13. Alben R., Gyorgy E.M., Dillon J. F., Remeika J.P. Polarization-Dependent Photoinduced Effects in Silicon-Doped Yttrium Iron Garnet // Phys. Rev. 1972. В 5. P. 2560.