

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки  
Институт радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова  
Российской академии наук

*На правах рукописи*

A handwritten signature in blue ink, appearing to read 'Fedorov', is centered on a light-colored rectangular background.

Федоров Андрей Сергеевич

**Магнитооптические и микроволновые свойства пленок  
и гетероструктур на основе висмут- и тулий-замещенных ферритов  
со структурой граната**

Специальность 1.3.8 – Физика конденсированного состояния

Диссертация на соискание ученой степени  
кандидата физико-математических наук

Научный руководитель:  
доктор физико-математических наук, профессор  
Логунов Михаил Владимирович

Москва – 2025

Оглавление	
Введение.....	4
Глава 1. Литературный обзор .....	17
1.1. Структура и магнитные свойства ферритов-гранатов .....	17
1.2. Эффект Фарадея и магнитный циркулярный дихроизм в пленках ферритов-гранатов.....	21
1.3. Ферромагнитный резонанс в пленках ферритов-гранатов .....	26
1.4. Магнитный момент и гиромангнитное отношение в ферритах-гранатах .....	28
1.5. Магнитооптические и микроволновые устройства на базе ферритов-гранатов .....	35
1.6. Выводы по главе 1 .....	41
Глава 2. Методы исследования ферритов-гранатов.....	43
2.1. Методика измерения магнитооптических свойств магнитных пленок и пластин .....	43
2.2. Методики исследования ферромагнитного резонанса пленок ферритов-гранатов .....	48
2.3. Подготовка, обработка, рентгеноструктурный анализ и моделирование намагниченности пленок ферритов-гранатов .....	51
2.4. Выводы по главе 2 .....	59
Глава 3. Магнитооптическая спектроскопия наноразмерных пленок ферритов-гранатов .....	60
3.1. Магнитный циркулярный дихроизм и эффект Фарадея в моно- и поликристаллических пленках ферритов-гранатов $Vi:IG$ .....	60
3.2. Магнитооптические свойства наноструктурированных пленок ферритов-гранатов .....	66

3.3. Магнитооптическая спектроскопия предельно тонких пленок ферритов-гранатов .....	72
3.4. Выводы по главе 3 .....	75
Глава 4. Микроволновая спектроскопия пленок TmBi-замещенных ферритов-гранатов .....	76
4.1 ФМР в пленках с одноосной перпендикулярной и кубической анизотропией .....	76
4.2. Гиромагнитное отношение в TmBiGa:IG пленках ферритов-гранатов. Эксперимент .....	80
4.3. Гиромагнитное отношение в пленках ферритов-гранатов TmBiGa:IG. Моделирование .....	84
4.4. Особенности регистрации спектров ФМР в пленках TmBiGa:IG с повышенным гиромагнитным отношением .....	86
4.5. Выводы по главе 4 .....	94
Заключение .....	95
Список цитируемой литературы .....	99

## **Введение**

Для обеспечения стремительного развития информационных технологий необходимо увеличивать объём хранения данных, ускорять работу систем их обработки и снижать энергопотребление. Перспективными областями физики, направленными на решение этих задач, являются спинтроника и спин-фотоника [1–3, A10, A11]. Эти направления основываются на использовании магнитной динамики, свойств спина электронов и обеспечивают новые подходы к обработке, хранению и передаче информации. В спинтронике магнитные моменты частиц управляются токами и сигналами, а в спин-фотонике управление магнитными свойствами интегрируется с методами фотоники и делается упор на диэлектрических материалах, что позволяет в перспективе создавать энергоэффективные и высокоскоростные устройства.

Одними из основных материалов для диэлектрической спинтроники и спин-фотоники являются ферриты со структурой граната. Варьирование составов ферритов-гранатов может приводить к радикальным изменениям их свойств и, следовательно, к адаптации параметров материалов к требованиям практических приложений [2–6]. Особый интерес представляют висмут- и туллий-замещённые ферриты-гранаты, которые демонстрируют уникальные магнитные и магнитооптические свойства [7–11, A10].

### **Актуальность исследования**

Висмут-замещённые ферриты-гранаты (Bi:IG) характеризуются высоким магнитооптическим эффектом Фарадея, а прозрачность в ближнем инфракрасном диапазоне спектра и высокая магнитооптическая добротность делают данный материал перспективным в качестве основы оптических модуляторов, изоляторов (аналоги диода в классической электронике), устройствах хранения информации, в интегральной оптике и спин-фотонике [12, 13].

Туллий-замещённые ферриты-гранаты (Tm:IG), в свою очередь, привлекают внимание возможностью возбуждения когерентных колебаний

намагниченности в терагерцовом диапазоне частот [8], большой одноосной анизотропией даже в пленках нанометровых толщин [9] и как материал для исследования топологических эффектов, например, стабильных при комнатной температуре скирмионов [14]. Высокое кристаллическое качество ферритов-гранатов приводит к уменьшению плотности локальных дефектов, снижению энергетических барьеров для движения доменных границ и других спиновых текстур [15]. Перпендикулярная магнитная анизотропия [16, 17] в сочетании с взаимодействием Дзялошинского-Мория (DMI) в гетероструктурах с тяжелыми металлами [18] также способствуют формированию и быстрому движению доменных границ и скирмионов [15, 19, 20].

Таким образом, висмут- и туллий-замещенные ферриты-гранаты представляют собой важный класс материалов для разработки устройств спинтроники и спин-фотоники. Их уникальные свойства открывают широкие возможности для создания быстродействующих и энергоэффективных систем, что делает их ключевыми элементами в развитии современных информационных технологий и создания перспективной элементной базы [1, A11].

Объединение свойств  $V_i$ - и  $T_m$ -замещенных ферритов-гранатов в одном материале ( $TmV_i:IG$ ) может продемонстрировать проявление действительно уникальных сочетаний магнитооптических и динамических свойств. Для комплексного исследования свойств таких материалов необходимо обеспечить как исследование основных магнитооптических эффектов в оптическом диапазоне спектра (эффект Фарадея, магнитный циркулярный дихроизм), так и в микроволновом диапазоне (ферромагнитный резонанс).

**Целью данной работы** является поиск диэлектрических материалов для спин-фотоники и спинтроники, сочетающих одновременно повышенную магнитооптическую активность и высокое быстродействие, на основе тонких пленок и гетероструктур ферритов со структурой граната. В качестве объектов исследования выбраны монокристаллические пленки висмут- и туллий-

замещенных ферритов-гранатов, в том числе легированные ионами  $Ga^{3+}$  и  $Gd^{3+}$ , на подложках гадолиний-галлиевого граната GGG, а также поликристаллические пленки  $Bi:IG$  на кварцевых подложках  $SiO_2$ .

**Для достижения цели были поставлены следующие задачи:**

1. Разработка экспериментальной методики магнитооптического исследования пленок ферритов-гранатов предельно малых толщин, вплоть до одного периода кристаллической решетки граната.

2. Изучение магнитооптических спектров пленок ферритов-гранатов с различными замещениями ионов в подрешетках граната, выяснение влияния состава пленок на особенности их магнитооптических свойств.

3. Исследование магнитооптических и микроволновых свойств пленок ферритов-гранатов в окрестностях точек компенсации магнитного и углового моментов ферромагнетика.

4. Исследование микроволновых свойств пленок ферритов-гранатов с повышенным эффективным гиромагнитным отношением.

**Научная новизна работы**

В результате проведенных экспериментальных и теоретических исследований:

1. Показана возможность регистрации магнитооптических спектров предельно тонких (толщиной порядка одного периода кристаллической решетки) пленок ферритов-гранатов в два этапа: регистрация спектров магнитного циркулярного дихроизма и последующее восстановление спектров эффекта Фарадея в таких пленках с помощью соотношения Крамерса-Кронига.

2. Показано, что в гетероструктуре  $Bi:IG/GGG/SiO_2$  при толщинах слоя  $Bi:IG$  менее 10 нм имеет место существенная диффузия ионов  $Ga^{3+}$  и  $Gd^{3+}$  из слоя GGG в слой  $Bi:IG$ , приводящая к возникновению точки компенсации магнитного момента в слое  $Bi:IG$ .

3. Исследовано поведение диамагнитных переходов в пленках ферритов-гранатов с различным содержанием ионов  $Bi^{3+}$  в додекаэдрической

подрешетке граната и ионов  $Fe^{3+}$  в октаэдрической и тетраэдрической подрешетках в широком диапазоне температур. Выявлены вклады магнитных подрешеток ферримагнетика в магнитный циркулярный дихроизм ферритов-гранатов с высоким содержанием висмута. Обнаружено, что при переходе через точку компенсации магнитного момента энергии диамагнитных переходов скачкообразно изменяются на  $\pm 0,2$  эВ.

4. Показана возможность повышения эффективного гиромангнитного отношения в монокристаллических пленках тулий-содержащих ферритов-гранатов в 3-5 раз путем вариации замещения ионов  $Fe^{3+}$  в подрешетках граната при отсутствии точек магнитной и угловой компенсации ферримагнетика.

#### **Научная и практическая значимость работы**

Научная значимость работы заключается в разработке нового подхода к исследованию магнитооптических спектров предельно тонких пленок ферритов-гранатов, что позволяет получать информацию не только о магнитооптических свойствах, но и об эволюции параметров и реальном составе на интерфейсе пленка/подложка. Показано, что при синтезе поликристаллических пленок Вi-замещенных ферритов-гранатов происходит диффузия ионов на интерфейсе с парамагнитным гранатом, приводящая, например, к возникновению точки компенсации магнитного момента. Это расширяет наши знания о свойствах пленок на интерфейсе и результаты могут быть использованы при разработке устройств спинтроники. Проведенное исследование диамагнитных переходов в феррите-гранате с различным содержанием ионов Вi и Ga позволило выявить вклады магнитных подрешеток в магнитооптические эффекты и прогнозировать их поведение в широком температурном диапазоне. Показана возможность значительного (в 3-5 раз) увеличения эффективного гиромангнитного отношения в тулий-содержащих ферритах-гранатах при разбавлении ионов железа ионами галлия, что открывает новые перспективы для динамического управления свойствами

ферритов-гранатов и повышения быстродействия устройств спинтроники на их основе.

Практическая значимость работы заключается в том, что разработанные методы анализа спектральных зависимостей магнитного циркулярного дихроизма предельно тонких пленок могут быть использованы для контроля качества и состава интерфейсных слоев пленок ферритов-гранатов в технологических процессах. Результаты исследования диффузии ионов на интерфейсе и возникновения точки компенсации магнитного момента важны для разработки новых наноструктурированных материалов с разнообразными заданными магнитными свойствами. Полученные данные о вкладах магнитных подрешеток в магнитооптические эффекты могут быть использованы для оптимизации состава ферритов-гранатов с целью повышения эффективности их использования в устройствах магнитооптической записи и обработки информации, в перспективных устройствах спин-фотоники. Продемонстрированный эффект получения высокого эффективного гироманитного отношения в тулий-содержащих ферритах-гранатах, не имеющих точки компенсации углового момента, может быть использован при разработке быстродействующих устройств спинтроники и спин-фотоники, так как скорость динамических процессов в магнетиках (скорость доменных границ, частота колебаний вектора намагниченности) пропорциональна гироманитному отношению, и его повышение – ключевой фактор повышения быстродействия устройств спинтроники на базе магнитных материалов.

#### **Положения, выносимые на защиту:**

1. В гетероструктуре  $\text{Bi:IG/GGG/SiO}_2$  при предельно малой толщине слоя  $\text{Bi:IG}$ , сравнимой с постоянной кристаллической решетки граната ( $\sim 1.25$  нм), его свойства значительно отличаются от свойств слоев  $\text{Bi:IG}$  с толщиной 100 нм и более из-за диффузии ионов  $\text{Gd}^{3+}$  и  $\text{Ga}^{3+}$  из слоя GGG. В результате в слое  $\text{Bi:IG}$  толщиной менее 10 нм снижается температура Нееля и возникает точка компенсации магнитного момента.



2. В поликристаллических пленках ферритов-гранатов с содержанием висмута более 1.5 формульных единиц в результате уменьшения толщин пленок вплоть до периода кристаллической решетки граната происходит изменение энергии диамагнитных переходов  $E$  в температурном диапазоне 100-300 К в октаэдрической ( $E = 2.8 - 3.2$  эВ) и тетраэдрической ( $E = 2.4 - 2.8$  эВ) подрешетках граната, причем при переходе через точку компенсации магнитного момента энергия диамагнитных переходов изменяется скачкообразно на  $\pm 0.2$  эВ.

3. В монокристаллических пленках  $TmBi:IG$ , не имеющих точек компенсации магнитного и углового моментов, разбавление ионов  $Fe^{3+}$  ионами  $Ga^{3+}$  в 3 - 5 раз увеличивает эффективное гиромангнитное отношение пленки.

4. Величина гиромангнитного отношения в монокристаллических пленках  $TmBiGa:IG$  зависит как от содержания ионов галлия, так и от их распределения между октаэдрической и тетраэдрической подрешетками феррита-граната. При изменении содержания ионов галлия в октаэдрической подрешетке от 5 до 20% гиромангнитное отношение изменяется более чем в 3 раза.

#### **Методы исследования и достоверность полученных результатов.**

Для изучения магнитооптических свойств пленок ферритов-гранатов использованы методы магнитооптической спектроскопии на основе эффекта Фарадея и магнитного циркулярного дихроизма. Для исследования магнитных и динамических свойств пленок ферритов-гранатов использованы методы ферромагнитного резонанса для объемного резонатора и для микрополосковой линии. Достоверность основных положений и выводов диссертационной работы подтверждаются воспроизводимостью полученных экспериментальных результатов и их согласованием с теоретическими расчетами, опубликованными в рецензируемых журналах. Надежность полученных результатов обеспечивается использованием оптимальных режимов работы экспериментальных установок, использованием

апробированных экспериментальных методик и применением современной приборной базы.

### **Апробация работы**

Результаты исследований, вошедших в диссертационную работу, были представлены на всероссийских и международных конференциях:

- 63, 64, 65, 66, 67 Всероссийских научных конференциях МФТИ (2020, 2021, 2023, 2024, 2025)

- ICFM - International Conference Functional Materials (2021)

- XXV, XXVII, XXVIII Международных симпозиумах «Нанозифика и наноэлектроника» (2021, 2023, 2024)

- EASTMAG-2022 – VIII Euro-Asian Symposium «Trends in MAGnetism» (2022),

- Заседания секции «Магнетизм» Научного совета РАН по физике конденсированных сред (2022, 2023)

- I и II Всероссийских научных школах для молодых исследователей, аспирантов и студентов старших курсов по проблемам исследований в сильных и сверхсильных магнитных полях (2023, 2024)

- 21-м Молодежном конкурсе имени Ивана Анисимкина (2025)

### **Личный вклад автора**

Экспериментальные и теоретические исследования проведены автором лично либо совместно с соавторами работ, опубликованных по теме диссертации. Автор участвовал в планировании, постановке экспериментов и обсуждении полученных результатов.

### **Соответствие диссертации паспорту специальности:**

Содержание диссертации соответствует пунктам 1, 2 и 4 «Теоретическое и экспериментальное изучение физической природы и свойств неорганических и органических соединений как в кристаллическом (моно- и поликристаллы), так и в аморфном состоянии, в том числе композитов и гетероструктур, в зависимости от их химического, изотопного состава, температуры и давления»; «Теоретическое и экспериментальное исследование

физических свойств упорядоченных и неупорядоченных неорганических и органических систем, включая классические и квантовые жидкости, стекла различной природы, дисперсные и квантовые системы, системы пониженной размерности»; «Теоретическое и экспериментальное исследование воздействия различных видов излучений, высокотемпературной плазмы на природу изменений физических свойств конденсированных веществ» паспорта специальности 1.3.8 – физика конденсированного состояния.

### **Публикации**

По материалам диссертации опубликованы 13 научных работ, в том числе: 8 – в журналах, входящих в международные и российские реферативные базы данных и системы цитирования Scopus, Web of Science, РИНЦ и в перечень изданий, рекомендованный ВАК Минобрнауки РФ, 2 – патента, 3 – в трудах международных и российских конференций.

### **Структура и объем работы**

Диссертационная работа состоит из введения, четырех глав, заключения и списка используемой литературы. Общий объем исследования составляет 112 страниц, и содержит 51 рисунок и 2 таблицы. Список литературы содержит 110 наименований.

**Во введении** обоснована актуальность темы диссертации и определены ее цели. Сформулированы научная новизна, практическая ценность работы и положения, выносимые на защиту.

**Первая глава** носит обзорный характер и посвящена анализу структурных и физических свойств ферритов-гранатов. Описана кристаллическая структура ферритов-гранатов, основы теории молекулярного поля и ее применение для моделирования свойств ферритов-гранатов с редкоземельными ионами, включая ионы тулия, и особенности антиферромагнитного взаимодействия между подрешетками феррита-граната. Рассмотрены магнитооптические свойства ферритов-гранатов и влияние ионов висмута на магнитооптическую активность. Приведены основные динамические особенности ферритов-гранатов, методы исследования их

свойств с помощью ферромагнитного резонанса (ФМР) и теоретические основы, включая уравнение Ландау-Лифшица-Гильберта и формулу Киттеля, с упором на исследование константы затухания и гиромагнитного отношения ферритмагнетиков. Завершается глава обзором применения ферритов-гранатов в магнитооптических и микроволновых устройствах.

**Вторая глава** посвящена методам исследования и характеристики исследуемых образцов. В п. 2.1 описаны методы магнитооптической спектроскопии для изучения эффекта Фарадея и магнитного циркулярного дихроизма. Спектрометр циркулярного дихроизма модифицирован для обеспечения регистрации спектров эффекта Фарадея, и магнитного циркулярного дихроизма исследуемых пленок ферритов-гранатов и других прозрачных магнетиков, например,  $\text{FeVO}_3$  [A3], в диапазоне температур 90–500 К. П. 2.2 посвящен методам регистрации микроволновых спектров с использованием объемного резонатора на частоте 9.5 ГГц и микрополосковой линии для широкополосных измерений в диапазоне частот до 40 ГГц. Спектрометр Bruker ER-200 модернизирован для повышения точности регистрации ориентационных зависимостей спектров ФМР [A2]. В п. 2.3 рассмотрены методы обработки пленок – отжиг при температурах до 1000 С для коррекции параметров монокристаллических пленок и изменения фазового состава поликристаллических пленок, травление в ортофосфорной кислоте для коррекции толщины пленок. Приведены данные рентгеноструктурного анализа пленок и методики расчета намагниченности ферритов-гранатов.

**Третья глава** сосредоточена на результатах магнитооптических исследований монокристаллических и поликристаллических пленок  $\text{Vi}$ -замещенных ферритов-гранатов. В п. 3.1 проанализированы спектры эффекта Фарадея и магнитного циркулярного дихроизма в диапазоне энергий 1.5–4.0 эВ (Рис. 1а) и температур 90–450 К, приведены результаты анализа температурных особенностей энергий диамагнитных переходов для поликристаллических и монокристаллических пленок [A5, A9, A13].

Показано, что энергии переходов в поликристаллических пленках ниже, чем для монокристаллических, что связано с различным вхождением ионов  $\text{Vi}$  в кристаллическую структуру феррита-граната [A9, A13]. П. 3.2 посвящен исследованию гетероструктур  $\text{Vi:IG/GGG/SiO}_2$ . Показано, что при толщинах слоя  $\text{Vi:IG}$  менее 10 нм имеет место существенная диффузия ионов  $\text{Ga}^{3+}$  и  $\text{Gd}^{3+}$  из слоя  $\text{GGG}$  в слой  $\text{Vi:IG}$ . Это приводит к возникновению точки компенсации магнитного момента и снижению температуры Нееля слоя  $\text{Vi:IG}$  [A9].

Далее приведен анализ энергий диамагнитных переходов в гетероструктуре  $\text{Vi:IG/GGG/SiO}_2$  при малой толщине слоя  $\text{Vi:IG}$ . Для пленок с толщиной слоя  $\text{Vi:IG}$  10 нм и менее происходит изменение энергии диамагнитных переходов, связанных с октаэдрической ( $E = 2.8\text{--}3.2$  эВ) и тетраэдрической ( $E = 2.45\text{--}2.8$  эВ) подрешетками граната вблизи точки компенсации магнитного момента [A5, A13].

В п. 3.3 для поликристаллических пленок  $\text{Vi:IG}$ , синтезированных ионно-лучевым распылением, продемонстрирована высокая однородность магнитооптических параметров (эффекта Фарадея, магнитного циркулярного дихроизма) и энергии диамагнитных переходов по толщине пленки при комнатной температуре, что подтверждает пригодность метода для формирования пленок большой площади. Далее описана методика регистрации магнитного циркулярного дихроизма с последующим восстановлением спектров эффекта Фарадея с использованием соотношения Крамерса-Кронига [A9]. Показана применимость такой методики для исследования магнитооптических свойств предельно тонких пленок, с толщиной вплоть до одного периода кристаллической решетки граната.

**В четвертой главе** приведены результаты исследования микроволновых свойств монокристаллических пленок  $\text{ViTm:IG}$ , в том числе легированных ионами  $\text{Ga}^{3+}$  и  $\text{Gd}^{3+}$ . В п. 4.1 представлены данные измерений статических магнитных параметров и микроволновых спектров на частоте ФМР 9.53 ГГц, рассчитаны динамические параметры - параметр затухания Гильберта  $\alpha$  и эффективное гиромагнитное отношение  $\gamma_{\text{eff}}$  [A12]. На основе

ориентационных зависимостей ФМР проведена оценка вкладов кубической и одноосной компонент в анизотропию феррита-граната. В п. 4.2 представлены результаты исследований спектров ФМР пленки  $\text{BiTmGdGa:IG}$  в широком диапазоне температур, включающем точку компенсации углового момента, где эффективная величина гиромагнитного отношения испытывает экстремум [А1]. Далее в п.п. 4.3, 4.4 исследования микроволновых свойств ферритов-гранатов сосредоточены на пленках состава  $\text{BiTmGa:IG}$ , не имеющих точек компенсации магнитного и углового моментов. Обнаружено значительное (до 5 раз) повышение эффективного гиромагнитного отношения в таких пленках. Для обеспечения условий расчета собственных частот однородного ФМР в пленках с высоким гиромагнитным отношением измерения спектров ФМР проведены в диапазоне частот до 40 ГГц. В частности, показано, что спектры описываются двумя лоренцианами с различающимся эффективным гиромагнитным отношением, и характеризуются двумя величинами гиромагнитного отношения [А6].

Для выяснения причин формирования двух магнитных подсистем проведено моделирование гиромагнитного отношения  $\gamma$  в ферримагнетике на основе формулы Киттеля и теории молекулярного поля. Показано, что экспериментально наблюдаемые компоненты сигнала ФМР с разными гиромагнитными отношениями  $\gamma_{\text{eff1}}=7.6$  МГц/Э и  $\gamma_{\text{eff2}}=6.46$  МГц/Э обусловлены особенностями распределения ионов  $\text{Ga}^{3+}$  по объему феррита-граната, причем разница в распределении ионов между подрешетками граната составляет всего  $\sim 1\%$  [А6]. Гиромагнитное отношение – ключевой параметр, определяющий скорость протекания процессов в спиновой системе магнетика, и полученные результаты имеют важное значение для значительного повышения быстродействия устройств спинтроники, создаваемых на базе ферримагнетиков. Отдельно отметим уникальное сочетание высокой магнитооптической активности и динамических параметров ферритов-гранатов  $\text{TmBiGa:IG}$ , что придает перспективы для их применений в

криогенных квантовых компьютерах и в спин-фотонных высокоскоростных системах хранения и обработки данных.

**В заключении** сформулированы основные результаты диссертационной работы:

1. Показано, что при исследовании магнитооптических свойств пленок  $\text{Bi:IG}$  предельно малых толщин, сравнимых с периодом кристаллической решетки граната, эффективна методика регистрации спектров магнитного циркулярного дихроизма с последующим восстановлением спектров эффекта Фарадея путем моделирования с использованием соотношения Крамерса-Кронига.

2. Показано, что в поликристаллических пленках ферритов-гранатов с высоким содержанием висмута при изменении толщин в диапазоне от 300 нм и вплоть до одного периода кристаллической решетки граната энергии диамагнитных переходов при комнатной температуре изменяются незначительно, не более чем на 0.07 эВ.

3. В гетероструктуре  $\text{Bi:IG/GGG/SiO}_2$  обнаружен интерфейсный слой  $\text{Bi:IG/GGG}$  с эффективной толщиной до 10 нм. Показано, что интерфейсный слой возникает из-за диффузии ионов  $\text{Gd}^{3+}$  и  $\text{Ga}^{3+}$  из слоя GGG, что приводит к снижению температуры Нееля и возникновению точки компенсации магнитного момента в слоях  $\text{Bi:IG}$  толщиной менее 10 нм. Появление точки компенсации в наноразмерных пленках  $\text{Bi:IG}$  из-за диффузии ионов на интерфейсе  $\text{Bi:IG/GGG}$  подчеркивает необходимость учета интерфейсных эффектов в тонких и предельно тонких пленках.

4. Исследованы особенности диамагнитных переходов, обусловленных вхождением ионов  $\text{Fe}^{3+}$  в различные подрешетки феррита-граната. Обнаружено скачкообразное изменение энергии диамагнитных переходов при переходе через точку компенсации магнитного момента.

5. Экспериментально продемонстрировано, что в  $\text{TmBiGa:IG}$  ферритах-гранатах замещение ионов  $\text{Fe}^{3+}$  ионами  $\text{Ga}^{3+}$  на уровне 1.6-2.2 формульных

единиц приводит к значительному, в 3-5 раз увеличению эффективного гиромагнитного отношения.

6. Возможность достижения высокого гиромагнитного отношения в ферримагнетиках, не имеющих точек компенсации магнитного и углового моментов, впервые обнаружена экспериментально и подтверждена теоретически.

7. Моделирование температурных зависимостей намагниченности и гиромагнитного отношения феррита-граната  $TmBiGa:IG$  на базе теории молекулярного поля и формулы Киттеля с учетом распределения ионов галлия в октаэдрической и тетраэдрической подрешетках показало хорошее согласие с экспериментальными результатами.



## Глава 1. Литературный обзор

### 1.1. Структура и магнитные свойства ферритов-гранатов

К ферритам со структурой типа граната относятся материалы с кристаллической решеткой, идентичной той, что характерна для природных силикатов группы гранатов, структура которых была впервые описана немецким кристаллографом и минералогом Г. Мензером. Эти соединения характеризуются общей химической формулой  $RE_3Me_5O_{12}$ , где RE – ионы редкоземельных элементов (например, тулия, иттрия и других), либо альтернативные катионы, такие как висмут, Me – ионы металлов, обладающие ферромагнитным упорядочением Fe или же немагнитные – Ga, Al и др.. Элементарная ячейка кристаллической структуры ферритов гранатового типа включает 96 ионов кислорода, формирующих три различных координационных положения: тетраэдрические (обозначается как  $d$ ), октаэдрические ( $a$ ) и додекаэдрические ( $c$ ). Далее координационные положения для краткости будем именовать подрешетками. На рис. 1.1 а. изображена 1/8 элементарной ячейки феррита со структурой граната  $RE_3Me_5O_{12}$ . Постоянная решетки  $a \sim 12.4 \text{ \AA}$ . Структура граната включает металлические катионы (например,  $Fe^{3+}$ ,  $Ga^{3+}$  и редкоземельные элементы) и кислородные анионы, образующие тетра- ( $a$ ), окта- ( $d$ ) и додекаэдрические ( $c$ ) подрешетки (рис. 1.1 б) [12, 21]. Связь магнитных моментов между подрешетками продемонстрирована на рис. 1.2: Ионы  $Fe^{3+}$  входят в подрешетки  $a$  и  $d$ . Поскольку подрешетки  $a$  и  $d$  связаны антиферромагнитно, 4 из 5 ионов  $Fe^{3+}$  в  $RE_3Me_5O_{12}$  компенсируют друг друга. Додекаэдрическая подрешетка включает иттрий или редкоземельные элементы и связана антиферромагнитно с подрешеткой  $a$ .

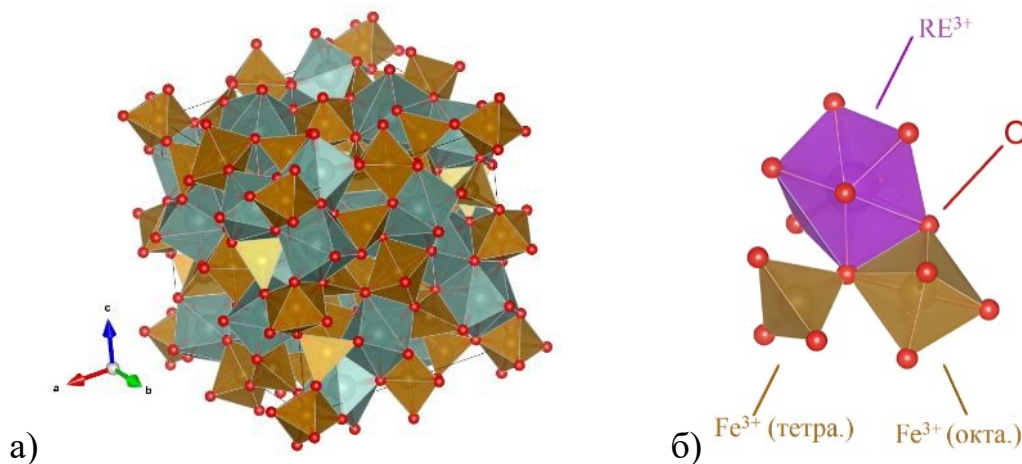


Рис. 1.1. а) Расположение  $a$ ,  $c$  и  $d$ -подрешеток в элементарной ячейке граната. б) Связь ионов Me в подрешетках  $a$  и  $d$ , и RE в  $c$ -подрешетках. В  $c$   $a$ -подрешетке находится 16 ионов, в  $d$  – 24, в  $c$  – 24 [21].

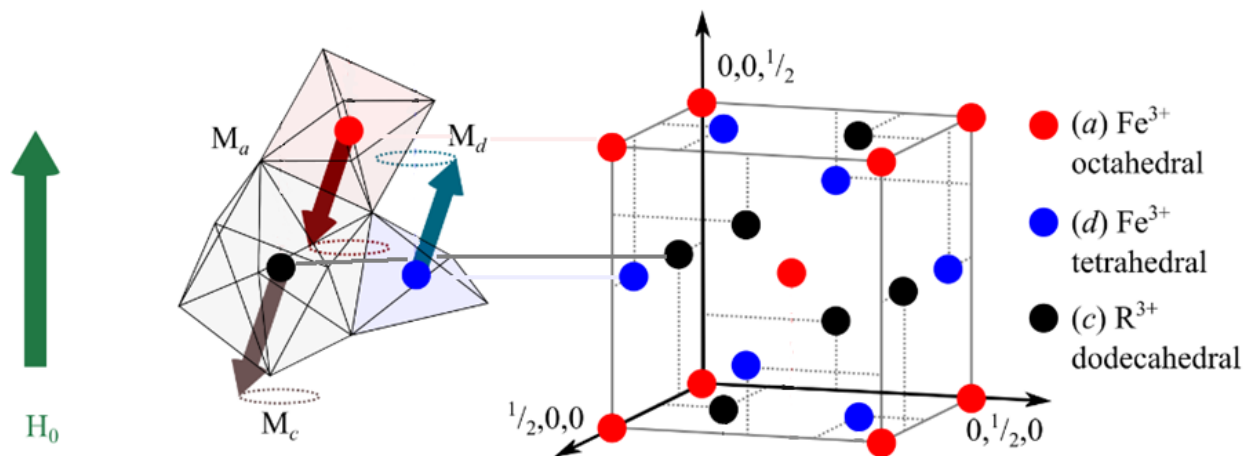


Рис. 1.2. Взаимное расположение  $a$ ,  $c$  и  $d$ -подрешеток в элементарной ячейке граната. Справа – расположение подрешеток в кубической сингонии феррита-граната, слева – магнитная взаимосвязь подрешеток [12, 21].

Иттриевый феррит-гранат Y:IG, наиболее часто встречающийся в исследованиях и научных работах, представляет собой ферромагнитный материал с двумя магнитными подрешетками (октаэдрической  $a$  и тетраэдрической  $d$ ), обладающий частично нескомпенсированным магнитным моментом. Часто иттриевый феррит-гранат принимают как ферромагнетик, однако такое представление является упрощенным. В данном случае

спонтанная намагниченность определяется как векторная сумма магнитных моментов этих подрешеток (рис. 1.2 слева). Y:IG обладает рекордно низким значением затухания среди известных на сегодняшний день материалов, что открывает перспективы его применения в качестве основы для спинтронных устройств, использующих спиновые волны. Благодаря этой уникальной характеристике в Y:IG возможно распространение спиновых волн на значительные расстояния, что делает его исключительно привлекательным для развития в качестве «проводника» спиновых волн. Однако для приложений в качестве магнитооптического материала Y:IG не является таким интересным материалом. Замещение ионов  $Y^{3+}$  на  $Bi^{3+}$  в додекаэдрических позициях кристаллической структуры ферритов-гранатов значительно усиливает магнитооптическую активность материала. Это обусловлено сильным спин-орбитальным взаимодействием, что приводит к рекордным значениям эффекта Фарадея. Благодаря этим свойствам Bi-замещённые ферриты-гранаты занимают лидирующую позицию среди материалов для магнитооптических приложений, открывая новые возможности для создания высокоэффективных оптических изоляторов, сенсоров и модуляторов.

Процесс получения висмут-замещенных пленок железо-иттриевых ферритов-гранатов сопряжен с трудностями, обусловленными значительным ионным радиусом висмута, превышающим ионный радиус иттрия. Это приводит к возникновению механических напряжений в пленках и их растрескиванию, что вызвано несовпадением параметров кристаллической решетки пленки и подложки, в качестве которой часто используют гадолиний-галлиевый гранат  $Gd_3Ga_5O_{12}$  (GGG). В работах [22–24] показано, что для формирования граната с составом  $Bi_3Fe_5O_{12}$  параметр решетки должен находиться в диапазоне от 12.615 Å до 12.633 Å. Для сравнения, период решетки GGG – 12.38 Å. Авторы также указывают, что ионы  $Bi^{3+}$  способны замещать додекаэдрические позиции феррита-граната, обладая различными эффективными радиусами. В работе [25] показано, что формирование именно монокристаллического феррита-граната Bi:IG возможно с вхождением  $Bi^{3+}$  не

более 1.5 формульных единиц. Следует отметить, что различия в значениях магнитных и магнитооптических характеристик пленок  $\text{V}_3\text{Fe}_5\text{O}_{12}$ , наблюдаемые в разных исследованиях, могут быть обусловлены сложностью точного определения содержания висмута в материале. При синтезе таких пленок возможно включение ионов из состава подложки, а в случае использования жидкофазной эпитаксии - также появление неконтролируемых примесей свинца, выступающего в качестве растворителя [26].

Так как данный параграф посвящен непосредственно ферритам-гранатам и уже было упоминание термина ферримагнетик, обратим внимание на терминологию. В ферромагнетиках температура, при которой материал переходит из ферромагнитного состояния в парамагнитное, называется температурой Кюри. Для антиферромагнетиков аналогичная критическая температура, выше которой упорядоченная магнитная структура разрушается и материал становится парамагнитным, известна как температура Нееля. В случае ферримагнетиков в научной литературе встречается использование как термина «температура Кюри» [27], так и «температура Нееля» [28–30] для обозначения температуры перехода в парамагнитное состояние. В данной работе будет применяться термин «температура Нееля» для ферримагнетиков, поскольку ферримагнетизм теоретически описывается в рамках модели Нееля как частный случай антиферромагнетизма с частично скомпенсированными магнитными подрешетками [31, 32]. Такой выбор терминологии подчеркивает единство теоретического подхода и избегает возможной путаницы с классическими ферромагнетиками, где отсутствует вклад в намагниченность нескольких магнитных систем. В дальнейшем в тексте будут применяться термины «температура Нееля»  $T_N$  для обозначения температуры перехода в парамагнитное состояние и «температура компенсации углового момента»  $T_A$  для обозначения температуры, при которой угловой момент магнитной системы компенсируется (становится нулевым) за счет противоположных вкладов от различных магнитных подрешеток [33–35], что играет ключевую роль в динамике намагниченности и эффектах спин-орбитального

взаимодействия в таких материалах. Также в работе будет применяться термин «эффективное гиромангнитное отношение», так как при переходе к макромодели гиромангнитное отношение феррита-граната выражается через отношение суммарной намагниченности к суммарной плотности углового момента подрешеток и является эффективной суммой взаимодействия подрешеток. Эта терминология позволяет подчеркнуть специфику ферритов-гранатов как ферромагнитного материала.

### ***1.2. Эффект Фарадея и магнитный циркулярный дихроизм в пленках ферритов-гранатов***

Магнитооптические эффекты представляют собой группу оптических явлений, проявляющихся в результате воздействия магнитного поля на среду, через которую распространяется свет как электромагнитная волна. Первое наблюдение подобного эффекта датируется 1845 годом и связано с работой Майкла Фарадея. В ходе эксперимента Фарадей продемонстрировал, что при помещении вещества в магнитное поле, ориентированное вдоль направления распространения линейно поляризованного светового пучка, происходит вращение плоскости поляризации света на определённый угол. Это явление впоследствии получило название эффекта Фарадея в честь своего первооткрывателя. Угол поворота плоскости поляризации количественно описывается соответствующим уравнением для парамагнитного материала, определяющим зависимость этого параметра от характеристик среды и магнитного поля:

$$\theta = \nu \cdot H \cdot l \quad , \quad (1.1)$$

где  $\nu$  – постоянная Верде (определяется видом среды),  $H$  – напряженность магнитного поля,  $l$  – пройденное светом расстояние в среде (толщина образца). Постоянная Верде зависит от ряда параметров среды:

$$\nu = \frac{2\pi N e^3 \omega^2}{m^2 n c^2 (E_0^2 - E^2)^2} \quad , \quad (1.2)$$

где  $e$  – заряд электрона;  $m$  – масса электрона;  $N$  – концентрация электронов;  $\omega$  – частота света,  $c$  – скорость света;  $\omega_0$  – собственная частота осциллятора.

С точки зрения классического представления эффект Фарадея объясняется тем, что показатели преломления  $n_+$  и  $n_-$  для света, поляризованного право- и левоциркулярно, становятся различными при помещении оптически неактивного вещества в магнитное поле. Детальная интерпретация эффекта Фарадея возможна лишь на основе квантовых представлений. Конкретные механизмы явления могут быть различными в разных веществах и в разных областях спектра. С точки зрения классических представлений, эффект Фарадея всегда связан с влиянием на дисперсию. В диэлектриках в видимой области спектра дисперсия определяется связанными электронами, которые совершают вынужденные колебания под действием электрического поля световой волны. Вещество рассматривается как совокупность таких классических осцилляторов. Тогда, записав и решив уравнение движения электронов отдельно для лево- и правоциркулярно поляризованной волны, можно получить выражения для угла поворота плоскости поляризации (1.1) [36].

Магнитный циркулярный дихроизм заключается в том, что в результате воздействия магнитного поля, ориентированного параллельно направлению распространения света, на вещество, после прохождения циркулярно поляризованного луча света определенной длины волны, поглощение для право- и левоциркулярной поляризации различно, в результате чего свет приобретает эллиптическую поляризацию. Так же, как и для эффекта Фарадея, величина эффекта для каждой длины волны различна.

Для описания магнитооптических эффектов в ферромагнитных материалах рассмотрим теоретическое описание вращения плоскости поляризации (ЭФ) и магнитного циркулярного дихроизма (МЦД). Для случая кубической анизотропии, и когда направления волнового вектора и намагниченности  $M$  будут совпадать и направлены вдоль оси  $Z$  (плоскость

образца лежит в XY), диэлектрический тензор  $\boldsymbol{\varepsilon}$  будет выглядеть следующим образом:

$$\boldsymbol{\varepsilon}(M) = \begin{bmatrix} \varepsilon_{xx} & \varepsilon_{xy} & 0 \\ -\varepsilon_{yx} & \varepsilon_{yy} & 0 \\ 0 & 0 & \varepsilon_{zz} \end{bmatrix} \quad (1.3)$$

Все элементы диэлектрического тензора состоят из реальной и мнимой частей  $\varepsilon_{ij} = \varepsilon'_{ij} + i\varepsilon''_{ij}$ . Для ферромагнитного материала, обладающего высокой прозрачностью (где показатель преломления  $n$  значительно превышает коэффициент экстинкции  $k$ , т.е.  $n \gg k$ ) в [37] продемонстрировано, что угол вращения Фарадея  $\Theta_F$  и эллиптичность  $\varepsilon_F$  могут быть выражены через вне диагональные элементы диэлектрического тензора следующим образом:

$$\Theta_F(\omega) = \frac{\omega}{2c} \frac{\varepsilon'_{xy}}{n} \quad (1.4)$$

$$\varepsilon_F(\omega) = \frac{\omega}{2c} \frac{\varepsilon''_{xy}}{n} \quad (1.5)$$

Для теоретического анализа эффекта Фарадея и магнитного циркулярного дихроизма используется подход, основанный на разложении спектральных зависимостей на диамагнитные переходы, связанные с тетраэдрической и октаэдрической подрешётками ферромагнитной структуры[38–40].

В рамках данного подхода спектральные характеристики эффекта Фарадея (вращение плоскости поляризации) и МЦД (различие в поглощении циркулярно поляризованного света) моделируются как результат суперпозиции вкладов от электронных переходов, происходящих в двух ключевых магнитных подрешётках материала – тетраэдрической ( $d$ ) и октаэдрической ( $a$ ). Эти подрешётки формируются ионами железа ( $\text{Fe}^{3+}$ ). Диамагнитные переходы, отличающиеся симметричным спектральным профилем, играют определяющую роль в формировании магнитооптических свойств в видимом и ближнем инфракрасном диапазонах.

Основная идея метода заключается в том, что угол вращения Фарадея  $\Theta_F(\omega)$  и эллиптичность  $\varepsilon_F(\omega)$  как функции энергии фотона  $\omega$  представляются в виде суммы двух независимых компонент, каждая из которых соответствует переходам в одной из подрешёток. Такие переходы обусловлены электрическими дипольными взаимодействиями, усиленными присутствием ионов висмута ( $\text{Bi}^{3+}$ ), который увеличивает спин-орбитальное взаимодействие и влияет на гибридизацию электронных орбиталей между ионами  $\text{Bi}^{3+}$ ,  $\text{O}^{2-}$  и  $\text{Fe}^{3+}$ . Математически это выражается следующим образом:

$$\Theta_F(E) = A_d \cdot F_d(E - E_d) + A_a \cdot F_a(E - E_a) \quad (1.6)$$

$$\varepsilon_F(E) = B_d \cdot G_d(E - E_d) + B_a \cdot G_a(E - E_a) \quad (1.7)$$

где  $A_d$  и  $A_a$  — амплитуды вращения плоскости поляризации для тетраэдрической и октаэдрической подрешёток соответственно,  $B_d$  и  $B_a$  — амплитуды эллиптичности,  $F_d$  и  $F_a$  функции формы спектральной линии для  $\Theta_F$ ,  $G_d$  и  $G_a$  — для  $\varepsilon_F$ , а  $E_d$  и  $E_a$  — резонансные энергии переходов в каждой подрешётке. Обычно функции  $F$  и  $G$  имеют лоренцеву или гауссову форму линии, что отражает природу диамагнитных переходов.

Физически различия в значениях  $E_a$  и  $E_d$  объясняются неодинаковым кристаллическим полем, действующим на ионы  $\text{Fe}^{3+}$  в тетраэдрической и октаэдрической подрешетках. Амплитуды  $A$  и  $B$  зависят от таких факторов, как концентрация висмута, степень магнитного порядка и взаимодействие между подрешётками. Этот метод позволяет не только описать наблюдаемые спектры, но и выявить микроскопические механизмы, определяющие магнитооптические свойства материала, что делает его ценным инструментом для исследования висмут-замещённых гранатов [38]. Итоговый вид выражения для  $\Theta_F^i(E)$  и  $\varepsilon_F^i(E)$ , где  $i$  — подрешетка феррита-граната,  $a$ - или  $d$ -:

$$\Theta_F^i(E) = \frac{\pi e^2 E^2}{2nmc\hbar} \left[ \frac{Nf}{E_0} \left\{ \frac{(E_0 + \Delta)^2 - E^2 - \Gamma^2}{[(E_0 + \Delta)^2 - E^2 + \Gamma^2]^2 + 4E^2\Gamma^2} - \frac{(E_0 - \Delta)^2 - E^2 - \Gamma^2}{[(E_0 - \Delta)^2 - E^2 + \Gamma^2]^2 + 4E^2\Gamma^2} \right\} \right] = \frac{\pi e^2 E^2}{2nmc\hbar} T^i \quad (1.8)$$



$$\varepsilon_F^i(E) = \frac{\pi e^2 \Gamma E}{2nmc\hbar} \left[ \frac{Nf}{E_0} \left\{ \frac{(E_0 + \Delta)^2 + E^2 + \Gamma^2}{[(E_0 + \Delta)^2 - E^2 + \Gamma^2]^2 + 4E^2\Gamma^2} - \frac{(E_0 - \Delta)^2 + E^2 + \Gamma^2}{[(E_0 - \Delta)^2 - E^2 + \Gamma^2]^2 + 4E^2\Gamma^2} \right\} \right] = \frac{\pi e^2 E^2}{2nmc\hbar} Q^i \quad (1.9)$$

где ( $e$ ) - заряд электрона, ( $n$ ) – коэффициент преломления, ( $m$ ) – масса, ( $c$ ) – скорость света и ( $\hbar = h/2\pi$ ) – постоянная Планка, ( $Nf$ ) – произведение: число активных центров ( $N$ ) и силы осцилляторов ( $f$ ), ( $E_0$ ) – энергия перехода, ( $\Delta$ ) – энергетическое расщепление, ( $\Gamma$ ) – ширина линии.

Эта модель основана на двух магнитооптических, так называемых диамагнитных переходах [36, 38, 41] из вырожденного заполненного состояния в свободные состояния ионов  $\text{Fe}^{3+}$ . Состояния ионов  $\text{Fe}^{3+}$  расщеплены обменным и эффективным спин-орбитальным взаимодействиями. Вклад ионов  $\text{Vi}^{3+}$  реализуется через ковалентные молекулярно-орбитальные состояния. Это означает, что  $p$ -орбитали ионов  $\text{Vi}^{3+}$  гибридизируются с  $p$ -орбиталями ионов  $\text{O}^{2-}$  и  $d$ -орбиталями ионов  $\text{Fe}^{3+}$ , формируя делокализованные молекулярные орбитали и усиливая спин-орбитальное взаимодействие [38, 39, 42]. С фундаментальной точки зрения, линии поглощения обусловлены переходами энергии кристаллического поля между основным состоянием  ${}^6\text{A}_{1g}$  ( $6\text{S}$ ) и вторым возбужденным состоянием  ${}^4\text{T}_{1g}$  ( ${}^4\text{P}$ ) ионов  $\text{Fe}^{3+}$  в двух железных подрешетках. Переходы вблизи  $E_{\text{oct}} = 3.0$  эВ и  $E_{\text{tet}} = 2.5$  эВ связаны с подрешетками ( $a$ -) октаэдрической и ( $d$ -) тетраэдрической соответственно. Диамагнитные переходы, в отличие от парамагнитных, характеризуются симметричным профилем в спектрах и доминируют в магнитооптических эффектах в видимом и ближнем инфракрасном диапазонах для  $\text{Vi:IG}$  ферритов-гранатов и как отмечалось выше имеют лоренцеву или гауссову форму линии.

Данный метод позволяет не только количественно описать спектры, но и связать их с электронной и магнитной структурой материала. Этот подход успешно применяется для изучения  $\text{Vi}_3\text{Fe}_5\text{O}_{12}$  и замещенных вариаций в том числе  $\text{Tm}^{3+}$  и  $\text{Ga}^{3+}$ , раскрывая ключевую роль висмута в усилении

магнитооптических свойств и демонстрируя сложную динамику подрешёток в зависимости от температуры, состава и внешних условий. Однако метод не учитывает возможные парамагнитные или межподрешеточные переходы, которые могут быть значимы в некоторых условиях, хотя замещение ионов  $\text{Vi}^{3+}$  изменяет относительный вклад тетраэдрической и октаэдрической подрешёток за счёт изменения кристаллического поля и магнитных взаимодействий, диамагнитные переходы остаются основным механизмом, но их энергии и амплитуды смещаются, что отражает структурные изменения в гранате. Таким образом, при использовании данного метода описания поведения магнитооптических эффектов возможно получение информации о разбавлении и изменении состояния подрешеток феррита-граната.

### *1.3. Ферромагнитный резонанс в пленках ферритов-гранатов*

В основе ферромагнитного резонанса (ФМР) лежит явление, при котором намагниченность ферромагнетика испытывает крутящий момент под воздействием внешнего магнитного поля. Этот крутящий момент вызывает прецессию вектора намагниченности, напоминающую движение вращающегося волчка, с последующим затуханием.

Когда насыщенный ферромагнитный материал подвергается воздействию внешнего магнитного поля, на выравнивание магнитного момента или намагниченности материала влияют два конкурирующих эффекта. Внешнее магнитное поле стремится выровнять намагниченность вдоль своего направления, тогда как внутренняя анизотропия материала, обусловленная его кристаллической структурой или формой, направлена на поддержание ориентации вдоль так называемой лёгкой оси (ЛО). Это взаимодействие между внешним полем  $\mathbf{H}$  и внутренним эффективным полем  $\mathbf{H}_{\text{eff}}$ , включающим вклады от анизотропии, размагничивающий фактор и обменного взаимодействия, определяет результирующее направление эффективного поля. В отсутствии внутренних полей (например, анизотропии или размагничивания) направление  $\mathbf{H}_{\text{eff}}$  совпадает с направлением внешнего

поля  $\mathbf{H}$ . Однако в реальных магнитных материалах внутренняя энергия складывается из размагничивающей составляющей  $E_d = -4\pi M_S^2$  энергии анизотропии разного порядка  $E_A = K_1 + \dots + K_2 + \dots$ , энергии Зеемана  $E_Z = -(\mathbf{M} \cdot \mathbf{H})$ , обменной энергии и др., эти вклады в общую энергию существенно влияют на положения итоговой намагниченности и прецессии намагниченности.

Для упрощённого случая, пренебрегая вкладом обменного взаимодействия, резонансное соотношение в случае равновесной намагниченности вычисляется из линеаризованного уравнения Ландау-Лифшица-Гильберта

$$\dot{\mathbf{M}} = -\gamma[\mathbf{M} \times \mathbf{H}_{\text{eff}}] + \frac{\alpha}{M_S}[\mathbf{M} \times \dot{\mathbf{M}}], \quad (1.10)$$

где  $\mathbf{M}$  – вектор намагниченности (рис. 1.3),  $\gamma$  – гиромагнитное отношение,  $\mathbf{H}_{\text{eff}} = -\frac{\delta U}{\delta \mathbf{M}}$  – эффективное магнитное поле для случая однородной намагниченности,  $U$  – полная магнитная энергия магнетика,  $M_S$  – намагниченность насыщения,  $\alpha$  – константа затухания Гильберта. В случае вклада в энергию магнетика только энергии одноосной магнитной анизотропии и энергии Зеемана полная магнитная энергия запишется в виде  $U = -(\mathbf{M} \cdot \mathbf{H}) + \frac{4\pi M_S - H_{A\perp}}{2M_S} (\mathbf{M} \cdot \mathbf{n}_U)^2$ , здесь  $\mathbf{n}_U$  – единичный вектор - нормаль к пленке,  $H_{A\perp}$  – поле одноосной магнитной анизотропии.

Внешнее магнитное поле вызывает прецессию вектора намагниченности  $\mathbf{M}$  вокруг направления эффективного поля  $\mathbf{H}_{\text{eff}}$ . Для поддержания прецессии и достижения резонансного состояния к системе прикладывается небольшое переменное магнитное поле  $\mathbf{h}_{AC}$ , перпендикулярное внешнему постоянному полю. Резонанс возникает, когда частота этого переменного поля совпадает с частотой прецессии намагниченности  $\omega$ . При выполнении этого условия ферромагнитный материал эффективно поглощает энергию переменного поля, что приводит к усилению прецессии — явлению, известному как ферромагнитный резонанс (ФМР). На этом принципе построены основные виды спектрометров ферромагнитного резонанса. ФМР-спектрометры

измеряют зависимость поглощения СВЧ-мощности ( $h_{AC}$ ) от величины магнитного поля, что даёт информацию о магнитной анизотропии, ширине линии резонанса и других свойствах материала, такой метод определения величин и характеристики образцов широко применяется для различных типов магнетиков. Так, например ширина линии пропорциональна, величине коэффициента затухания -  $\alpha$ , данный параметр в Y:IG является рекордным в результате чего применимость Y:IG, в качестве среды для исследования и применения спиновых волн является очень перспективным направлением [43].

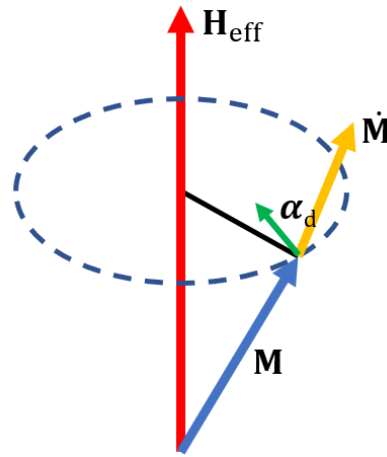


Рис. 1.3. Прецессионное движение магнитного момента  $\mathbf{M}$  вокруг вектора эффективного поля  $\mathbf{H}_{eff}$ , обусловленное  $\dot{\mathbf{M}}$ . При наличии затухания  $\alpha_d = \frac{\alpha}{M_0} [\mathbf{M} \times \dot{\mathbf{M}}]$  вектор намагниченности со временем смещается в сторону эффективного поля.

#### ***1.4. Магнитный момент и гиромагнитное отношение в ферритах-гранатах***

Ферриты-гранаты имеют общую формулу  $RE_3Me_5O_{12}$ , где RE – трехвалентный редкоземельный ион (Y, Gd, Dy, Ho, Er, Tm, Lu, Yb, Sm, Eu, Tb). Структура граната относится к кубической сингонии. В элементарной ячейке содержится восемь формульных единиц  $RE_3Me_5O_{12}$ , то есть всего 160

атомов. Элементарную ячейку граната можно разбить на восемь кубов с одинаковым расположением ионов в них (рис. 1.1).

Ионы кислорода  $O^{2-}$  образуют немагнитную матрицу с катионными позициями трех типов: тетраэдрические (24*d*), октаэдрические (16*a*) и додекаэдрические (24*c*) (рис. 1.2). Додекаэдрические пустоты окружены восемью ионами- кислорода, которые расположены в вершинах искаженного куба. Все катионные позиции в структуре граната заняты катионами (нет вакантных мест), что обуславливает большую стабильность структуры граната. Заполнение катионных узлов магнитоактивными ионами представляется в виде  $\{RE_3^{3+}\}(Fe_3^{3+})[Fe_2^{3+}]O_{12}$ , где круглые скобки относятся к тетраэдрическим узлам, квадратные – к октаэдрическим, фигурные – к додекаэдрическим.

Наиболее сильным является взаимодействие между ионами железа в октаэдрической (*a*) и тетраэдрической (*d*) позициях; наиболее слабым – взаимодействие между редкоземельными ионами в додекаэдрической (*c*) позиции и ионами железа в октаэдрической позиции. Поэтому намагниченности подрешеток ориентированы относительно друг друга так, как это показано на рис. 1.2. На рис. 1.4 приведена характерная особенность многих гранатов с замещением в додекаэдрической позиции редкоземельными ионами – наличие точки компенсации магнитного момента. Полная намагниченность ферритов-гранатов представляет собой алгебраическую сумму намагниченности трех подрешеток. Две подрешетки ионов железа антипараллельны друг другу, так что они эквивалентны одной подрешетки (с намагниченностью, соответствующей одному иону железа на формульную единицу), ориентированной антипараллельно подрешетке редкоземельных ионов рис. 1.1б, рис. 1.2. Вследствие слабой связи редкоземельных ионов, находящихся в додекаэдрических позициях, их магнитный момент изменяется с температурой гораздо быстрее, чем у ионов железа. Когда намагниченность подрешетки редкоземельных ионов становится равной суммарной намагниченности подрешеток ионов железа, намагниченность насыщения

$4\pi M_S$  обращается в нуль. Температура, при которой это происходит, называется температурой компенсации магнитного момента  $T_M$  (рис. 1.4).

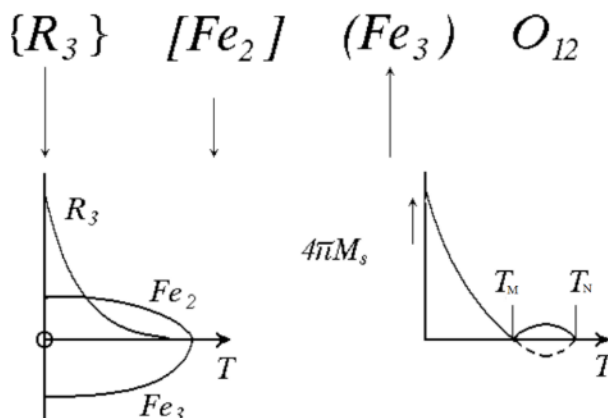


Рис. 1.4. Зависимость намагниченности отдельных подрешеток ( $R_3$  – намагниченность редкоземельной подрешетки,  $Fe_2$  – намагниченность октаэдрической подрешётки, и  $Fe_3$  – тетраэдрической) – слева и полной намагниченности  $4\pi M_S$  – справа от температуры, с температурой компенсации магнитного момента  $T_M$  и температурой Нееля  $T_N$  [44].

Естественно, что вектор  $\mathbf{M}$  будет всегда направлен вдоль приложенного поля, так что намагниченности подрешеток в точке компенсации будут изменять свою ориентацию на обратную по отношению к приложенному полю. Вектор намагниченности подрешетки ионов железа в тетраэдрических позициях параллелен  $\mathbf{M}$  выше  $T_M$  и антипараллелен ниже  $T_M$ . Очевидно, что  $T_M$  будет смещаться в более низкие температуры для редкоземельных ионов с меньшими магнитными моментами.

На рис. 1.5. показаны температурные зависимости намагниченности  $4\pi M_S$  для ферритов-гранатов с различными редкоземельными ионами [42]. Температура Нееля  $T_N$  слабо зависит от типа редкоземельного иона, так как она определяется главным образом сильным взаимодействием между ионами железа в октаэдрической и тетраэдрической позициях и разбавлением железных подрешеток ионами немагнитных металлов по типу  $Ga^{3+}$  или  $Al^{3+}$ .

Наглядно видно на рис. 1.5, что температура Нееля  $T_N$  от иона в редкоземельных позициях мало зависит, в то же время температура компенсации  $T_M$  изменяется значительно, отражая сильные изменения магнитных моментов редкоземельных ионов. Намагниченность  $4\pi M_S$  при комнатной температуре (300 К) возрастает при удалении от Gd по ряду редкоземельных ионов.

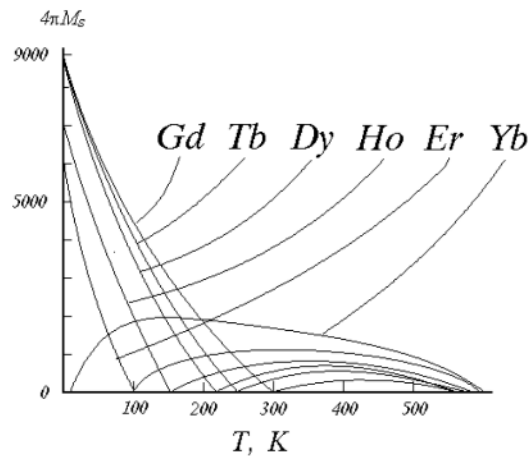


Рис. 1.5. Температурные зависимости намагниченности  $4\pi M_S$  для ферритов-гранатов с различными редкоземельными ионами [45].

Суммарная намагниченность рассчитывается на основе теории молекулярного поля [41, 46–51]. Намагниченность каждой подрешетки, согласно этой теории, представляет собой произведение намагниченности подрешетки при температуре  $T=0$  К и функции Бриллюэна, представляющей намагниченность в зависимости от температуры в соответствии с квантовыми числами ионов, занимающих подрешетку, и обменным полем, обусловленным соседними ионами. При температуре  $T$  намагниченность  $i$ -ой подрешетки  $M_i(T)$  (где  $i$  – одна из трех подрешеток феррита-граната, железные: октаэдрическая –  $a$ , тетраэдрическая –  $d$  и редкоземельная додекаэдрическая –  $c$ ) выражается как:

$$M_i(T) = M_i(0)B_{ji}[Y_i(T)], \quad (1.12)$$

здесь  $M_i(0)$  намагниченность  $i$ -ой подрешетки при абсолютном нуле, в свою очередь:

$$M_i(0) = g_i J_i \mu_B N_A X, \quad (1.13)$$

где  $g_i$  - фактор Ланде магнитного иона в  $i$ -й подрешетке,  $J_i$  - полное квантовое число магнитного поля в  $i$ -й подрешетке,  $\mu_B$  - магнетон Бора,  $N_A$  - число Авогадро,  $X$  - число формульных единиц в подрешетке (2 для  $a$ -подрешетки и 3 для  $d$ - и  $c$ -подрешеток).

Температурная зависимость поведения намагниченности описывается функцией Бриллюена  $B_{ji}[Y_i(T)]$

$$B_{ij}[Y_i(T)] = \frac{2J_i+1}{2J_i} \operatorname{cth} \left( \frac{2J_i+1}{2J_i} Y_i(T) \right) - \frac{1}{2J_i} \operatorname{cth} \left( \frac{1}{2J_i} Y_i(T) \right), \quad (1.14)$$

здесь аргументом функции  $Y_i(T)$  является  $Y_i(T) = \frac{J_i g_i \mu_B}{kT} H_{exch,i}(T)$ ,  $H_{exch,i}(T) = \sum N_{ij} M_j$  - обменное поле,  $N_{ij}$  - коэффициенты молекулярного поля взаимодействия  $i$ -ой и  $j$ -ой подрешеток. Для упрощения расчетов пренебрегаем взаимодействием с внешним полем  $H$ , поскольку  $H_{exch} \gg H$ . Коэффициенты молекулярного поля определяют обменную связь как внутри подрешетки, так и между подрешетками:  $N_{ij}$  пропорционально обменной связи  $J_{ij}$ .

Таблица 1. Коэффициенты молекулярного поля для редкоземельных ферритов-гранатов  $RE_3Me_5O_{12}$ . [48, 50, 51]

R	$g$	$N_{ac}$	$N_{dc}$	$N_{cc}$	J
Sm	0.000	0.00	0.00	0.00	0.0
Eu	0.000	0.00	0.00	0.00	0.0
Gd	2.000	-3.44	6.00	0.00	3.5
Tb	1.500	-1.80	3.40	0.00	6.0
Dy	1.333	-3.35	3.95	0.10	7.5
Ho	1.250	-0.75	1.50	0.25	8.0
Er	1.200	-0.75	1.25	0.00	7.5
Tm	1.170	-1.00	8.00	0.00	6.0
Yb	1.144	-1.70	2.00	0.00	3.5



Lu	0.000	0.00	0.00	0.00	0.0
Y	0.000	0.00	0.00	0.00	0.0

В Gd:IG, помимо точки компенсации магнитного момента, существует также точка компенсации углового момента, при которой суммарная плотность углового момента подрешеток феррита-граната  $S$  становится равной нулю и, следовательно,  $\gamma = \frac{M}{S} \rightarrow \infty$ . На рис. 1.6 представлены экспериментальные данные, демонстрирующие температурную зависимость эффективного  $g$ -фактора ( $g_{\text{eff}}$ ) и ширину линии ферромагнитного резонанса в Gd:IG с четко выраженными точками компенсации магнитного и углового моментов.

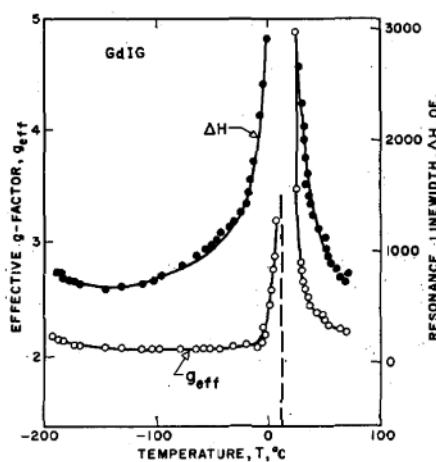


Рис. 1.6. Температурная зависимость эффективного  $g$ -фактора ( $g_{\text{eff}}$ ) и ширина линии ферромагнитного резонанса для сферы Gd:IG при частоте ФМР  $f = 9.479$  ГГц [52].

Теоретические расчеты поведения намагниченности от температуры дают хорошее согласие как при расчётах объемных кристаллов, так и пленок ферритов-гранатов [53]. Коэффициенты молекулярного поля определяют обменную связь внутри подрешетки и между подрешетками:  $N_{ij}$  пропорционально обменной связи  $J_{ij}$ . В свою очередь коэффициенты молекулярного поля в результате различного замещения ионов железа отличаются [54]. Параметры для ионов  $\text{Fe}^{3+}$ :  $g$ -фактор = 2,  $J = 2.5$ ,  $N_{aa} = -65$  (1

- 0.42 y),  $N_{ad} = 97 (1 - 0.125 x - 0.127 y)$ ,  $N_{dd} = -30.4 (1 - 0.43 x)$  [54], где x и y – замещение октаэдрических и тетраэдрических позиций по формульным единицам соответственно.

В литературе имеется несколько подходов для описания поведения гиромангнитного отношения ферромагнетиков [55–57]. Общий смысл заключается в том, что система состоит из двух или более подрешеток (например, подрешетка А (можно рассмотреть как одну подрешетку сумму железных подрешеток), связанная с ионами железа  $Fe^{3+}$ , и подрешетка RE, связанная с редкоземельными ионами). Каждая подрешетка имеет свою намагниченность и свое гиромангнитное отношение, что усложняет расчет эффективных значений для всей системы. В общем случае, если затухание (релаксация) подрешеток не учитывается, эффективное гиромангнитное отношение ( $\gamma_{eff}$ ) для системы с двумя подрешетками выражается формулой:

$$\gamma_{eff} = \frac{M_A + M_{RE}}{\frac{M_A}{\gamma_A} + \frac{M_{RE}}{\gamma_{RE}}}, \quad (1.15)$$

где, числитель  $M_A + M_{RE}$  представляет общий магнитный момент системы (с учетом возможной антипараллельности), знаменатель  $\frac{M_A}{\gamma_A} + \frac{M_{RE}}{\gamma_{RE}}$  отражает вклад каждой подрешетки в угловой момент.

В работе Киттеля [55] подчеркивается, что в редкоземельных гранатах редкоземельная подрешетка обладает сильным затуханием. Это означает, что спины этой подрешетки не участвуют в прецессии, внося вклад только в магнитный момент, но не в угловой момент. В таком случае эффективное гиромангнитное отношение упрощается до (1.16) и в результате возможно промоделировать поведение эффективного гиромангнитного отношения от температуры для ферритов-гранатов [A1, A6] на основе теории молекулярного поля и формулы (1.16) из работы Киттеля [55]:

$$\frac{\gamma_{eff}}{\gamma_{Fe}} = \frac{M_{Fe} + M_{RE}}{M_{Fe}}. \quad (1.16)$$

Здесь  $\gamma_{\text{eff}}$  – эффективное гиромангнитное отношение для искомого феррита-граната,  $\gamma_{\text{Fe}}$  – гиромангнитное отношение для ионов железа,  $M_{\text{Fe}}$  – суммарная намагниченность железных (октаэдрической и тетраэдрической) подрешеток,  $M_{\text{RE}}$  – намагниченность редкоземельной подрешетки.

Именно отношение итоговой суммарной намагниченности железных подрешеток, связанных с редкоземельной подрешеткой антиферромагнитно, в большей степени определяет итоговое эффективное гиромангнитное отношение в феррите-гранате, и подбор параметров синтеза может привести к увеличению эффективного гиромангнитного отношения в разы относительно гиромангнитного отношения свободного электрона.

### ***1.5. Магнитооптические и микроволновые устройства на базе ферритов-гранатов***

Ферриты-гранаты, замещенные ионами висмута ( $\text{Bi}^{3+}$ ) и тулия ( $\text{Tm}^{3+}$ ), обладают уникальным сочетанием магнитооптических и ферромагнитных свойств, что делает их перспективными материалами для ряда приложений, включая спинтронику и спин-фотонику [1, 58–60, A11]. Замещение ионов в додекаэдрических позициях кристаллической структуры граната позволяет целенаправленно модифицировать магнитные и оптические характеристики материала, адаптируя его под конкретные технические задачи [9, 43, 61–63].

Одним из ключевых направлений применения  $\text{Bi:IG}$  ферритов-гранатов является создание магнитооптических устройств, таких как оптические изоляторы и циркуляторы. Эти устройства используют эффект Фарадея, обеспечивающий невзаимное вращение плоскости поляризации света, что позволяет пропускать свет в одном направлении и блокировать его в обратном. Оптические изоляторы, по сути, выполняют функцию «диода для света» и находят применение в телекоммуникационных системах, лазерной технике и интегральной оптике. Ферриты-гранаты  $\text{Bi:IG}$ , такие как  $\text{Bi}_3\text{Fe}_5\text{O}_{12}$ , демонстрируют рекордные значения угла вращения Фарадея благодаря сильному спин-орбитальному взаимодействию, обусловленному

присутствием ионов висмута. Это делает их лидерами среди материалов для магнитооптических приложений, но в объемном виде такие материалы не существуют из-за большого ионного радиуса висмута и сильных внутренних напряжений в гранате.

Конструкция типичного объемного оптического изолятора включает два поляризатора и магнитооптический элемент (ячейку Фарадея), содержащий феррит-гранат  $\text{Bi:IG}$  (рис. 1.7).

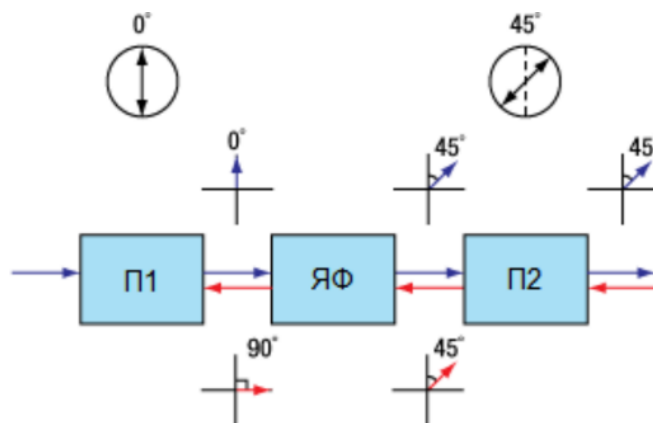


Рис. 1.7. Принцип работы оптического изолятора. П1- поляризатор на входе, П2 – поляризатор на выходе оптического изолятора, ЯФ – ячейка Фарадея. Синие стрелочки – оптический путь прямого направления, красные стрелочки – обратного [64].

В прямом направлении свет проходит через первый поляризатор, а затем через ячейку Фарадея, при этом плоскость поляризации света поворачивается на  $45^\circ$ . Второй поляризатор выровнен с этой повернутой поляризацией, позволяя свету проходить без затухания. В обратном направлении свет сначала попадает на  $45^\circ$  поляризатор. Затем, пройдя через ячейку Фарадея, поляризация света поворачивается на  $45^\circ$  и становится ортогональной к начальному поляризатору. Первый поляризатор, обеспечивающий изоляцию, не пропускает свет с перпендикулярной ему поляризацией. Коммерчески доступные изоляторы широко представлены, а величины оптической изоляции могут достигать 30 - 40 дБ с потерями на ячейку Фарадея или ячейку вращения плоскости поляризации менее 1 дБ [65]. Стандартные оптические

изоляторы, основанные на эффекте Фарадея, предназначены для работы на фиксированной длине волны и характеризуются узкополосным спектром работы. Широкополосная изоляция может быть достигнута за счет комбинации магнитооптического элемента Фарадея, обеспечивающего поворот плоскости поляризации на  $45^\circ$ , и поляризатора, например, призмы на основе исландского шпата с аналогичным углом поворота. В прямом направлении вращения от магнитооптического элемента и призмленного поляризатора суммируются, достигая угла  $90^\circ$ . Это позволяет свету беспрепятственно проходить через выходной поляризатор, ось поляризации которого повернута на  $90^\circ$  относительно входного поляризатора. В обратном направлении, благодаря невзаимному свойству эффекта Фарадея, суммарное вращение составляет  $0^\circ$ , и свет блокируется входным поляризатором. Спектральные характеристики материалов обоих элементов обеспечивают формирование спектра поглощения с широкой полосой непропускания.

Коммерчески доступные оптические изоляторы имеют ряд недостатков: высокую стоимость, низкую механическую стабильность и громоздкость из-за использования множества компонентов, включая магнитооптические кристаллы и поляризаторы. Эти особенности делают их непригодными для интеграции в монолитные микроэлектронные схемы. Решением данной проблемы может стать разработка интегрированных магнитооптических устройств, таких как монолитные оптические изоляторы, которые минимизируют указанные ограничения [66].

При выборе материала для магнитооптических изоляторов основное внимание уделяется двум ключевым требованиям. Во-первых, материал должен обеспечивать значительный угол вращения Фарадея на единицу длины:  $\Theta_F$  то есть эффективно поворачивать плоскость поляризации линейно поляризованного света на значительный угол при малой толщине образца, сохраняя невзаимный характер эффекта. Во-вторых, материал должен обладать высокой прозрачностью на рабочей длине волны для минимизации

оптических потерь. Для количественной оценки качества магнитооптического материала используется показатель добротности, определяемый как:

$$Q = \Theta_F / \alpha , \quad (1.17)$$

где  $\Theta_F$  — это угол поворота плоскости поляризации за счет эффекта Фарадея, а  $\alpha$  — коэффициент поглощения на единицу длины материала.

Для применения в технологическом процессе совместно с полупроводниковой технологией дополнительным критерием является совместимость материала с подложками (например, кремнием или арсенидом галлия) и технологическими процессами микроэлектроники, что обеспечивает возможность получения высококачественных магнитооптических пленок с высоким показателем добротности. Одновременное выполнение требований высокого ( $Q$ ) (1.17) и технологической совместимости [67] является необходимым условием для разработки высокоэффективных интегрированных магнитооптических устройств [10, 68, 69]. Так, в недавней работе [3] представлен оптический изолятор для работы при криогенных температурах на основе  $\text{CeY:IG}$  феррита-граната (рис. 1.8). Аналогичная технологическая интеграция оптического изолятора может быть применена для работы в видимом диапазоне длин волн на основе  $\text{Vi:IG}$ .

Помимо рекордных магнитооптических свойств, замещенные ферриты гранаты привлекают внимание и в области исследования топологических эффектов, например, скирмионов, стабильных при комнатной температуре. Эпитаксиально выращенные ферриты-гранаты, например,  $\text{Tm}_3\text{Fe}_5\text{O}_{12}$  ( $\text{Tm:IG}$ ), являются одними из наиболее перспективных ферромагнитных диэлектриков для формирования скирмионов [70]. Для возникновения взаимодействия Дзялошинского-Мория необходимо интерфейсное взаимодействие с тяжелым металлом (рис. 1.9), например,  $\text{Pt}$  [71]. Отметим и модели устройств на основе эффекта спин-орбитального момента SOT в гетероструктуре  $\text{Tm:IG/Pt}$ , выращенной на (111)-ориентированных подложках ГГГ, со строго перпендикулярной магнитной анизотропией пленки  $\text{Tm:IG}$  [72].

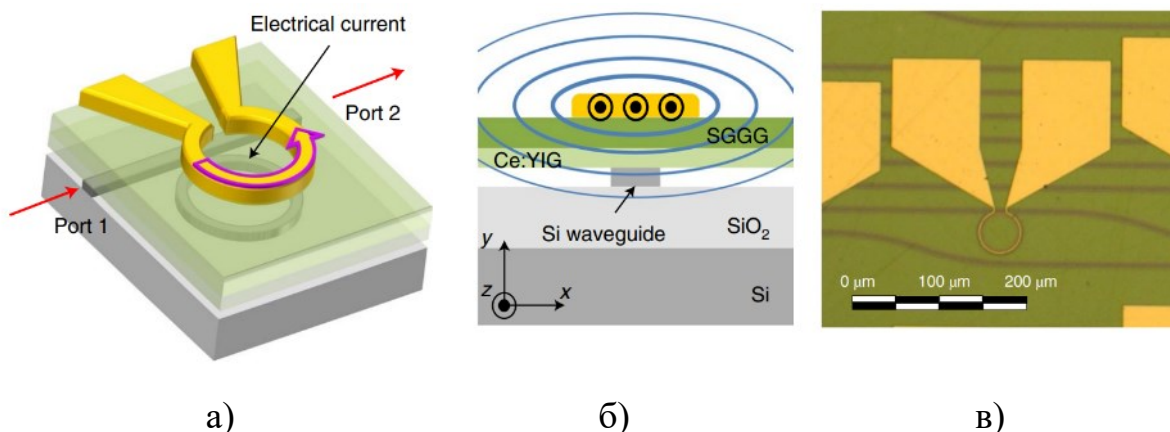


Рис. 1.8: Магнитооптический модулятор для применения в крио-приложениях с рабочей частотой до 2 ГГц. а) Изображение модели устройства (не в масштабе). Верхняя золотая катушка используется для создания радиального магнитного поля в Ce:YIG, расположенном под ней, что обеспечивает невзаимность. Кремниевый микрорезонатор и кремниевый волновод, выполненные в конфигурации фильтра полного пропускания, видны через прозрачную верхнюю оболочку. б) Поперечное сечение микрорезонатора и электромагнита (не в масштабе), где выделены направления электрического тока и магнитного поля. в) Оптическая микрофотография изготовленного образца (вид сверху) [3].

Ранее эффект SOT наблюдался только в проводящих ферромагнитных материалах. Его механизм состоит в том, что продольный электрический ток, протекающий в слое тяжелого металла, например платины (Pt), за счет спинового эффекта Холла преобразуется в поперечный спиновый ток. Инжекция этого спинового потока в ферромагнитный слой порождает спин-орбитальный крутящий момент, который вызывает прецессию вектора намагниченности [73, 74]. В результате замены металлических ферромагнетиков на диэлектрический ферромагнетик Tm:IG продемонстрировано, что спиновые токи, инжектированные через интерфейс Pt/Tm:IG, приводят к прецессии намагниченности при низких плотностях

тока, что открывает путь к созданию энергоэффективных спинтронных устройств на основе диэлектрических пленок [72].

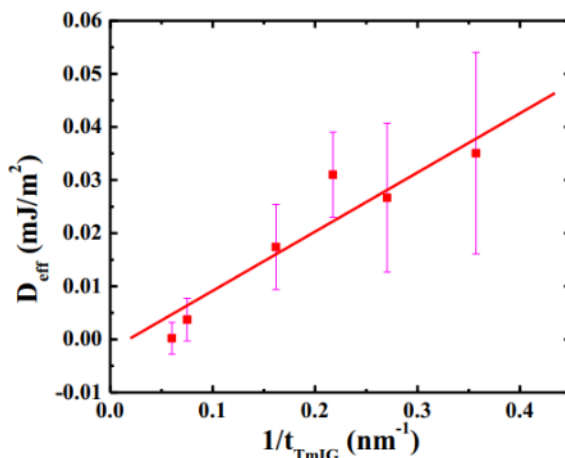


Рис. 1.9. Эффективная константа взаимодействия Дзялошинского–Мория как функция обратной толщины пленки Tm:IG. Линейная зависимость указывает на интерфейсное происхождение взаимодействия Дзялошинского–Мория [71].

В литературе приведено большое количество моделей спинтронных устройств, основанных на металлических ферромагнитных структурах: мультиплексоры, ячейки памяти с зафиксированными скирмионами и каскадные логические схемы [75]. Несмотря на то, что приведённые примеры реализованы в металлических магнитных материалах, аналогичные концепции могут быть перенесены и на диэлектрические ферримагнетики, такие как Tm:IG. В случае диэлектриков преимущество заключается в меньших токовых плотностях, необходимых для возбуждения прецессии намагниченности, а также в снижении джоулева нагрева за счёт подавления спин-зависимого рассеяния проводящих электронов. Таким образом, использование диэлектрических плёнок открывает возможность создания более энергоэффективных и термостабильных спинтронных устройств на основе продемонстрированных архитектур.



Ферриты-гранаты находят применение и в качестве одного из ключевых материалов для спинтронных устройств.  $TmVi:IG$  привлекают внимание как материал с потенциально сверхбыстрой магнитной динамикой [8, 76]. В отличие от скомпенсированных антиферромагнетиков, требующих сложных методов исследования динамики намагниченности,  $Tm:IG$  ферриты-гранаты предоставляют собой уникальную среду для изучения динамики антиферромагнитно связанных подрешеток благодаря их ферримагнитным свойствам, т.е. неполной компенсации магнитного момента. Благодаря большой величине эффекта Фарадея удастся детектировать с высокой точностью сверхбыстрые колебания намагниченности [8, 76]. Показательно, что именно в  $Vi$ -содержащих ферритах-гранатах впервые было продемонстрировано возбуждение сверхбыстрой прецессии намагниченности ультракороткими лазерными импульсами без существенного термического воздействия, что открыло путь к нетепловому оптическому управлению спиновыми состояниями [77, 78].

## 1.6. Выводы по главе 1

На основе обзора свойств ферритов-гранатов, методов их исследования и применения поставлена цель данной работы – поиск диэлектрических материалов для спин-фотоники и спинтроники, сочетающих одновременно повышенную магнитооптическую активность и высокое быстродействие, на основе тонких пленок и гетероструктур ферритов со структурой граната. В качестве объектов исследования выбраны монокристаллические пленки висмут- и тулий-замещенных ферритов-гранатов, в том числе легированные ионами  $Ga^{3+}$  и  $Gd^{3+}$ , на подложках гадолиний-галлиевого граната GGG, а также поликристаллические пленки  $Vi:IG$  на кварцевых подложках  $SiO_2$ . Для достижения цели работы были поставлены следующие задачи:

1. Разработка экспериментальной методики магнитооптического исследования пленок ферритов-гранатов предельно малых толщин, вплоть до одного периода кристаллической решетки граната.

2. Изучение магнитооптических спектров пленок ферритов-гранатов с различными замещениями ионов в подрешетках граната, выяснение влияния состава пленок на особенности их магнитооптических свойств.

3. Исследование магнитооптических и микроволновых свойств пленок ферритов-гранатов в окрестностях точек компенсации магнитного и углового моментов ферромагнетика.

4. Исследование микроволновых свойств пленок ферритов-гранатов с повышенным эффективным гиромагнитным отношением.

## Глава 2. Методы исследования ферритов-гранатов

### 2.1. Методика измерения магнитооптических свойств магнитных пленок и пластин

Для измерения спектров магнитного циркулярного дихроизма (МЦД) и эффекта Фарадея (ЭФ) в работе использовался спектрометр Jasco J-1500. Оптическая схема спектрометра приведена на рис. 2.1.

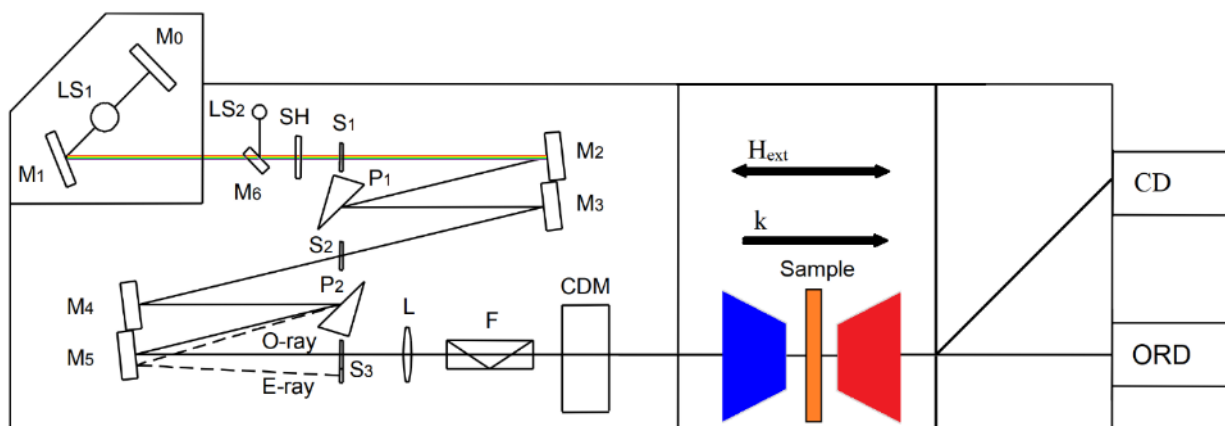


Рис. 2.1. Блок-схема спектрометра Jasco J-1500. LS1 – ксеноновая лампа, LS2 – ртутная лампа (для подстройки оптики), SH – заслонка, S1-S3 – щелевые диафрагмы, P1, P2 – призмы, M0–M6 – зеркала. O-ray – обыкновенный луч, E-ray – необыкновенный луч, L – линза, F – фильтр, CDM – пьезооптический кварцевый модулятор света, Sample – измерительная ячейка, в которую помещается исследуемый образец (рис. 2.3),  $k$  – направление волнового вектора  $H_{ext}$  – внешнее магнитное поле, ORD – устройство для регистрации оптического вращения, CD – устройство для измерения циркулярного, линейного дихроизмов и оптических параметров.

Спектрометр обладает двумя монохроматорами (M2-P1-M3 – первый монохроматор, M4-P2-M5 – второй) для выделения луча определенной длины волны. Полученный луч линейно поляризован в горизонтальной плоскости. Для получения циркулярно поляризованного света используется модулятор и кристалл кварца, в котором под воздействием модулятора на основе

пьезоэффекта линейно поляризованный свет разделяется на право- и лево поляризованный. Если исследуемый образец обладает дихроичными свойствами, то с изменением циркулярной поляризации изменяется сигнал на выходе фоторегистратора.

Источником света в спектрометре является ксеноновая лампа. Свет, излучаемый ксеноновой лампой, фокусируется зеркалом М на входную щель S. Оптическая система между входной щелью S и промежуточной щелью S2 называется первым монохроматором, а оптическая система между промежуточной щелью S2 и выходной щелью S3 – вторым монохроматором. Такая оптическая система, состоящая из двух монохроматоров, известна как двойной монохроматор. Способность двойного монохроматора выделить определённую длину волны с высоким разрешением делает его незаменимым для измерения циркулярного дихроизма. Такая техническая реализация спектрометра позволила достичь точности установки длины волны 1 нм в диапазоне 250-950 нм, разрешение при измерении циркулярного дихроизма и оптического вращения не хуже 0,004 мград.

Когда образец помещается в ячейку спектрометра, интенсивность  $I$  проходящего света модулируется, как показано на рис. 2.2. Соотношение между минимальной и максимальной интенсивностью право-, и левоциркулярно поляризованного света зависит от того, меньше или больше значение  $I_R$ , чем значение  $I_L$ . На рис. 2.2 сплошная линия - случай, когда  $I_R$  больше  $I_L$ , а пунктирная линия случай, когда  $I_R$  меньше  $I_L$ .  $I_A$  и  $S$  определяются следующим образом:

$$I_A = \frac{1}{2}(I_R + I_L) \quad (2.1)$$

$$S = I_R - I_L \quad (2.2)$$

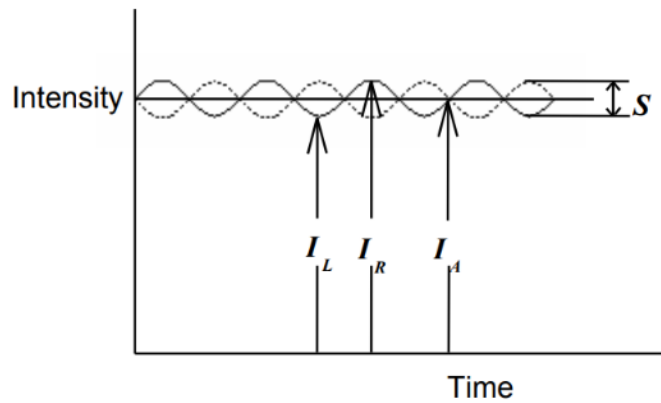


Рис. 2.2. Зависимость интенсивности модулированного света, проходящего через исследуемый образец, от времени. Сплошная линия - случай, когда  $I_R$  больше  $I_L$ , пунктирная линия - случай, когда  $I_R$  меньше  $I_L$ .

Когда свет с модулированной интенсивностью, как показано на рис. 2.2, попадает на фотоэлектронный умножитель, выходной сигнал состоит из постоянной составляющей, эквивалентной  $I_A$ , и переменной составляющей, эквивалентной  $S$ .

Представленный выше спектрометр Jasco J-1500 изначально предназначен для исследования оптических спектров циркулярного дихроизма и оптического вращения плоскости поляризации. Для исследования именно магнитных характеристик и магнитооптических спектров данный спектрометр был оснащен модулем намагничивания и термостабилизации (рис. 2.3) – электромагнитом и температурными приставками.

Данная методика позволяет регистрировать магнитооптические спектры как ферритов-гранатов, так и других прозрачных магнитных материалов, например,  $\text{FeVO}_3$ . Примеры спектров представлены на рис. 2.4. Из спектральных данных очевидна возможность получения информации для выбора оптимальных условий эксперимента и дальнейшего исследования как динамики доменных границ [А3], так и условия для возбуждения и детектирования процессов сверхбыстрого магнетизма [79–82].

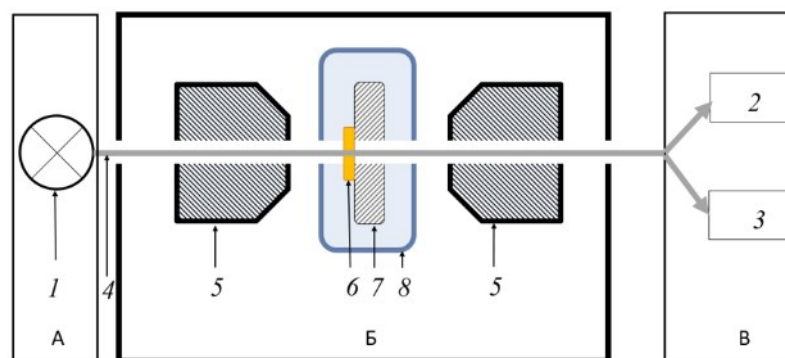


Рис. 2.3. Схематичное изображение измерительной ячейки с электромагнитом для спектрометра циркулярного дихроизма и оптического вращения. А – источник поляризованного света спектрометра, Б – модуль намагничивания и термостабилизации. В – блок детектирования и измерения оптических эффектов спектрометра, 1 – источник поляризованного света, 2 – детектор для измерения циркулярного дихроизма, 3 – детектор для измерения оптического вращения, 4 – оптический путь и распространение поляризованного света, 5 – электромагнит, 6 – исследуемый образец, 7 – держатель для образца, установленный в измерительную ячейку (8), 8 – вакуумная ячейка для криостатирования образца

Именно спектры ЭФ позволяют определить оптимальные условия наблюдения доменов в материале с помощью магнитооптических методов. Как видно из рис. 2.4а, максимальная величина эффекта для бората железа достигается на длине волны 500 нм, поэтому для экспериментов в качестве источника света лучше выбирать лазер с близкой длиной волны. Кроме того, из спектров оптической плотности следует, что на длинах волн менее 500 нм оптическая плотность чрезвычайно высока (интенсивность прошедшего света в миллион раз ниже исходной,  $ABS \sim 6$ ), что делает невозможным корректное детектирование отклика образца при измерении магнитооптических эффектов.

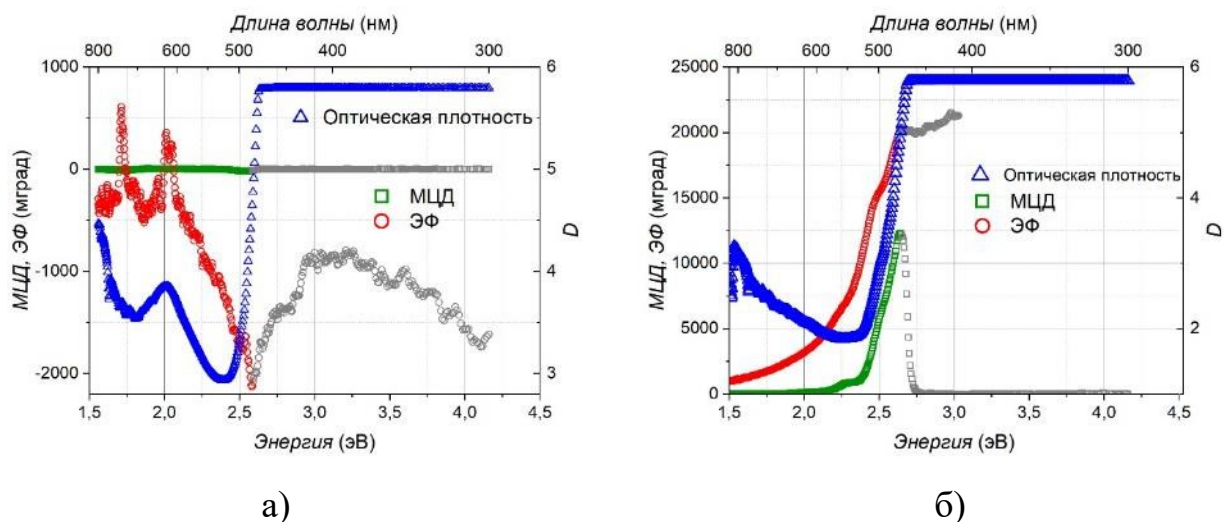


Рис. 2.4. Спектры магнитного циркулярного дихроизма (зеленые маркеры) эффекта Фарадея (красные маркеры) и оптической плотности (синие маркеры) пластинки бората железа  $\text{FeVO}_3$  (а) и монокристаллической пленки феррита-граната  $\text{TmBiGa:IG}$  (б). Серыми маркерами на рисунке показаны участки спектров, зарегистрированные некорректно в областях высокой оптической плотности.

Следует также отметить, что, помимо стандартной геометрии наблюдения, при которой волновой вектор перпендикулярен базисной плоскости кристалла, для  $\text{FeVO}_3$  возможно дополнительное усиление контраста за счёт наклона оптической оси кристалла относительно волнового вектора. Такой приём позволяет увеличить проекцию вектора намагниченности на направление падающего света (что обычно отсутствует в нормальной геометрии) и, как показано в [А3], приводит к заметному увеличению величины эффекта Фарадея и, соответственно, к более чёткой визуализации доменной структуры.

Помимо выбора оптимальных условий эксперимента, с использованием магнитооптических эффектов возможно эффективное обнаружение точки компенсации магнитного момента  $T_M$  в ферромагнетиках. Ключевым признаком точки компенсации служит изменение знака эффекта Фарадея при изменении температуры (рис 2.5). Изменение знака связано с тем, что при  $T = T_M$   $|M_a - M_d| = |M_c|$  и суммарная намагниченность становится равной

нулю, что приводит к смене направления магнитного упорядочения и, соответственно, к смене знака эффекта Фарадея или магнитного циркулярного дихроизма. Детальный анализ магнитооптических эффектов позволяет выявлять фазовые переходы между коллинеарными и неколлинеарными фазами в редкоземельных ферритах-гранатах [83, 84, А4].

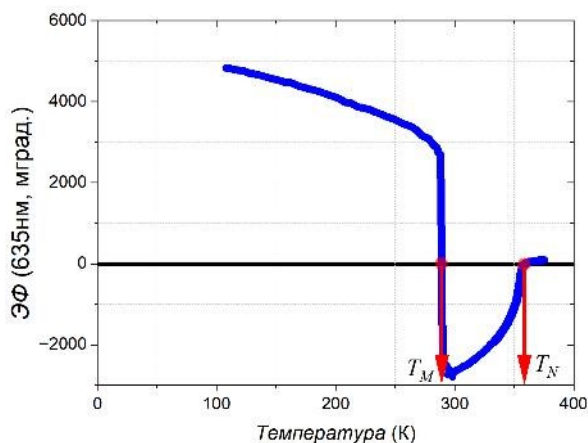


Рис. 2.5. Зависимость эффекта Фарадея на длине волны 635 нм от температуры для монокристаллической пленки феррита-граната  $\text{BiYLuGa:IG}$ . Температура компенсации магнитного момента  $T_M = 289$  К; температура Нееля  $T_N = 357$  К.

## 2.2. Методики исследования ферромагнитного резонанса пленок ферритов-гранатов

Метод ферромагнитного резонанса (ФМР) позволяет одновременно получать целый набор магнитных характеристик материала: параметры различных видов магнитной анизотропии и направления осей анизотропии, намагниченность насыщения, константу затухания, гиромагнитное отношение. Дело в том, что в резонансное соотношение, которое соединяет частоту СВЧ поля  $\omega/2\pi$  и величину резонансного внешнего постоянного магнитного поля содержит все эти величины в виде параметров [85]. Резонансное соотношение для случая равновесной намагниченности вычисляется из уравнения Ландау-Лифшица-Гильберта (1.10) [85–88].



Для исследования ФМР в работе применяли два метода. Один из них основан на использовании спектрометра Bruker ER-200 с объемным прямоугольным микроволновым резонатором в конфигурации TE<sub>102</sub>. В этом резонаторе СВЧ поле равномерно распределено по всему объему, обеспечивая точные измерения ФМР с возможностью размещения дополнительных устройств, например, гониометра для вращения исследуемого образца или криостата или нагревателя изменения температуры образца (рис. 2.6). Мощность микроволнового излучения в резонаторе  $P = 0.5$  мВт, частота  $f = \omega/2\pi = 9.53$  ГГц. Образец помещается в центре объемного резонатора для максимизации микроволнового магнитного поля и минимизации микроволнового электрического поля. Постоянное магнитное поле до 9 кОе прикладывается как в плоскости образца, так и перпендикулярно ей для определения эффективного поля анизотропии  $H_{\text{eff}}$ .

Для оценки вклада естественной для кристалла граната кубической магнитной анизотропии проведены исследования в параллельной геометрии с вращением образца вокруг нормали к плоскости исследуемых пленок ферритов-гранатов. Методика регистрации ориентационных зависимостей ФМР основана на использовании штатного гониометра с ручным управлением для вращения исследуемого образца в резонаторе спектрометра. Для ускорения измерений и их автоматизации, повышения точности и стабильности измеряемых ориентационных зависимостей была проведена модификация гониометра. Спектрометр дополнен шаговым двигателем с микроконтроллером и драйвером для механизации вращения гониометра, а, следовательно, и прикрепленного к нему образца. Схематичное изображение модернизированной установки показано на рис. 2.6 а.

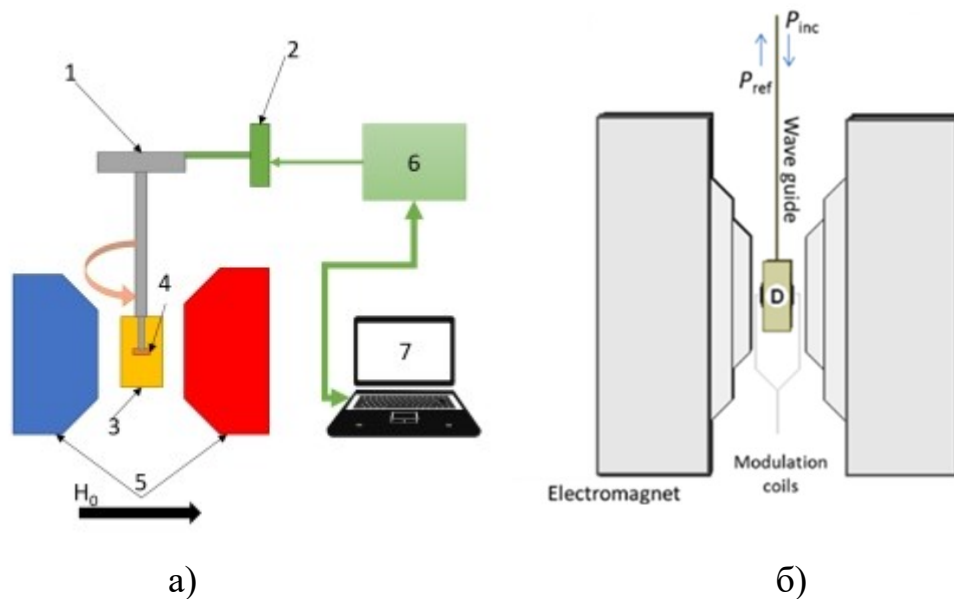


Рис. 2.6. а) – схематичное изображение модернизированного спектрометра Bruker ER-200. 1 – гониометр, 2 – шаговый двигатель, 3 – объёмный резонатор, 4 – исследуемый образец, установленный на прикрепленный к гониометру держатель, 5 – полюса электромагнита, 6 – микроконтроллер с драйвером для управления шаговым двигателем, 7 – персональный компьютер. б) – расположение объёмного резонатора в составе спектрометра Bruker ER-200.

Во втором методе для исследования ФМР использовали микрополосковую линию (рис.2.7). Частота внешнего СВЧ поля  $h_{AC}$  варьировалась от 2 до 40 ГГц. Измерения проводились с приложением магнитного поля в плоскости или перпендикулярно плоскости образца. Использование совместно описанных выше взаимодополняемых методов ФМР позволяет определить параметры исследуемых объектов, в том числе и пленок ферритов-гранатов, с высокой точностью.

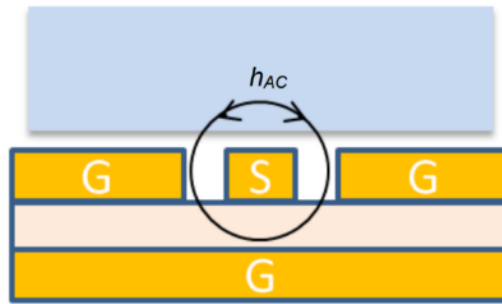


Рис. 2.7. Схематичное изображение микрополосковой линии,  $h_{AC}$  – направление СВЧ-поля вокруг полоска и в образце (синий прямоугольник), G – медный контакт – заземления, S – медный контакт СВЧ, светло-оранжевая закрашенная область - диэлектрическая прослойка.

### ***2.3. Подготовка, обработка, рентгеноструктурный анализ и моделирование намагниченности пленок ферритов-гранатов***

В данной главе описаны объекты, исследуемые в работе. Поликристаллические пленки Vi:IG были получены методом ионно-лучевого распыления на подложках из гадолиний-галлиевого граната и кварца. Данный метод, в отличие от импульсного лазерного осаждения, позволяет формировать пленки с большой площадью поверхности – до 100 см<sup>2</sup>, что существенно расширяет возможности их технологического применения. На рис. 2.8а представлена диаграмма по результатам локального поэтапного утонения исходной пленки V:IG толщиной 300 нм методом ионно-лучевого травления ионами кислорода O<sup>2-</sup>. На рис. 2.8б представлено схематичное изображение полученной гетероструктуры Vi:IG/GGG/SiO<sub>2</sub> с областями структуры с разной толщиной магнитного слоя Vi:IG. Назначение интерфейсного слоя парамагнитного граната Gd<sub>3</sub>Ga<sub>5</sub>O<sub>12</sub> (ГГГ) – согласование параметров решетки магнитного слоя Vi:IG и повышение адгезии с кварцевой подложкой SiO<sub>2</sub>. Как уже отмечалось в главе 1, феррит-гранат Vi<sub>3</sub>Fe<sub>5</sub>O<sub>12</sub> (Vi:IG) является гипотетическим и в объемном виде не существует.

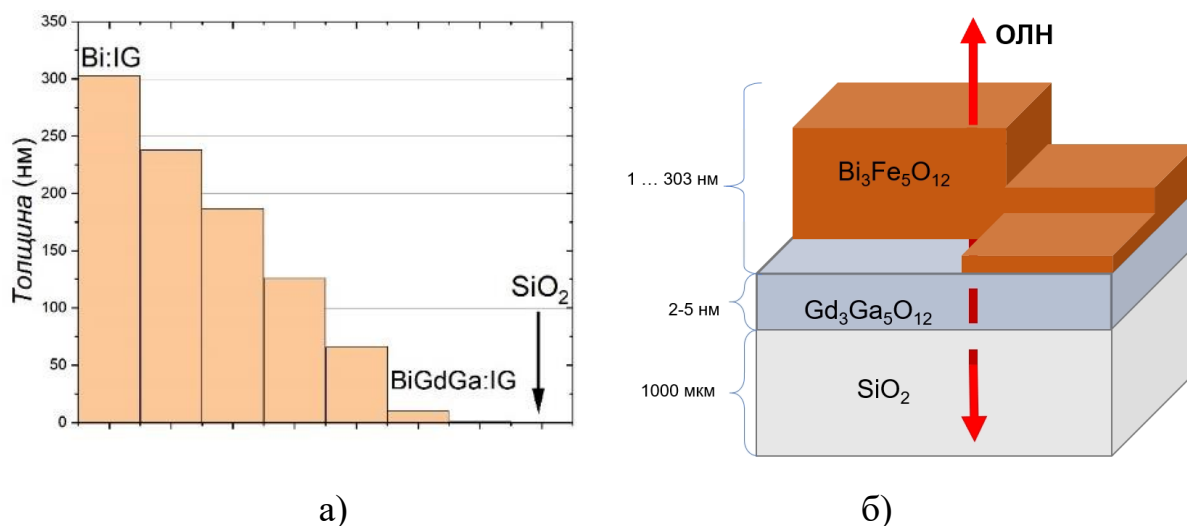


Рис. 2.8. а) Результаты послойного утонения поликристаллической пленки феррита-граната Bi:IG. Показаны результаты элементного анализа для исходной пленки Bi:IG толщиной 300 нм, для утоненной пленки толщиной ~10 нм BiGdGa:IG и для подложки SiO<sub>2</sub>. б) схематичное изображение полученной гетероструктуры Bi:IG/GGG/SiO<sub>2</sub>. (Автор благодарит сотрудника НППЦ НАН Беларуси А. И. Стогния за предоставление поликристаллических пленок Bi:IG и данных послойного элементного анализа пленок).

На рис. 2.9 показан рентгенодифракционный спектр всей площади гетероструктуры Bi:IG/GGG/SiO<sub>2</sub>. Отмечены рефлексы, связанные с дифракцией пленки состава Bi<sub>3</sub>Fe<sub>5</sub>O<sub>12</sub> (Bi:IG). Рассчитанный параметр решетки пленки Bi:IG составляет  $a = 12.631 \text{ \AA}$ , что согласуется с литературными данными [89–91]. На рис. 2.10 представлены данные анализа локальных участков площадью около 4 мм<sup>2</sup>, что осложнило исследование методом рентгеновской дифракции из-за слабого сигнала с такой небольшой площади. Тем не менее, полученные спектры согласуются с данными из литературы [92, 93]. Согласно этим данным, в исследуемых пленках содержится порядка двух формульных единиц висмута. Кроме того, из-за наличия интерфейсного слоя GGG в структуре наблюдаются примеси гадолиния Gd<sup>3+</sup>. С уменьшением толщины пленки доля этих примесей возрастает, что влияет на свойства получаемой структуры. Этот эффект будет

дополнительно рассмотрен в последующих параграфах данной диссертационной работы.

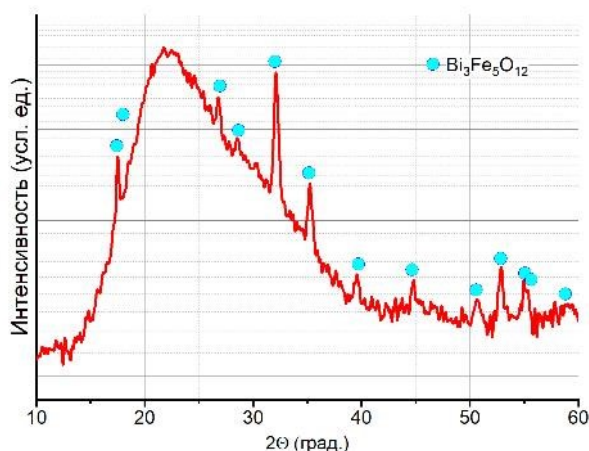


Рис. 2.9. Рентгеновский дифракционный спектр гетероструктуры Bi:IG/GGG/SiO<sub>2</sub>. Голубые кружки – линии рентгеновской дифракции, соответствующие фазе Bi:IG. (Автор благодарит сотрудников МФТИ Д.А. Винника и С.А. Гудкову за предоставленные данные рентгенодифракционного анализа рис. 2.9-2.11).

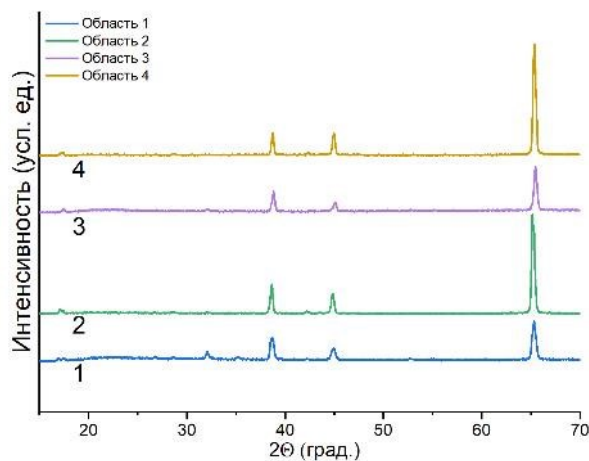


Рис. 2.10. Рентгендифракционные спектры для областей поликристаллической пленки Bi:IG с разной толщиной. Дифракционный рефлекс вблизи 65 градусов связан с алюминием, которым дополнительно был покрыт образец, для выделения дифракционных спектров от отдельных областей пленки. 1 – дифракционный спектр области толщиной -238 нм, 2 – 126 нм, 3 – 10 нм и 4 – область с полностью удаленным слоем Bi:IG.

Для подробного анализа вклада ионов  $\text{Vi}$  и  $\text{Gd}$  в параметр кристаллографической решетки граната на рис. 2.11 представлены дифракционные спектры в окрестности  $2\theta \sim 17$  град. Дифракционные пики состоят из двух вкладов: при меньшем угле  $2\theta$  – вклад  $\text{Vi}$  в увеличение параметра решетки, при большем угле  $2\theta$  – вклад  $\text{Gd}$ , как иона с меньшим радиусом.

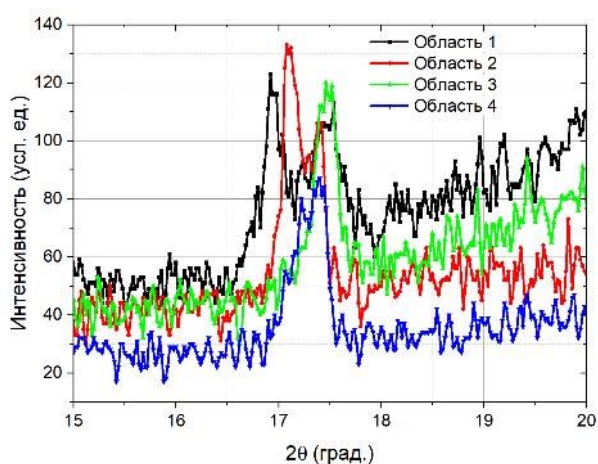


Рис. 2.11. Дифракционные спектры для областей поликристаллической пленки феррита-граната  $\text{Vi:IG}$ : область 1 толщиной 238 нм – черная линия, область 2 толщиной 126 нм – красная линия, область 3 толщиной 10 нм – зеленая линия и область 4 только с интерфейсом GGG – синяя линия.

Таблица 2. Данные угла дифракции (2 1 1) феррита-граната и параметров решетки для областей пленки  $\text{Vi:IG}$

Область	Угол 1	Параметр решетки	Угол $2\theta$	Параметр решетки
1	16,944	12,77	17,4531	12,407
2	17,118	12,6484	17,382	12,457
3	17,42	12,43	17,52	12,36
4	17,22	12,57	17,402	12,443

В диссертационной работе также исследованы монокристаллические пленки  $\text{Vi}$ -замещенных ферритов-гранатов, полученных методом

жидкофазной эпитаксии с дополнительным замещением редкоземельных позиций ионами туллия и гадолиния, а также с замещением железных подрешеток немагнитными ионами. Жидкофазная эпитаксия позволяет достичь максимально высокого качества пленок, сравнимого с качественными объемными монокристаллами феррита-граната. Данный метод применим для получения пленок микронных толщин, вплоть до сотен мкм, а в последнее время активно осваивается синтез пленок субмикронных и нанометровых толщин.

Петли гистерезиса поликристаллических и монокристаллических пленок существенно различаются прежде всего по величине коэрцитивной силы (рис. 2.12). Благодаря высокому качеству монокристаллических пленок коэрцитивная сила составляет не более нескольких эрстед, а часто не превышает 1 Э.

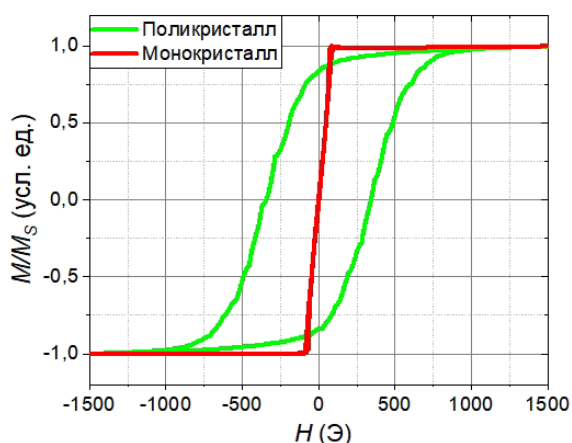


Рис. 2.12. Петли гистерезиса монокристаллической пленки BiYGa:IG (красная линия) и поликристаллической пленки Bi:IG (зеленая линия)

В работе исследовались монокристаллические пленки TmBi:IG, TmBiGa:IG, TmBiGdGa, BiYGa:IG. Пленки выращены на подложках  $Gd_3Ga_5O_{12}$  (GGG) толщиной  $\sim 500$  мкм с кристаллографической ориентацией (111). Высокое качество поверхности и однородность состава монокристаллических пленок позволяет наблюдать в таких пленках развитые доменные структуры с помощью поляризационно-оптической микроскопии.

Размеры доменов зависят от намагниченности, толщины и других параметров пленок (рис. 2.13). Следует отметить, что висмут- и туллий-замещенные ферриты-гранаты характеризуются более высокими значениями параметра затухания Гильберта по сравнению с железо-иттриевым гранатом. Ширина линии ферромагнитного резонанса для данных составов порядка 100 Э.

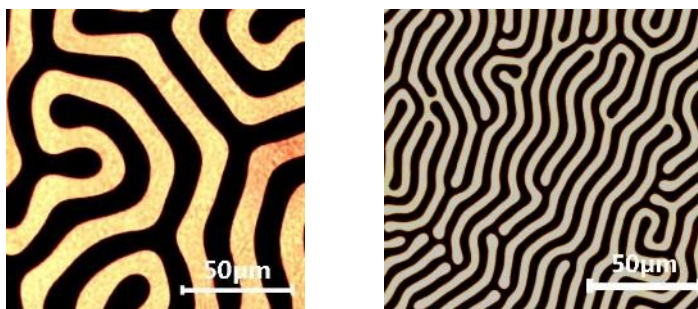


Рис. 2.13. Доменные структуры в монокристаллических пленках TmBiGa:IG. (Фотографии доменов получены А.А. Федоровой).

При необходимости коррекции магнитных параметров (константы анизотропии и др.) пленки подвергались дополнительному отжигу в высокотемпературной печи на воздухе при температуре от 1000 до 1200 °С. Для коррекции толщины пленок (исходная толщина составляла от 2 до 19 мкм) пленки обрабатывали травлением в ортофосфорной кислоте при температуре 100 – 120 °С. Часть исследуемых образцов имела пленки с двух сторон подложки. Для стравливания пленки только с одной стороны подложки другая сторона предварительно закрывалась химически стойким резистом. На рис. 2.15 представлены фотографии образцов до и после травления.

Для коррекции параметров поликристаллических пленок проводился их отжиг с целью изменения фазового состава и перераспределения ионов между различными исходными фазами. Для отжига был использован следующий метод. В керамическую лодочку помещался образец, затем в заранее нагретую до 700 - 1000 °С муфельную печь помещалась лодочка с образцом на короткое время (несколько минут), затем лодочка совместно с образцом извлекались из муфельной печи.



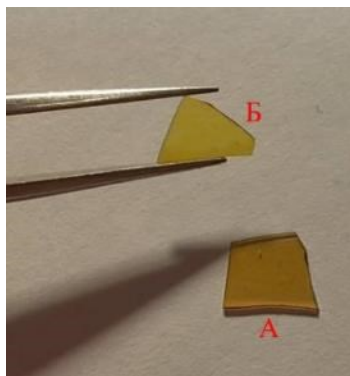


Рис.2.14. Исходный двухсторонний образец пленки феррита-граната (А) и образец после стравливания одной из сторон (Б).

**Расчет намагниченности** на базе теории молекулярного поля [41, 46–51] от температуры дает хорошее согласие с экспериментами при расчётах параметров пленок ферритов-гранатов [53] (см п. 1.4). Коэффициенты молекулярного поля определяют обменную связь как внутри подрешетки, так и между подрешетками:  $N_{ij}$  пропорционально обменной связи  $J_{ij}$ . В свою очередь коэффициенты молекулярного поля в результате различного замещения ионов железа будут отличаться и определяться по данным [54]. Параметры для ионов  $Fe^{3+}$ :  $g$ -фактор = 2,  $J = 2.5$ ,  $N_{aa} = -65 (1 - 0.42 y)$ ,  $N_{ad} = 97 (1 - 0.125 x - 0.127 y)$ ,  $N_{dd} = -30.4 (1 - 0.43 x)$  [54], где  $x$  и  $y$  – замещение октаэдрических и тетраэдрических позиций по формульным единицам соответственно.

На рис. 2.15а показана рассчитанная температурная зависимость намагниченности феррита-граната Gd:IG с характерной точкой компенсации суммарного магнитного момента при  $T_M \approx 290$  К, где  $M_{Fe} = M_a - M_d$  сравнивается с  $M_C$ . На рис. 2.15б представлены температурные зависимости намагниченности для различных составов ферритов граната, включая Tm-замещенный феррит-гранат, для которого характерно отсутствие точки компенсации магнитного момента в исследуемом температурном диапазоне. Кроме того, приведена зависимость намагниченности для YGa:IG феррита-

граната, в котором наблюдается уменьшение общей намагниченности и смещение температуры Нееля в область низких температур [47, 94].

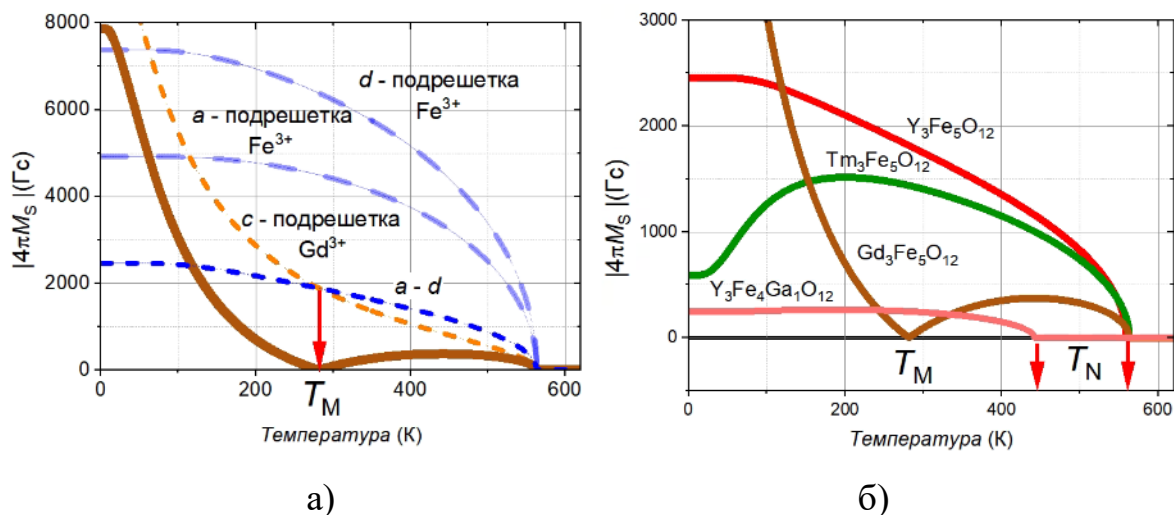


Рис 2.15. Температурные зависимости намагниченности ферритов-гранатов различных составов: а) намагниченности подрешеток с ионами  $Fe^{3+}$  ( $a$ ,  $d$ , – длинный синий штрих,  $a-d$  – короткий синий штрих), редкоземельной подрешетки с ионами  $Gd^{3+}$  ( $c$ , короткий оранжевый штрих), суммарная намагниченность феррита-граната Gd:IG с точкой компенсации магнитного момента (сплошная коричневая линия). б) для ферритов-гранатов Gd:IG (коричневая линия), Tm:IG (зеленая линия), Y:IG (красная линия), YGa:IG (розовая линия). Стрелками отмечены температуры компенсации магнитного момента  $T_M$  и Нееля  $T_N$ .

Полученные результаты иллюстрируют, как замещение редкоземельных и железных ионов влияет на магнитные свойства ферритов-гранатов, и хорошо согласуются с литературными данными для ферритов-гранатов Gd:IG, Tm:IG и Y:IG (см. п. 1.4). Расчет выполнен с использованием разработанной программы для расчета намагниченности многоподрешеточных ферримагнетиков [A7] на основе теории молекулярного поля (1.12)-(1.14) и предназначен в том числе для верификации использованной методики расчетов.

#### **2.4. Выводы по главе 2**

В данной главе представлены методики измерения магнитооптических и микроволновых характеристик пленок ферритов-гранатов, включая эффект Фарадея (ЭФ), магнитный циркулярный дихроизм (МЦД) и ферромагнитный резонанс (ФМР). В ходе работы с измерительными установками был проведен ряд модификаций установок, разработаны методики, позволяющие подробно исследовать как статические, так и динамические параметры  $V_i$ - и  $T_m$ -замещенных пленок ферритов-гранатов:

1. Модернизирован спектрометр циркулярного дихроизма Jasco J-1500. В измерительную ячейку добавлен электромагнит, напряженность магнитного поля в зазоре электромагнита до 8000 Э. Обеспечена возможность регистрации магнитного циркулярного дихроизма и эффекта Фарадея без изменения геометрии эксперимента. Разработан нагревательный модуль для расширения температурных диапазонов исследования пленок до 500 К.

2. Усовершенствован гониометр ФМР спектрометра Bruker ER-200 для автоматизированной регистрации угловых (ориентационных) зависимостей ФМР с высокой точностью и воспроизводимостью. Внедрение шагового двигателя и микроконтроллера обеспечило позиционирование образца с погрешностью  $0.01^\circ$ , что существенно снизило воздействие человеческого фактора, повысило точность и уменьшило время измерений.

3. Разработана программа расчета намагниченности ферритов-гранатов на базе теории молекулярного поля, проведена верификация программы.

Описанные экспериментальные и теоретические методики являются взаимодополняющими и обеспечивают комплексный подход к изучению магнитооптических и магнитных свойств пленок ферритов-гранатов. Используемые методики служат основой для дальнейших исследований пленок ферритов-гранатов различных составов в рамках диссертационной работы.

Основные результаты, изложенные в главе 2, опубликованы в работах [A3, A4, A7, A8].

### Глава 3. Магнитооптическая спектроскопия наноразмерных пленок ферритов-гранатов

#### 3.1. Магнитный циркулярный дихроизм и эффект Фарадея в моно- и поликристаллических пленках ферритов-гранатов $Bi:IG$

В данном параграфе приведено сравнение и анализ энергий диамагнитных переходов, влияющих на магнитооптическую активность ферритов-гранатов, в октаэдрической и тетраэдрической подрешётках  $Bi:IG$  феррита-граната, для моно- и поликристаллических пленок. Монокристаллические пленки были синтезированы на родственной подложке GGG с дополнительным замещением редкоземельных позиций другими ионами, а поликристаллическая – на кварцевой подложке через интерфейсный слой GGG (см. п. 2.3).

На рис. 3.1 представлены спектры магнитного циркулярного дихроизма и эффекта Фарадея, а также оптической плотности для монокристаллической пленки ( $BiYGa:IG$ ) толщиной  $\sim 7$  мкм.

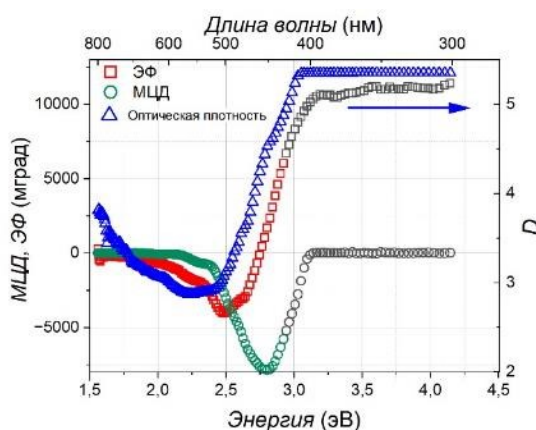


Рис. 3.1. Спектры магнитного циркулярного дихроизма (зеленые маркеры), эффекта Фарадея (красные маркеры) и оптическая плотность (синие маркеры) монокристаллической пленки  $BiYGa:IG$ . Эффекты, обозначенные серыми маркерами на рисунке, соответствуют области высокой оптической плотности, где величины ЭФ и МЦД регистрируются прибором J-1500 некорректно.

В результате анализа экспериментальных данных (см. рис. 3.1) показано, что для пленки  $\text{BiYGa:IG}$  при энергии  $E > 2.5$  эВ наблюдается резкое увеличение оптической плотности. Это приводит к некорректному измерению магнитооптических спектров в данном диапазоне, данные на соответствующем участке спектра показаны на рис. 3.1 серыми маркерами. Такие ограничения по спектру обусловлены особенностями электронных переходов в кристаллической структуре граната, а также высокой концентрацией висмута, влияющей на ширину запрещённой зоны и механизмы поглощения в феррите-гранате [39].

С целью расширения регистрируемого спектра на весь исследуемый диапазон энергий плёнка была утонена согласно методике, изложенной в п. 2.3 (см. рис. 2.12). В результате оптическая плотность в исследуемом диапазоне снизилась до уровня, не превышающего  $ABS = 3.5$ , что значительно повысило прозрачность образца и позволило провести регистрацию спектров магнитооптических эффектов (рис. 3.2). Вследствие утонения пленки вклад подложки GGG в эффект Фарадея начинает доминировать, и прямое измерение эффекта Фарадея затруднено из-за значительного парамагнитного вклада подложки. В связи с этим данные на рис. 3.2 искажены. Как будет показано далее, применение соотношения Крамерса–Кронига (см. п. 3.3) позволяет восстановить спектр эффекта Фарадея именно пленки (без вклада подложки), используя данные экспериментально зарегистрированного спектра магнитного циркулярного дихроизма. Далее будут представлены и проанализированы спектры магнитного циркулярного дихроизма, практически не искажённые влиянием подложки.

На рис. 3.3 приведены для сравнения спектры магнитного циркулярного дихроизма для монокристаллической пленки до и после травления (утонения). Видно, что спектр утоненной пленки феррита-граната был успешно зарегистрирован во всем исследуемом диапазоне энергий от 1.5 до 4.5 эВ. Это позволило провести разложение полученных спектров на отдельные вклады (рис. 3.5б), обусловленные переходами в тетраэдрической и октаэдрической

подрешетках материала. Далее становится возможным сравнение энергий соответствующих диамагнитных переходов для моно- и поликристаллических пленок.

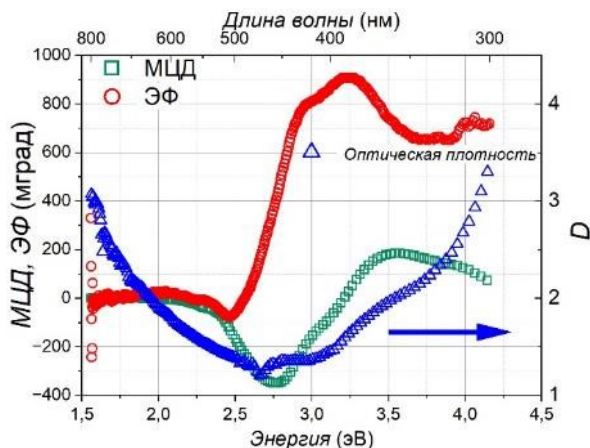


Рис. 3.2. Спектры магнитного циркулярного дихроизма (зеленые маркеры), эффекта Фарадея (красные маркеры) и оптической плотности (синие маркеры) для монокристаллической пленки BiYGa:IG толщиной ~200 нм.

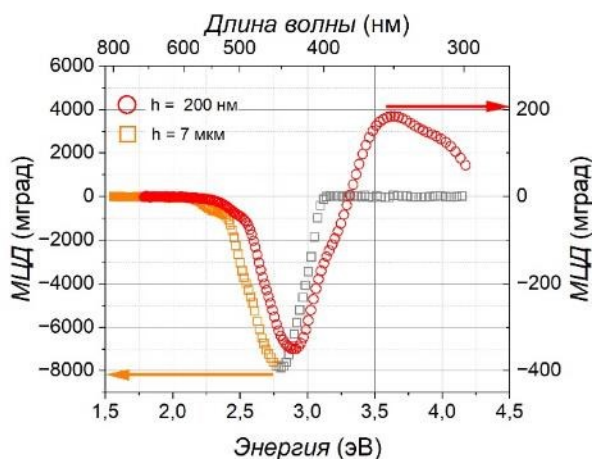


Рис. 3.3. Спектры МЦД для исходной монокристаллической пленки BiYGa:IG (оранжевые квадраты) и после утонения (красные круги). Часть спектра пленки после утонения, обозначенная серыми маркерами, соответствует области высокой оптической плотности, где величины ЭФ и МЦД регистрируются некорректно (см. рис. 3.1).

Наряду с изменением величин МЦД видно смещение экстремумов в область коротких длин волн. Это связано, вероятно, с градиентным распределением ионов  $\text{Bi}^{3+}$  по толщине пленки из-за рассогласования параметров кристаллических решеток подложки и пленки. По мере удаления от интерфейса с подложкой концентрация висмута может изменяться, что приводит к изменению параметров кристаллической решетки по объему пленки, не приводящему к разрушению монокристаллическости материала.

На рис. 3.4 представлены магнитооптические спектры поликристаллической пленки  $\text{Bi:IG}$ , выращенной на подложке  $\text{SiO}_2$  с промежуточным слоем GGG (см. п. 2.3). Данные спектры служат основой для анализа структурных и магнитных свойств пленки с учётом её поликристаллической природы, взаимодействия с подложкой и интерфейсным слоем.

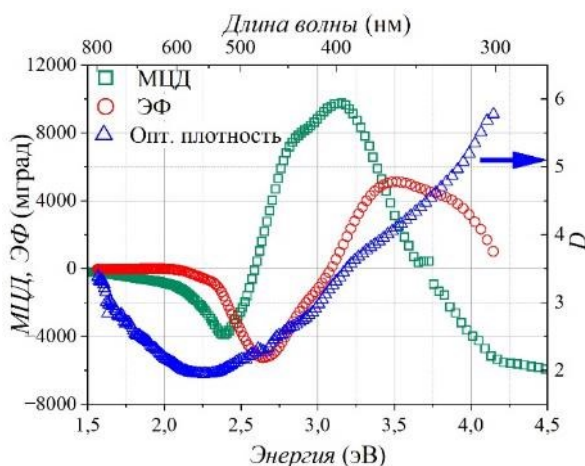


Рис. 3.4. Спектры магнитного циркулярного дихроизма (зеленые маркеры), эффекта Фарадея (красные маркеры) и оптической плотности (синие маркеры) для поликристаллической пленки  $\text{Bi:IG}$   $h = 300$  нм.

На рис. 3.5 приведены спектры МЦД и анализ соответствующих диамагнитных переходов (см. п. 1.2) для поли- и монокристаллических пленок. Расчет энергии переходов выполнялся на основе уравнений (1.8), (1.9) с использованием метода наименьших квадратов. Начальные параметры, включая положения и интенсивности пиков на спектрах, задавались на основе

теоретических предположений и экспериментальных данных. Итерационная оптимизация параметров позволила достичь высокой точности соответствия модельного спектра экспериментальному.

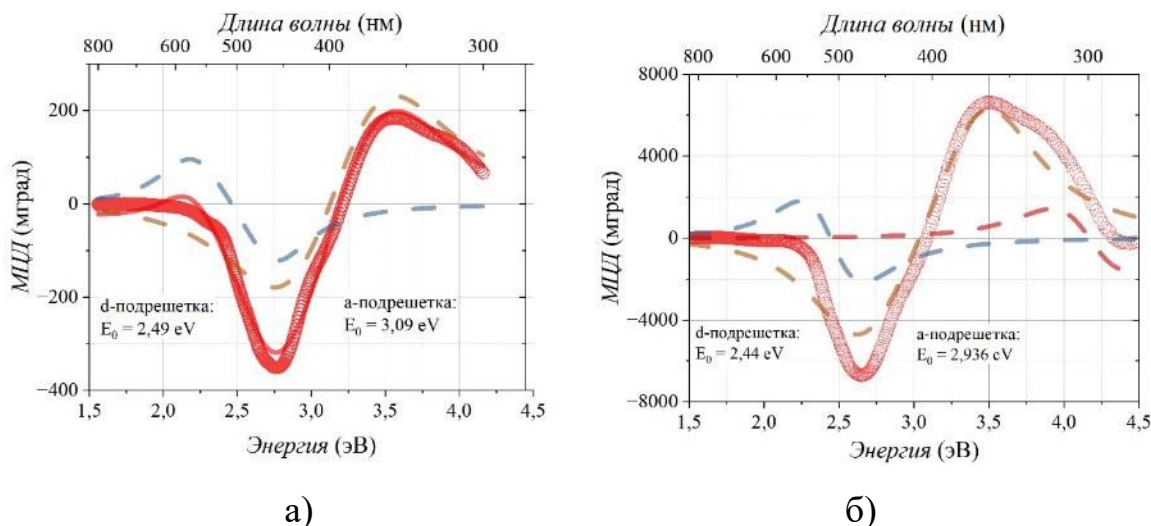


Рис. 3.5. Спектры МЦД и анализ вкладов подрешеток для а) – монокристаллической утоненной пленки и б) поликристаллической пленки. Синяя пунктирная линия – вклад тетраэдрической подрешетки, коричневая пунктирная линия – вклад октаэдрической подрешетки, красная сплошная линия – суперпозиция вкладов.

Спектры МЦД описываются с высоким уровнем соответствия модели и экспериментальных данных (рис. 3.6). Полученные энергии, согласно [39], соответствуют уровню вхождения висмута в монокристаллическую пленку порядка 1 ф.е., а для поликристаллической пленки – порядка 2 ф.е.. Удельная величина эффектов в монокристаллической пленке меньше, чем для поликристаллической. Кроме того, спектры для поликристаллических пленок демонстрируют так называемое красное смещение [95], то есть спектры сдвинуты в сторону меньших энергий переходов. Энергии переходов сохраняются при изменении температуры в широком диапазоне, однако при комнатной температуре энергии переходов определяются с большей ошибкой в связи с тем, что при комнатной температуре диамагнитные переходы менее



явные из-за увеличения теплового шума и размытия энергетических уровней, вызванных тепловыми флуктуациями.

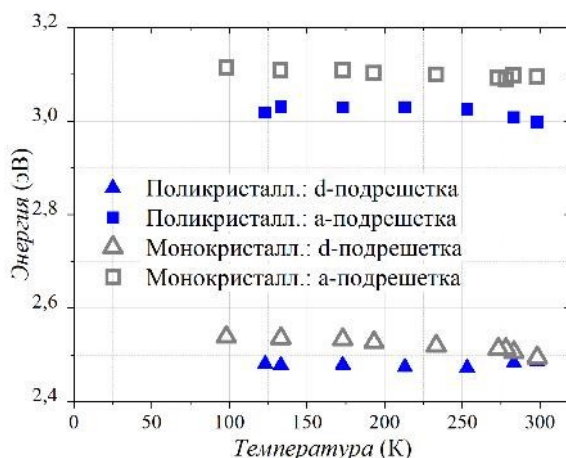


Рис. 3.6. Зависимость энергии перехода в октаэдрической (*a*, квадраты) и тетраэдрической (*d*, круги) подрешеток. Серые маркеры для монокристаллической утоненной пленки, синие маркеры для поликристаллической пленки.

Отметим, что энергии переходов в поликристаллической пленке ниже, чем в монокристаллической, что также наглядно свидетельствует о меньшей величине вхождения висмута в монокристаллическую пленку феррита-граната и согласуется с предельными величинами вхождения ионов висмута для моно- и поликристаллических пленок [39, 96]. Монокристаллические пленки характеризуются превосходным структурным совершенством, однако для достижения максимальных значений удельного вращения Фарадея целесообразно сосредоточить внимание на поликристаллических пленках. Технологические параметры синтеза поликристаллических пленок обеспечивают возможность получения степени замещения висмута, заметно превышающей 1,5 формульных единиц, что является определяющим фактором для оптимизации магнитооптических свойств.

### 3.2. Магнитооптические свойства наноструктурированных пленок ферритов-гранатов

В данном параграфе представлены результаты исследований поликристаллической пленки феррита-граната  $\text{Vi:IG}$ , синтезированной на кварцевой подложке (см. п. 2.3). Выбор кварцевой подложки обусловлен возможностью использования магнитооптических методов исследования, а также стремлением приблизить технологию синтеза пленок к процессам микроэлектронной промышленности на основе кремния.

На рис. 3.7 показаны спектры магнитного циркулярного дихроизма и эффекта Фарадея для различных толщин поликристаллической пленки (ксм. также рис. 2.7 п. 2.3). Измерения проводились при комнатной температуре во внешнем магнитном поле, приложенном перпендикулярно плоскости пленки и обеспечивающем магнитное насыщение. Полученные данные позволяют проанализировать вклады различных магнитных подрешёток и оценить магнитооптические свойства поликристаллической пленки, что важно для дальнейшего её применения в интегральной оптике, спин-фотонике, и системах оптической связи [3, 97].

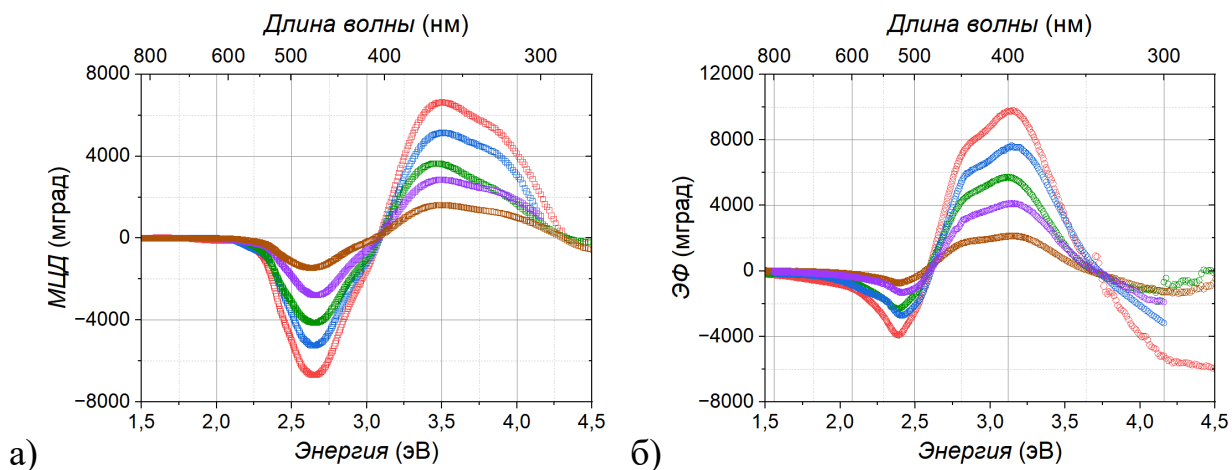


Рис. 3.7. Спектры магнитного циркулярного дихроизма (а) и эффекта Фарадея (б) поликристаллических пленок феррита-граната  $\text{Vi:IG}$  толщиной 300 нм (красные маркеры), 238 нм (синие), 187 нм (зеленые), 126 нм (сиреневые) и 65 нм (коричневые).

При утонении образца наблюдается сохранение формы спектральной линии, а также экстремумы магнитооптических эффектов остаются на тех же энергиях (длинах волн). Это указывает на однородность состава пленки и концентрации висмута по толщине образца. Тем не менее, для более точного определения изменения состава с толщиной необходим углублённый анализ, основанный на разложении полученных спектров магнитооптической активности по вкладам диамагнитных переходов согласно (1.8), (1.9).

На рис. 3.8 представлены спектры для поликристаллических пленок разных толщин –  $h \sim 10$  нм и порядка периода решетки феррита-граната, который составляет  $\sim 1.25$  нм.

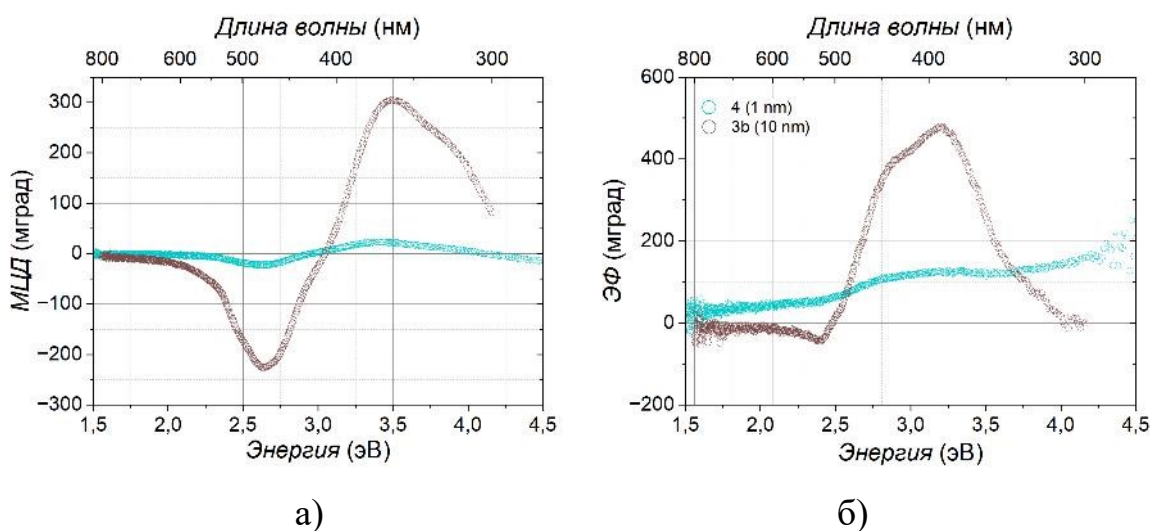


Рис. 3.8. Спектры магнитного циркулярного дихроизма (а) и эффекта Фарадея (б) для поликристаллической пленки феррита-граната Bi:IG толщиной 10 нм (коричневые маркеры) и  $\sim 1$  нм (синие маркеры).

На рис. 3.8а, аналогично более толстым поликристаллическим пленкам, представленным на рис. 3.7, наблюдается сохранение формы спектров для тонких пленок. Однако на рис. 3.8б видно, что спектр эффекта Фарадея в пленке толщиной  $\sim 1$  нм искажается. Это связано с парамагнитным вкладом подложки  $\text{SiO}_2$  и интерфейсного слоя GGG, что затрудняет получение точных значений эффекта Фарадея для предельно тонких пленок. Далее в п. 3.4 будут подробно рассмотрены методы и возможности «восстановления»

спектра эффекта Фарадея в таких условиях, включая применение соотношений Крамерса-Кронига и другие подходы для выделения магнитных свойств пленки и исключения влияния подложки и интерфейса.

Рассмотрим энергии переходов при изменении толщины поликристаллической пленки (рис. 3.9), методика определения энергий диамагнитных переходов описана в п. 1.2 и 3.1. Согласно данным [39], таким энергиям переходов соответствует величина вхождения висмута в фазу феррита-граната около 2–2.2 формульных единиц. При этом сохраняется величина энергий переходов независимо от изменения толщины пленки, что связано с однородностью величины вхождения висмута в фазу граната по всей толщине образца. Такая однородность обеспечивает стабильность магнитооптических свойств и подтверждает высокий уровень вхождения висмута в фазу феррита-граната.

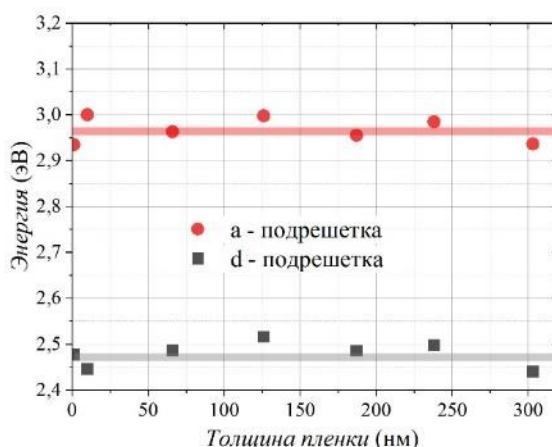


Рис. 3.9. Энергии переходов для *a*-подрешетки (красные кружки) и *d*-подрешетки (черные квадраты) в зависимости от толщины поликристаллической пленки феррита-граната  $\text{Bi:IG}$ .

При исследовании МЦД сверхтонких  $\text{Bi:IG}$  феррит-гранатовых плёнок толщиной  $\sim 1$  нм и 10 нм была обнаружена точка компенсации магнитного момента, проявляющаяся в изменении знака магнитооптических эффектах [98, A1]. Температура компенсации магнитного момента  $T_M$  составляет  $T_M \sim 250$  К для пленки толщиной около 1 нм и  $T_M \sim 150$  К при толщине 10 нм (рис. 3.10).

МЦД стремится к нулю при достижении  $T=515$  К для пленки толщиной 10 нм, и  $T=475$  К для пленки с  $h \sim 1$  нм, то есть достигается температуре Нееля ферромагнетика.

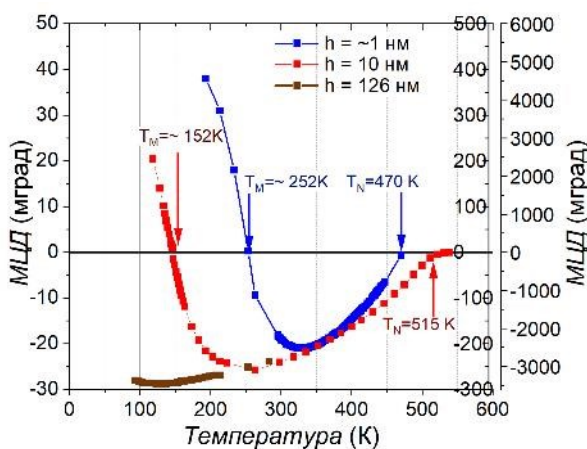


Рис. 3.10. Температурные зависимости магнитного циркулярного дихроизма для областей поликристаллической пленки феррита-граната Bi:IG толщиной  $h \sim 1, 10$  и 126 нм.  $T_M, T_N$  – температуры компенсации магнитного момента и Нееля соответственно.

Возникновение точки компенсации магнитного момента и снижение температуры Нееля в слое феррита-граната Bi:IG связано с диффузией ионов  $Gd^{3+}$  и  $Ga^{3+}$  из слоя GGG в слой Bi:IG на интерфейсе Bi:IG/GGG в процессе отжига при формировании кристаллической структуры граната. Далее подтвердим это предположение несколькими методами. В частности, данные послыйного элементного анализа пленок подтверждают появление ионов гадолиния и галлия в пленках толщиной 10 нм и менее (рис. 2.8). Поведение магнитооптических эффектов в окрестности  $T_M$  в поликристаллической пленке (рис. 3.11) значительно отличается от монокристаллической пленки (рис. 2.5, а также [49, A1]), где область смены знака магнитооптических эффектов не превышает нескольких градусов. Отличия, видимо, связаны с изменением состава феррита-граната по толщине интерфейсного слоя.

На рис. 3.11 представлено изменение энергий переходов в октаэдрической и тетраэдрической подрешетках при изменении температуры в окрестности температуры компенсации магнитного момента.

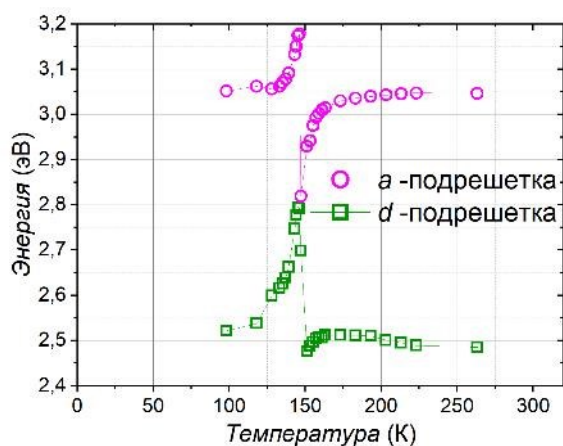


Рис. 3.11. Энергии диамагнитных переходов для пленки с  $h=10$  нм от температуры, красные круги – для октаэдрической (a-), зеленые квадраты - для тетраэдрической (d-) подрешеток.

Для выяснения вкладов диамагнитных переходов в подрешетках феррита-граната каждый спектр МЦД был проанализирован на основе уравнений (8), (9) аналогично результатам, представленным на рис. 3.9. Обнаружено значительное (на  $\pm 0.2$  эВ) скачкообразное изменение энергии диамагнитных переходов при переходе через точку компенсации магнитного момента  $T_M$  для ионов  $Fe^{3+}$ , входящих как в октаэдрическую, так и в тетраэдрическую подрешетки феррита-граната (рис. 3.11). При переходе через  $T_M$  происходит смена основного вклада подрешеток в намагниченность феррита. При температуре  $T > T_M$  доминирующей подрешеткой является октаэдрическая, а при  $T < T_M$  – додекаэдрическая суммарно с тетраэдрической. Таким образом, анализ спектров МЦД не только дает информацию о поведении модуля намагниченности, как это происходит при использовании вибрационной магнитометрии, но и раскрывает особенности поведения магнитных подрешеток. Появление точки компенсации в наноразмерных пленках  $Bi:IG$  из-за диффузии ионов на интерфейсе  $Bi:IG/GGG$  подчеркивает

необходимость учета интерфейсных эффектов в тонких и сверхтонких пленках.

Определение наличия точки компенсации магнитного момента методами, основанными на прямом измерении намагниченности, оказывается невозможным, поскольку исследуемая гетероструктура обладает единым химическим составом, но вследствие латерального структурирования имеет различные толщины по площади образца. Такие методы магнитометрии, как VSM или SQUID, измеряют намагниченность всего объема образца. В то же время локальное определение точки компенсации может быть реализовано магнитооптическими методами, включая магнитный циркулярный дихроизм. Несмотря на определённую интегральность характеристик по толщине и площади плёнки, в данной работе удалось ограничить область измерений диаметром около 1 мм, что и обеспечивает локальность анализа.

Таким образом, при формировании пленок методом ионно-лучевого распыления образуется интерфейсный слой толщиной до 10 нм на границе магнитного слоя Bi:IG и буферного слоя GGG, который, в свою очередь, радикально изменяет магнитные и магнитооптические свойства пленки. Например, индуцируется гигантское расширение интерфейсного слоя в окрестности точки компенсации магнитного момента [84]. Появление точки компенсации в наноразмерных пленках Bi:IG из-за диффузии ионов на интерфейсе Bi:IG/GGG подчеркивает необходимость учета интерфейсных эффектов в тонких и предельно тонких пленках.

Для анализа состава пленок произведено моделирование поведения намагниченности для пленок с толщиной ~1 нм и 10 нм на основе теории молекулярного поля (см. п.п. 1.4 и 2.3). В связи с тем, что поведение магнитного циркулярного дихроизма от температуры не совпадает напрямую с поведением намагниченности, основными параметрами для анализа были критические температуры – точка компенсации магнитного момента и температура Нееля (рис. 3.10). Результаты приведены на рис. 3.12. Предполагаемый состав интерфейсного слоя пленки толщиной 10 нм:

$\text{Bi}_{1.6}\text{Gd}_{1.4}\text{Fe}_{1.96}\text{Ga}_{0.04}\text{Fe}_{2.64}\text{Ga}_{0.36}\text{O}_{12}$ , а для пленки толщиной  $\sim 1$  нм -  $\text{Bi}_1\text{Gd}_2\text{Fe}_{1.88}\text{Ga}_{0.12}\text{Fe}_{2.32}\text{Ga}_{0.68}\text{O}_{12}$ . Величина вхождения висмута несколько меньше, чем при оценке на основе диамагнитных переходов. Тем не менее, видимо, в точке компенсации магнитного момента большую роль играют именно интерфейсные явления [84]. Возникновение точки компенсации магнитного момента в наибольшей степени определяется вхождением ионов  $\text{Gd}^{3+}$  в додекаэдрическую подрешётку феррита-граната.

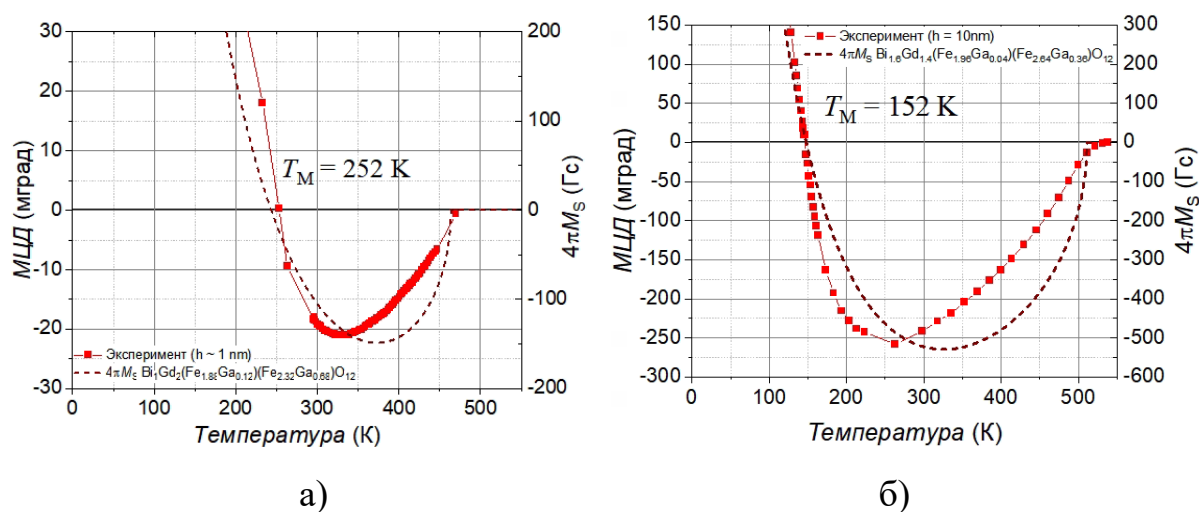


Рис. 3.12. Температурные зависимости магнитного циркулярного дихроизма МЦД (маркеры, эксперимент) и намагниченности  $M$  (пунктирная линия, моделирование на основе теории молекулярного поля) для поликристаллической пленки  $\text{Bi:IG}$  толщиной 1 нм (а) и 10 нм (б).

### 3.3. Магнитооптическая спектроскопия предельно тонких пленок ферритов-гранатов

Потребности в миниатюризации и интеграции магнитных элементов с интегральными схемами на базе кремния приводит к необходимости отработки методов получения магнитооптических материалов в виде сверхтонких слоев, совместимых с процессами литографии.

При исследовании магнитооптических эффектов сверхтонких пленок ферритов-гранатов для обеспечения максимального отношения сигнал/шум



предпочтительно использование МЦД, а не эффекта Фарадея, поскольку именно при регистрации МЦД искажения, вносимые подложкой GGG, в диапазоне энергий диамагнитных переходов пленки феррита-граната будут минимальны. Дисперсионное отношение оптического вращения (ЭФ) и эллиптичности (МЦД) можно описать с помощью соотношения Крамерса-Кронига, которое связывает вещественную и мнимую части тензора диэлектрической проницаемости [99]:

$$\Theta(E) = -\frac{2}{\pi\hbar} \int_0^\infty \frac{E^2 E(\omega')}{(E^2 - E'^2)\omega'} dE' \quad (3.1)$$

$$\varepsilon(E) = -\frac{2}{\pi\hbar} \int_0^\infty \frac{E \Theta(E')}{(E^2 - E'^2)} dE' \quad (3.2)$$

Из соотношений (3.1), (3.2) можно выразить эффект Фарадея при известном магнитном циркулярном дихроизме и наоборот. Это полезно при исследовании очень тонких пленок на подложках, когда оптическое вращение от подложки значительно преобладает над результирующим вращением от самой пленки, что хорошо видно на рис. 3.13б. Так как подложка не вносит вклад в эллиптичность, то есть отсутствует эффект МЦД от подложки, целесообразно по зарегистрированному спектру МЦД в очень тонких пленках восстановить спектр оптического вращения (эффект Фарадея). На рис. 3.13 приведены для сравнения спектры измеренного ЭФ и пересчитанного на основе соотношения Крамерса-Кронига и зарегистрированного спектра магнитного циркулярного дихроизма. Рассчитанный спектр эффекта Фарадея для пленки феррита-граната  $\text{Vi:IG}$  толщиной 300 нм практически полностью совпадает с измеренными значениями (рис. 3.13а). Различия имеются только в области энергий выше 4.2 эВ из-за высокой оптической плотности, оказывающей влияние и на регистрацию МЦД. Для пленки предельно малой толщины, порядка периода решетки гранат, восстановленный спектр эффекта Фарадея приведен на рис. 3.13б. Таким образом, использование соотношения Крамерса-Кронига совместно с измерениями магнитного циркулярного

дихроизма позволяет восстановить спектр эффекта Фарадея в сверхтонких пленках, и использовать полученные данные для возможного применения пленок в интегральной оптике – циркуляторах, изоляторах и других устройствах, а также для контроля свойств пленок предельно малых толщин.

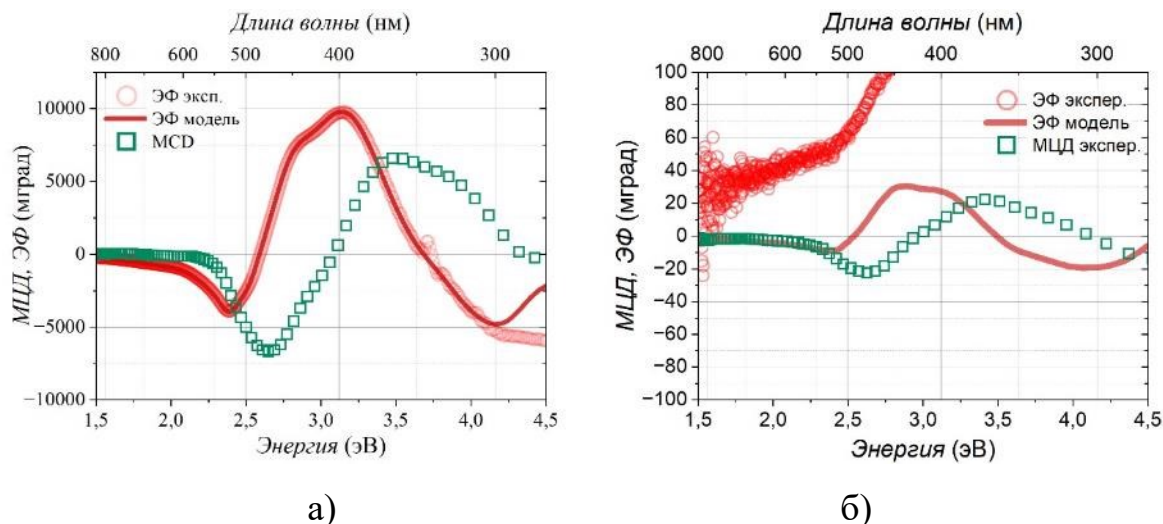


Рис. 3.13. Спектры магнитного циркулярного дихроизма МЦД (зеленые квадраты) и эффекта Фарадея ЭФ (красные кружки) и восстановленные на основе спектров МЦД и соотношения Крамерса-Кронига спектры эффекта Фарадея (красные линии) для поликристаллических пленок Bi:IG толщиной 300 нм (а) и ~1 нм (б).

### 3.4. Выводы по главе 3

1. В поликристаллических пленках ферритов-гранатов с высоким содержанием висмута при изменении толщин в диапазоне от 300 и вплоть до одного периода кристаллической решетки энергии диамагнитных переходов при комнатной температуре изменяются не более чем на 0,07 эВ.

2. Исследованы спектры эффекта Фарадея и магнитного циркулярного дихроизма моно- и поликристаллических пленок ферритов-гранатов в диапазоне температур от 90 К до температуры Нееля. В результате в гетероструктуре Bi:IG/GGG/SiO<sub>2</sub> обнаружен интерфейсный слой на границе Bi:IG/GGG с эффективной толщиной до 10 нм. Показано, что интерфейсный слой возникает из-за диффузии ионов Gd<sup>3+</sup> и Ga<sup>3+</sup> из слоя GGG, что приводит к снижению температуры Нееля и возникновению точки компенсации магнитного момента в слоях Bi:IG толщиной менее 10 нм.

3. Исследованы особенности диамагнитных переходов, обусловленных вхождением ионов Fe<sup>3+</sup> в различные подрешетки феррита-граната. Обнаружено скачкообразное изменение энергии диамагнитных переходов при переходе через точку компенсации магнитного момента. Появление точки компенсации в наноразмерных пленках BiIG из-за диффузии ионов на интерфейсе BiIG/GGG подчеркивает необходимость учета интерфейсных эффектов в тонких и сверхтонких пленках.

4. При исследовании предельно тонких пленок Bi:IG, толщина которых сравнима с периодом кристаллической решетки граната, предпочтительнее регистрировать спектры магнитного циркулярного дихроизма с последующим восстановлением спектров эффекта Фарадея путем моделирования с использованием соотношения Крамерса-Кронига.

По материалам, изложенным в главе 3, опубликованы работы [A5, A9, A10, A13].

## Глава 4. Микроволновая спектроскопия пленок TmBi-замещенных ферритов-гранатов

### 4.1 ФМР в пленках с одноосной перпендикулярной и кубической анизотропией

В данном параграфе приведены результаты исследования квазистатических и микроволновых свойств монокристаллической пленки феррита-граната TmBiGa:IG толщиной  $h = 4,5$  мкм. Петли гистерезиса пленки (рис. 4.1) зарегистрированы магнитооптическим методом в геометрии Фарадея, волновой вектор совпадает с вектором внешнего поля и перпендикулярен плоскости образца [36]. Поле насыщения пленки 80 Э, коэрцитивная сила благодаря высокому качеству монокристаллической пленки не превышает 2 Э.

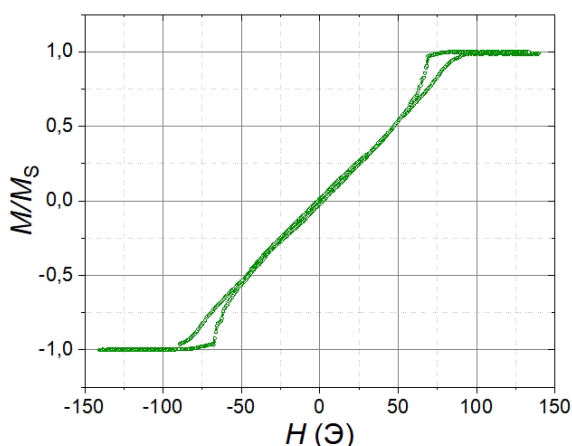


Рис. 4.1. Петля гистерезиса монокристаллической пленки TmBiGa:IG.

Микроволновые свойства пленок исследовались методом ферромагнитного резонанса (см. п. 2.2). Спектры ФМР исследованы на частоте СВЧ 9.53 ГГц с помощью спектрометра Bruker ER-200. Форма наблюдаемых ФМР-сигналов описывается производной Лоренца без дополнительных вкладов и представляют собой один резонансный пик, как в параллельной ориентации, так и в перпендикулярной (рис. 4.2).

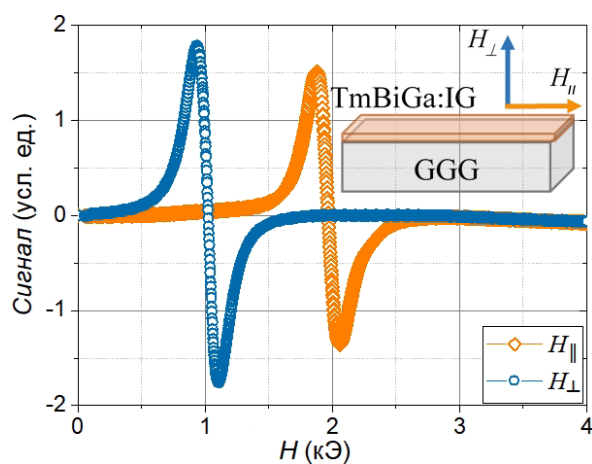
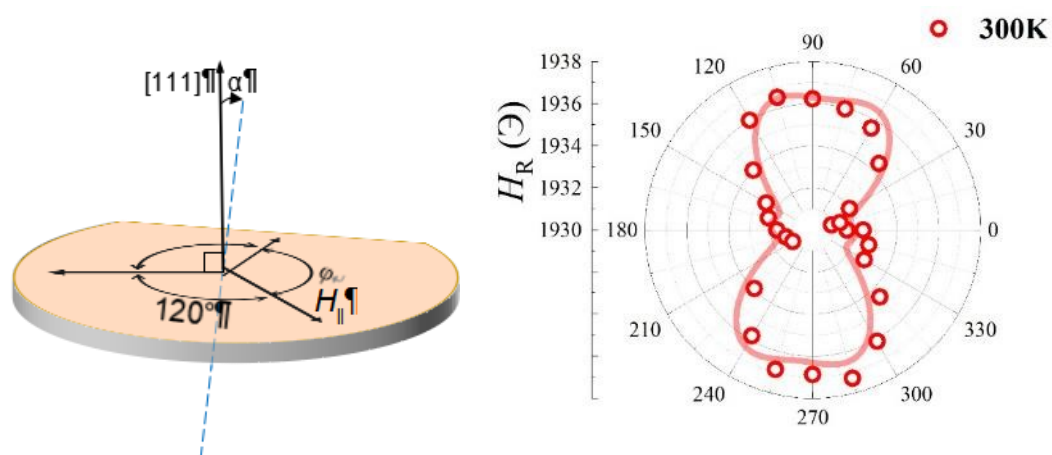


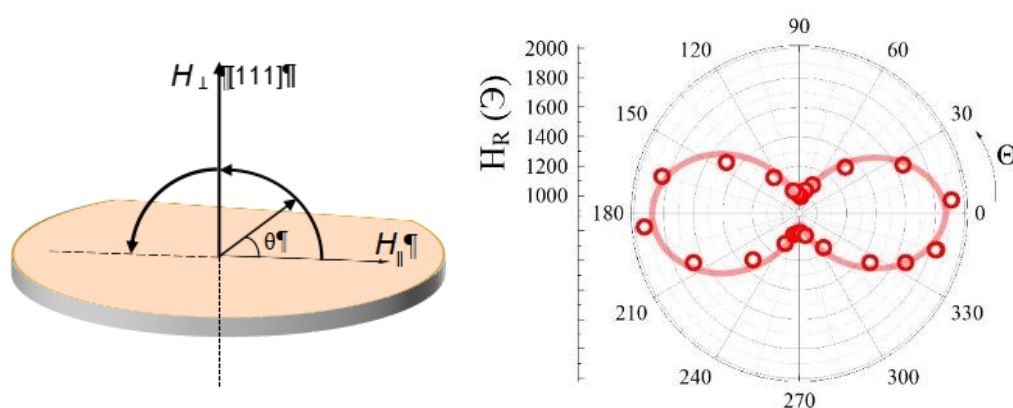
Рис. 4.2. Спектры ФМР феррита-граната TmBiGa:IG для направления внешнего постоянного поля  $H_{\text{ext}}$  параллельно ( $H_{\parallel}$ ) и перпендикулярно ( $H_{\perp}$ ) плоскости образца (на вставке).

Феррит-гранат - объемно-центрированный кубический кристалл и обладает естественной кубической магнитной анизотропией, а при росте пленок возникает и компонента перпендикулярной одноосной анизотропии. Далее рассмотрим влияние соотношения вкладов кубической и одноосной анизотропии на ориентационные зависимости ФМР при приложении постоянного магнитного поля в плоскости образца (рис. 4.3). В феррите-гранате вклад кубической анизотропии в резонансное поле на ориентационных зависимостях ФМР выражается в появлении на них 6-ти максимумов и минимумов с периодом 60 градусов при кристаллографической ориентации подложки (111) [100]. Оценочно величина вклада кубической магнитной анизотропии (рис. 4.4) составила  $H_c=7.3$  Э, что составляет 0.4% от резонансного поля. То есть вклад кубической магнитной анизотропии незначителен и в данном конкретном случае им можно пренебречь. Основной вклад в резонансное поле ФМР вносит одноосная (ростовая) компонента анизотропии, связанная со вводом в додекаэдрические позиции феррита-граната ионов тулия и висмута [9, 101, 102]. На основе данных рис. 4.3. можно сделать вывод об отклонении оси одноосной анизотропии от нормали

плоскости пленки на угол  $\alpha < 1$ . Это может быть обусловлено небольшим (технологически допускаемым) отклонением подложки от ориентации (111).



а)



б)

Рис. 4.3. Схемы экспериментов (слева) и ориентационные зависимости резонансных полей ФМР (справа) для монокристаллической пленки TmBiGa:IG при приложении магнитного поля  $H$  в плоскости пленки (а) и при выходе магнитного поля из плоскости пленки (б).  $\alpha$  – угол отклонения оси (111) от нормали плоскости пленки,  $\varphi$  – угол поворота внешнего магнитного поля в плоскости пленки,  $\theta$  – угол поворота внешнего магнитного поля при выходе магнитного поля из плоскости. Маркеры – экспериментальные данные, линии – аппроксимация из феноменологической модели.

На рис. 4.4 показана эволюция ориентационных зависимостей резонансных полей ФМР при изменении температуры пленки TmBiGa:IG.

Заметно увеличение вклада кубической анизотропии при снижении температуры пленки: на ориентационных зависимостях резонансных полей появляются максимумы и минимумы с периодом 60 градусов.

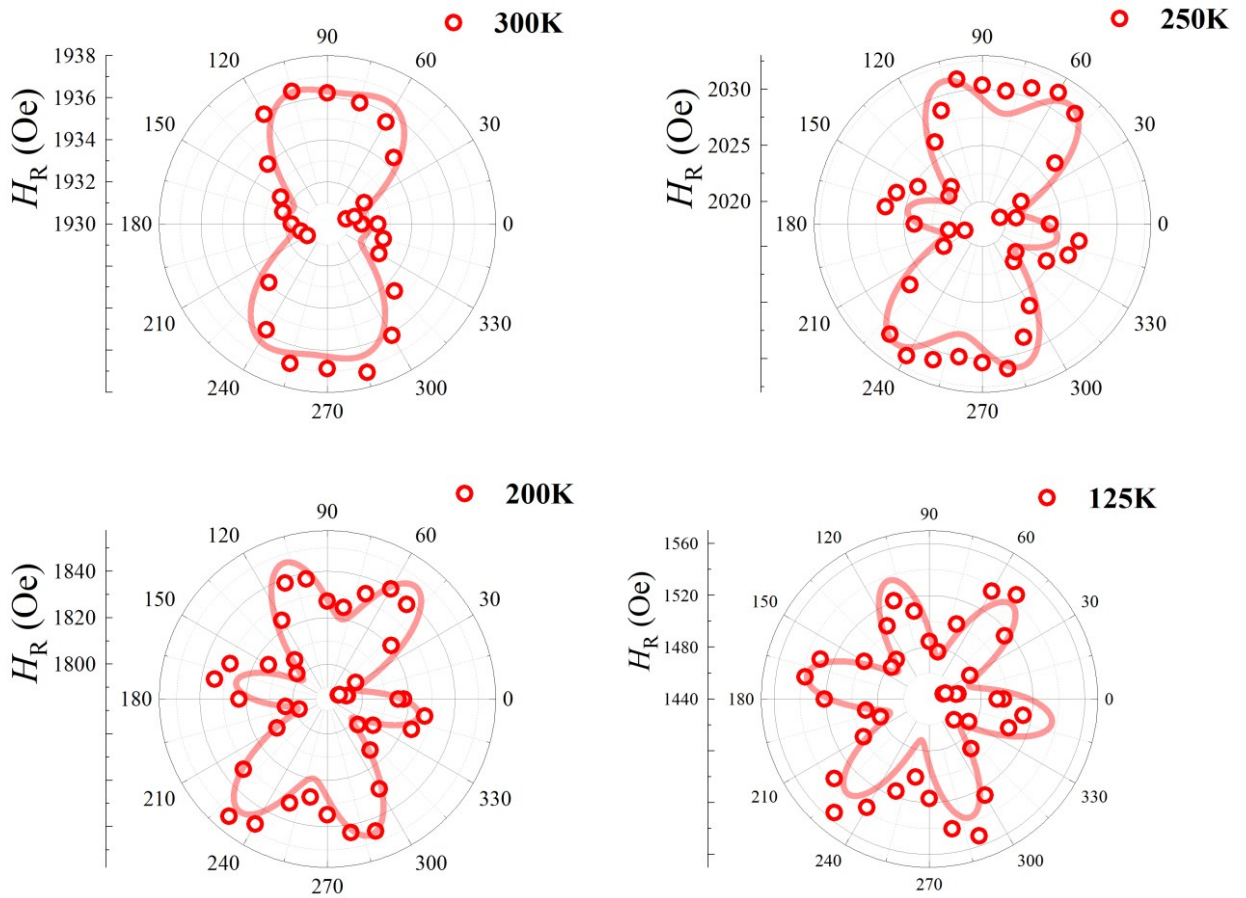


Рис. 4.4. Эволюция ориентационных зависимостей резонансных полей ФМР при изменении температуры монокристаллической пленки TmBiGa:IG. Внешнее поле приложено в плоскости пленки. Точки – экспериментальные данные, сплошная линия – аппроксимация.

Для аппроксимации и оценки вклада кубической анизотропии использовали феноменологическую модель

$$H_R = \frac{\omega}{\gamma_{eff}} + (H_u - H_b - H_c \cos(6\phi)), \quad (4.1)$$

где  $\omega$  – круговая частота микроволнового излучения,  $\gamma_{eff}$  – эффективное гиромагнитное отношение,  $H_{u,b,c}$  – поля одноосной магнитной анизотропии, проекции отклонения одноосной магнитной анизотропии и кубической

анизотропии. При снижении температуры вклад кубической анизотропии возрастает вследствие усиления магнитострикционных эффектов, связанных с кристаллографическими особенностями структуры. Тем не менее, данный вклад относительно резонансного поля не превышает  $\sim 10\%$  [A2], что позволяет в первом приближении пренебречь влиянием кубической анизотропии при анализе температурных зависимостей эффективного гиромагнитного отношения.

#### ***4.2. Гиромагнитное отношение в $TmBiGa:IG$ пленках ферритов-гранатов. Эксперимент***

В данном параграфе представлены результаты экспериментального исследования ферромагнитного резонанса в широком температурном диапазоне в монокристаллических пленках с ионами тулия и висмута в додекаэдрической подрешетке и с разбавлением ионов железа в октаэдрической и тетраэдрической подрешетках немагнитными ионами галлия. Параметры кубической и одноосной анизотропий, а также коэрцитивная сила и поле насыщения исследуемой пленки приведены в п.4.1.

Для анализа эффективного гиромагнитного отношения  $\gamma$  использовали зависимости резонансных полей  $H_R$  от ориентации внешнего магнитного поля относительно плоскости плёнки. Измерения проводились в двух геометриях: с магнитным полем, приложенным параллельно плоскости плёнки ( $H_{\parallel}, \theta = 0^\circ$ ), и перпендикулярно ей ( $H_{\perp}, \theta = 90^\circ$ ). Спектры ФМР демонстрировали чёткий одиночный резонансный пик, что указывает на однородность пленки в исследуемом диапазоне температур. Величины эффективного гиромагнитного отношения вычисляли из упрощенных соотношений (4.2), (4.3) [103] на основе измеренных спектров ФМР для двух геометрий аналогично п.4.1 (рис. 4.2.) и п. 2.2:

$$\frac{\gamma}{2\pi} = \frac{f}{H_{\perp} + H_{Aeff}}, \quad (4.2)$$



где

$$H_{Aeff} = H_{\parallel} \sqrt{\left(\frac{5}{4} H_{\parallel} + H_{\perp}\right)} - \left(\frac{H_{\parallel}}{2} + H_{\perp}\right). \quad (4.3)$$

Здесь  $H_{\parallel}$  и  $H_{\perp}$  - резонансные поля для перпендикулярной и параллельной ориентации пленок. Также из сигналов ФМР был выделен диссипационный член – коэффициент затухания Гильберта –  $\alpha = \gamma \Delta H / (4\pi f)$ , где  $\Delta H$  - ширина линии ферромагнитного резонанса.

Интересно температурное поведение эффективного гиромагнитного отношения исследуемой пленки. Несмотря на отсутствие для феррита-граната данного состава точек магнитной и угловой компенсации, наблюдается повышенное гиромагнитное отношение на уровне 6...10 МГц/Э (рис. 4.5), значительно превышающее, например, гиромагнитное отношение железо-иттриевого феррита-граната Y:IG - 2.8 МГц/Э.

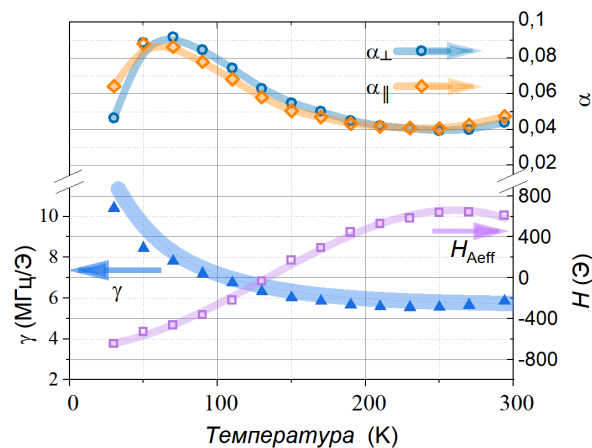


Рис. 4.5. Температурные зависимости константы затухания Гильберта  $\alpha$  (для направления внешнего постоянного поля  $H_{ext}$  параллельно ( $\parallel$ ) и перпендикулярно ( $\perp$ ) плоскости образца), эффективного гиромагнитного отношения  $\gamma_{eff}$  и эффективного поля одноосной анизотропии  $H_{Aeff}$  для монокристаллической пленки TmBiGa:IG.

Для сравнения рассмотрим свойства монокристаллической пленки феррита-граната TmBiGdGa:IG. Благодаря введению в состав феррита-граната ионов  $Gd^{3+}$  пленка обладает точками компенсации магнитного  $T_M$  и углового

$T_A$  моментов. В окрестности точки компенсации магнитного момента  $T_M$  имеют место резкий рост коэрцитивной силы  $H_c$  и ширины полосовых доменов  $w$ , а также смена знака эффекта Фарадея (рис. 4.6). Перечисленные параметры пленки измеряются квазистатическими методами. В отличие от точки магнитной компенсации  $T_M$ ,  $T_A$  не проявляется в статических измерениях и обнаруживается только в динамических экспериментах – измерениях динамики доменных границ стенок или при ФМР (рис. 4.7). В окрестности  $T_A=305$  К [A1] наблюдается резкий рост гиромагнитного отношения,  $\gamma_{\text{eff}}$  в 6 раз превышает гиромагнитное отношение для Y:IG (рис. 4.6).

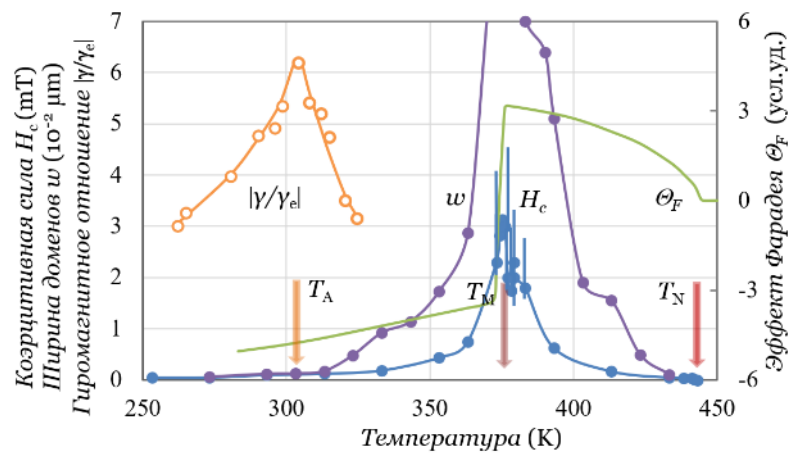


Рис. 4.6. Температурные зависимости параметров монокристаллической пленки феррита-граната TmBiGdGa:IG: коэрцитивное поле  $H_c$  (синяя кривая), ширина равновесных доменов  $w$  (фиолетовая кривая), эффект Фарадея  $\Theta_F$  (зеленая кривая), эффективное гиромагнитное отношение относительно гиромагнитного соотношения железо-иттриевого граната  $\gamma/\gamma_{YIG}$  (оранжевая кривая). Отмечены точки компенсации углового момента  $T_A$ , магнитного момента  $T_M$  и температура Нееля  $T_N$ . (Автор благодарит С.С. Сафонова и А.А. Федорову за помощь в измерении размеров доменов и коэрцитивной силы пленки).

Теоретически при температуре  $T=T_A$   $\gamma \rightarrow \infty$  (см. п. 1.4) [52, 55–57, A1, A6]. Это явление привлекает большое внимание, поскольку динамические свойства магнетиков во многом определяются гиромагнитным отношением: скорость доменных границ, частота колебаний вектора намагниченности прямо

пропорциональны  $\gamma$  (см., например, обзор [59]). Ожидаемое теоретически гиромагнитное отношение  $\gamma \rightarrow \infty$  при приближении к точке компенсации углового момента  $T_A$  на практике обычно ограничивается повышением  $\gamma$  в 5-10 раз из-за невозможности синтеза пленок с идеальными параметрами. Использование явления увеличения гиромагнитного отношения в окрестности  $T_A$  в прикладных целях затруднено из-за сильной температурной зависимости  $\gamma(T)$  и необходимости жесткой термостабилизации ферромагнетика.

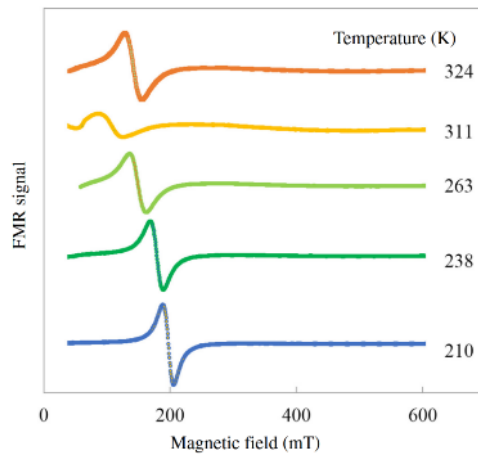


Рис. 4.7. Спектры ФМР в окрестности температуры компенсации углового момента  $T_A = 305$  К пленки феррита-граната  $TmBiGdGa:IG$ .

Разница между  $T_A$  и  $T_M$  обусловлена различием  $g$ -факторов ионов  $Gd^{3+}$  ( $g = 2$ ) и  $Tm^{3+}$  ( $g = 7/6$ ). Это различие приводит к эффективному  $g$ -фактору редкоземельной подрешетки, отличному от  $g$ -фактора железа ( $g = 2$ ). В работах [9, 11, 104, 105], показано, что гиромагнитное отношение для тонких пленок  $Tm:IG$  феррита-граната при комнатной температуре меньше, чем для свободного электрона и составляет от 2.3 до 2.4 МГц/Э. Нами же экспериментально продемонстрировано, что эффективное гиромагнитное отношение феррита-граната  $TmBiGa:IG$  (при частичном замещении ионов железа ионами галлия) приводит к двухкратному росту  $\gamma$  (рис. 4.5). Подробнее данное интересное явление обсуждается в п. 4.3 и 4.4.

### **4.3. Гиромагнитное отношение в пленках ферритов-гранатов TmBiGa:IG. Моделирование**

В данном параграфе проанализированы показанные в п. 4.2 экспериментальные результаты по повышению эффективного гиромагнитного отношения для TmBiGa:IG и сопоставлены с моделью на основе теории молекулярного поля.

Для расчета намагниченности и определения количества вхождения ионов  $Ga^{3+}$  в состав феррита-граната необходимо провести измерения точки Нееля. При полностью заполненных ионами  $Fe^{3+}$  тетраэдрической и октаэдрической подрешеток температура Нееля  $T_N=560$  К [54]. Для исследуемой пленки состава TmBiGa:IG температура Нееля  $T_N = 345$  К (измерена магнитооптическим методом, как это описано в п. 3.3).

Моделирование намагниченности и гиромагнитного отношения проведено на базе теории молекулярного поля (см. п. 1.4) с коэффициентами молекулярного поля согласно [47, 48, 51]. В работах [11, 104, 105], показано, что гиромагнитное отношение для пленок феррита-граната Tm:IG меньше, чем для свободного электрона и составляет от 2.3 до 2.4 МГц/Э, аналогично и для TmBi:IG [9]. Расчетное гиромагнитное отношение для TmBi:IG на основе использованной нами модели составило 2.38 МГц/Э при  $T = 295$  К, что согласуется с экспериментальными данными в работе [9].

На рис. 4.8 показаны результаты моделирования и экспериментов для исследованного нами феррита-граната состава  $Tm_{2.5}Bi_{0.5}Fe_{3.1}Ga_{1.9}O_{12}$  (TmBiGa:IG). При расчете распределение ионов  $Ga^{3+}$  в тетраэдрической и октаэдрической подрешётках принимали как 81,4 к 18,6 % соответственно, что согласуется с данными [47, 54] по распределению тонов  $Ga^{3+}$  по подрешеткам граната. Налицо хорошее согласие результатов моделирования и экспериментальных данных. Намагниченность насыщения получена из данных о доменной структуре с помощью поляризационно-оптической микроскопии и теории Тиля [106, 107], гиромагнитное отношение – из данных ФМР на частоте 9,53 ГГц. Таким образом, наблюдается повышенное

гиромагнитное отношение, не менее чем в 2 раза выше, чем для YIG, а в диапазоне температур ниже 150 К оно вырастает еще вдвое.

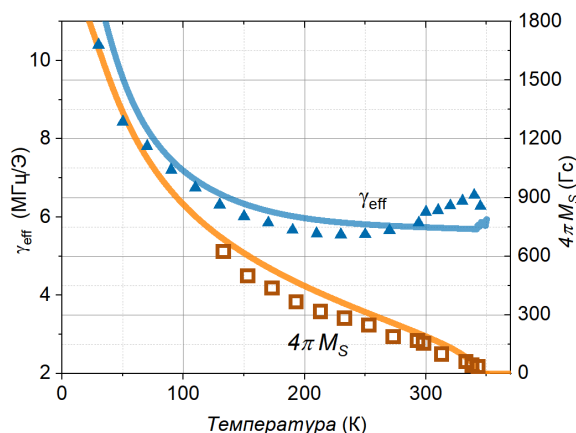


Рис. 4.8. Температурные зависимости намагниченности насыщения  $4\pi M_s$  (оранжевая линия, модель) и гиромагнитного отношения  $\gamma_{\text{eff}}$  (синяя линия, модель) пленки TmBiGa:IG. Маркерами показаны экспериментальные данные.

Ранее повышенное гиромагнитное отношение наблюдалось в узком температурном диапазоне вблизи точки компенсации углового момента  $T_A$  [52, 108], и при удалении от  $T_A$  гиромагнитное отношение стремилось к величине для свободного электрона. Отметим, что в нашем случае повышенное гиромагнитное отношение наблюдается в феррите-гранате состава TmBiGa:IG, не имеющем точек компенсации магнитного и углового моментов. Таким образом, разбавление ионов железа в октаэдрической и тетраэдрической подрешетках немагнитными ионами в тулий-содержащих ферритах-гранатах, в отличие от неразбавленных пленок [9, 11, 104, 105], может приводить к радикальному изменению гиромагнитного отношения (рис. 4.9) и, соответственно, динамических свойств элементов спинтроники, создаваемых на базе ферритов-гранатов.

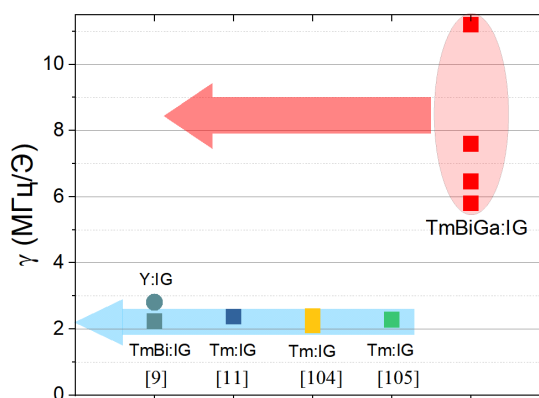


Рис. 4.9. Сравнение величин эффективного гиромагнитного отношения для ферритов-гранатов Tm:IG, TmBi:IG, YIG из литературных данных [9, 11, 104, 105] с полученными при выполнении данной работы величинами гиромагнитного отношения пленок TmBiGa:IG.

#### 4.4. Особенности регистрации спектров ФМР в пленках TmBiGa:IG с повышенным гиромагнитным отношением

Гиромагнитное отношение является динамическим параметром магнетика, и его исследование возможно только в динамических экспериментах. В данной работе свойства монокристаллических пленок ферритов-гранатов TmBiGa:IG исследованы методом ферромагнитного резонанса (ФМР). Содержание тулия и галлия в пленках различно, но все пленки не имели точек компенсации магнитного и углового моментов. Далее результаты приведены для пленки состава  $Tm_2Bi_1Fe_{3,35}Ga_{1,65}O_{12}$  толщиной ~12 мкм, По данным вибрационной магнитометрии, поле перпендикулярной одноосной анизотропии образца  $H_A=1570$  Э, поле насыщения  $H_s=130$  Э. Сигналы ФМР, полученные с помощью спектрометра Bruker ER200 с объемным резонатором в геометрии TE102 на частоте  $f=9,53$  ГГц, показаны на рис. 4.10.

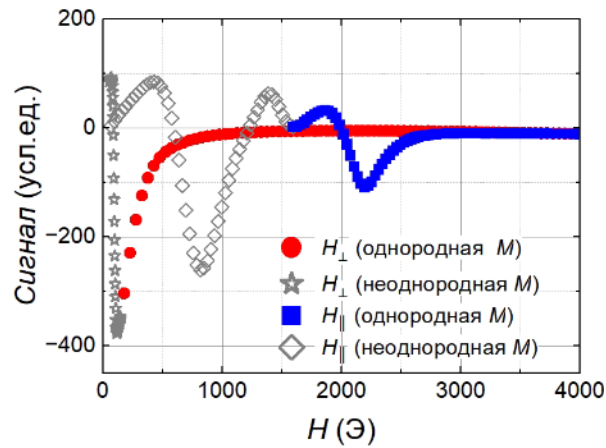


Рис. 4.10. Спектры ФМР на частоте  $f = 9.53$  ГГц. Внешнее магнитное поле  $H$  приложено в плоскости пленки (маркеры – синие заполненные квадраты и серые ромбы) и перпендикулярно плоскости пленки (маркеры – красные заполненные кружочки и серые звездочки).

Для внешнего магнитного поля, приложенного перпендикулярно плоскости образца  $H_{\perp}$ , напряженность резонансного поля  $H_r < H_s$ . Для внешнего поля, приложенного параллельно плоскости образца  $H_{\parallel}$ , запись части сигнала происходит в условиях  $H_{\parallel} < H_A$ . Оба случая,  $H_r < H_s$  и  $H_{\parallel} < H_A$ , означают, что расчет собственных частот ФМР в таких условиях (на рис. 1 соответствующие части сигналов ФМР отображены незаполненными серыми маркерами) требуют особого анализа [85], выходящего за рамки данной работы. Поэтому исследования дополнены измерениями спектров ФМР с помощью широкополосного спектрометра PhaseFMR-40 с микрополосковой линией, работающего на частоте СВЧ-поля до 40 ГГц.

При увеличении частоты СВЧ-поля наблюдается монотонное возрастание резонансного магнитного поля, что следует из условий ФМР, описываемого уравнением Ландау-Лифшица-Гильберта [86–88], и, как следствие, спектр ФМР регистрируется в области, где направления векторов намагниченности образца и постоянного магнитного поля совпадают (рис. 4.11а). По форме сигнала ФМР, особенно в случае приложения внешнего поля параллельно плоскости образца  $H_{\parallel}$ , видно, что сигнал состоит из двух

компонентов. В случае приложения внешнего поля перпендикулярно плоскости образца  $H_{\perp}$  компоненты сигнала ФМР явно проявляются при частотах выше 18 ГГц (рис. 4.11б).

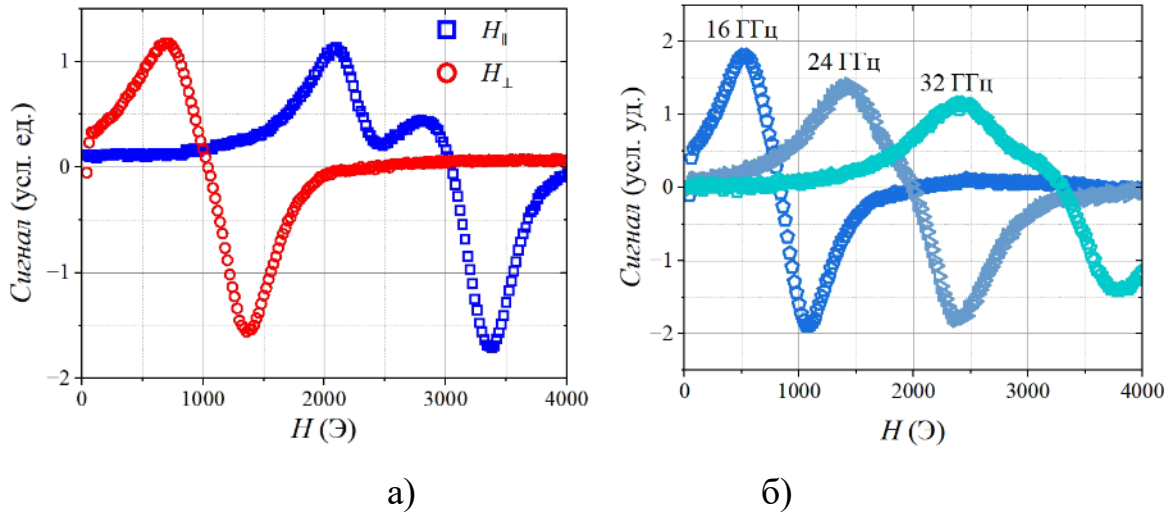


Рис. 4.11. а) Спектры ФМР на частоте  $f = 18$  ГГц. Внешнее магнитное поле  $H$  приложено в плоскости пленки (маркеры – синие квадраты) и перпендикулярно плоскости пленки (маркеры – красные кружочки). б) Эволюция спектров ФМР при изменении частоты СВЧ поля. Магнитное поле приложено перпендикулярно плоскости пленки  $H_{\perp}$ .

Для анализа экспериментально полученных сигналов ФМР проведена их аппроксимация как сумма двух компонентов в виде производных Лоренца, аналогично [109]:

$$F(H) = -\frac{2A(H - H_r)}{\Delta H^2 \left( 1 + \left( \frac{H - H_r}{\Delta H} \right)^2 \right)^2} \quad (4.4)$$

Здесь  $H_r$  – резонансное поле,  $\Delta H$  – полуширина линии ФМР,  $A$  – амплитуда сигнала ФМР. Пример аппроксимации сигнала ФМР на частоте  $f = 24$  ГГц с учётом вклада, симметричного относительно оси ординат, представлен на рис. 4.12. Сигнал ФМР с высокой достоверностью описывается вкладами двух



компонентов-лоренцианов (4.4), причем вклады этих компонентов в амплитуду общего сигнала ФМР близки.

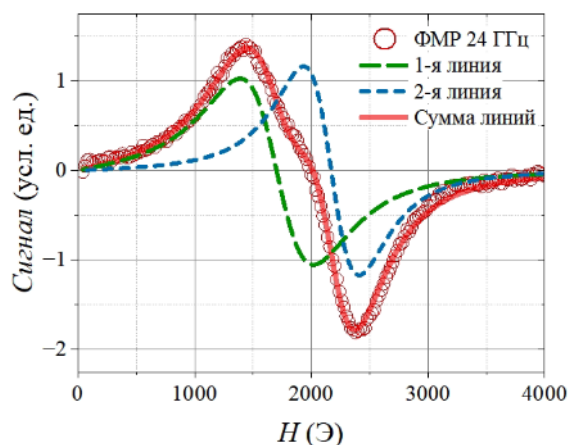


Рис. 4.12. Экспериментальный сигнал ФМР на частоте 24 ГГц в магнитном поле, приложенном перпендикулярно плоскости пленки (красные маркеры) и результаты аппроксимации сигнала ФМР двумя компонентами-лоренцианами (синяя линия -короткие штрихи и зеленая линия - длинные штрихи) и суммой двух компонентов (красная линия).

По результатам аппроксимации сигналов ФМР, полученных на разных частотах при перпендикулярной ориентации внешнего магнитного поля, построены зависимости собственных частот ФМР  $f_R(H_R)$  с учетом двухкомпонентных особенностей сигналов ФМР. (рис. 4.12). Наклон зависимостей  $f_R(H_R)$  характеризует гиромагнитное отношение феррита-граната. Для уточнения полученных частотно-полевых зависимостей параметров сигналов ФМР выведено резонансное соотношение (4.6) и рассчитаны собственные частоты ФМР  $f_R$  подобно [109, 110] на основе уравнения Ландау-Лифшица-Гильберта [86–88] (1.10), описанном в п. 1.3 данной диссертации.

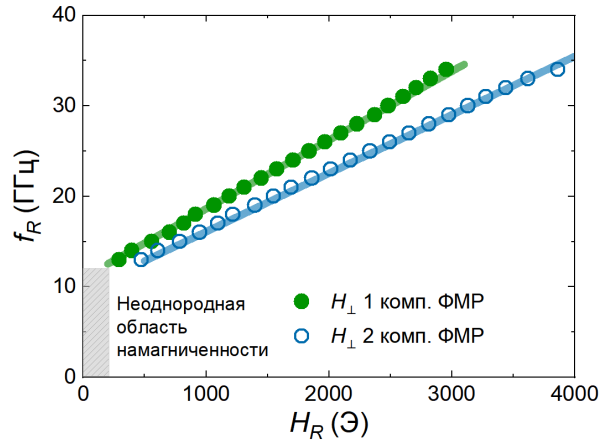


Рис. 4.13. Зависимость резонансной частоты ФМР  $f_R$  от резонансного поля  $H_R$ , приложенного перпендикулярно (маркеры – кружочки) плоскости пленки. Данные основаны на представлении сигналов ФМР в виде двух компонентов-лоренцианов (см. рис. 4.12). Для первого компонента сигнала ФМР данные показаны зеленым цветом и закрашенными маркерами, для второго – синим и открытыми маркерами. Сплошные линии – аппроксимация экспериментальных зависимостей на основе резонансного соотношения (4.6). Серым цветом выделена область, соответствующая неоднородному состоянию намагниченности образца.

В случае вклада в энергию магнетика только энергии одноосной магнитной анизотропии и энергии Зеемана полная магнитная энергия запишется в виде

$$U = -(\mathbf{M} \cdot \mathbf{H}) + \frac{4\pi M_S - H_A}{2M_S} (\mathbf{M} \cdot \mathbf{n}_U)^2. \quad (4.5)$$

Здесь  $\mathbf{n}_U$  – единичный вектор - нормаль к пленке. В этом случае решение линеаризованного уравнения (1.10) дает для собственной частоты прецессии  $\omega$  выражение

$$\omega = \gamma \sqrt{[H_R \cos(\varphi_H - \varphi_M) - H_{Aeff} \cos(2\varphi_M)][H_R \cos(\varphi_H - \varphi_M) + H_{Aeff} \sin^2(\varphi_M)],} \quad (4.6)$$

где  $\omega = 2\pi f$ ,  $H_{Aeff} = H_A - 4\pi M_S$ . Геометрия задачи в данном случае совпадает с принятой в [109],  $\varphi_H$  и  $\varphi_M$  – углы отклонения векторов внешнего магнитного поля  $H$  и равновесной намагниченности от плоскости образца.

Обработка угловой зависимости резонансного поля при повороте вектора внешнего магнитного поля от плоскости образца к нормали позволяет определить  $H_{Aeff}$  и зависимость  $\varphi_M$  от  $\varphi_H$  [109]. В ходе этой обработки построены полевые зависимости резонансных частот для обеих компонент линий ФМР при перпендикулярной ориентации внешнего магнитного поля (рис. 4.12) и рассчитаны величины гиромагнитных отношений: 7.6 МГц/Э для первой компоненты и 6.46 МГц/Э для второй. Расчётные линии на рис. 4.13 построены с помощью соотношения (4.6) с параметрами  $H_{Aeff}$  и  $\gamma$ , полученными из угловых зависимостей, и наглядно демонстрируют хорошее согласие обеих методик.

Таким образом, полученные результаты показывают, что в исследуемом образце сформировались две магнитные подсистемы с разными величинами эффективного гиромагнитного отношения. Рассмотрим возможные варианты этого явления. Причиной могут быть интерфейсные эффекты на границах пленка/подложка и/или пленка/воздух [84]. Но, как известно, интерфейсные эффекты проявляются на нанометровых толщинах, и в нашем случае их влияние минимизируется толщиной исследуемого образца ( $\sim 12$  мкм) и тем фактом, что вклады компонентов в амплитуду сигнала ФМР близки (рис. 3). Другой причиной могут быть особенности объемной структуры феррита-граната. Для выяснения такой возможности проведем на основе формулы Киттеля (1.16) [55], рассмотренной в п. 1.4. данной диссертационной работы. Формула Киттеля может быть применена в нашем случае, поскольку константа затухания Гильберта на основе данных на рис. 4.12 оценивается как  $\alpha \sim 0.18$ .

Подставляя намагниченности каждой подрешётки, полученные из уравнения (1.12), в уравнение (1.16) и варьируя степень замещения ионов  $Fe^{3+}$  ионами  $Ga^{3+}$  в октаэдрической и тетраэдрической подрешётках, получаем зависимость гиромагнитного отношения от процентного вхождения ионов  $Ga^{3+}$  в октаэдрическую подрешетку (рис. 4.14, данные для гиромагнитного

отношения приведены при  $T=295$  К). Соотношение ионов  $Fe^{3+}$  и  $Ga^{3+}$  в феррите-гранате влияет на величину температуры Нееля  $T_N$  [94], для исследуемого феррита-граната  $T_N=365$  К. Как правило, доля замещения ионов  $Fe^{3+}$  ионами  $Ga^{3+}$  в октаэдрической подрешётке варьируется в пределах от 5 до 20%. Это справедливо при общем замещении ионами  $Ga^{3+}$  менее двух формульных единиц ионов  $Fe^{3+}$  [47, 54]

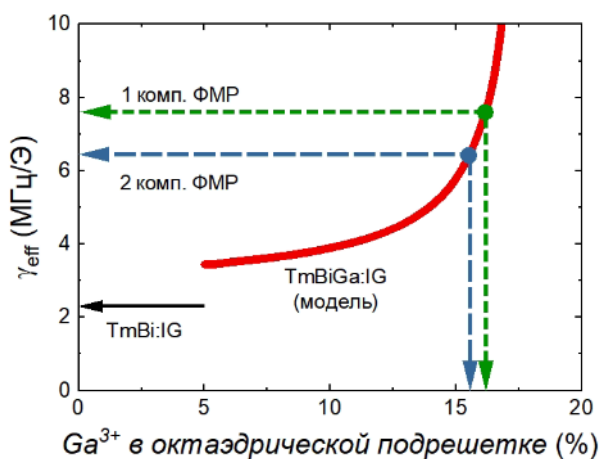


Рис. 4.14. Зависимость эффективного гиромагнитного отношения  $\gamma_{eff}$  феррита-граната состава  $TmBiGa:IG$  от вхождения ионов  $Ga^{3+}$  в октаэдрическую подрешетку (красная линия, расчет на основе теории молекулярного поля). Пунктирными линиями синего и зеленого цветов показаны экспериментальные данные гиромагнитного отношения для двух компонентов сигнала ФМР (см. рис. 4.12, 4.13) и соответствующие ожидаемые концентрации ионов  $Ga^{3+}$  в октаэдрической подрешетке граната. Черной стрелкой показана экспериментально измеренная величина гиромагнитного отношения для феррита-граната  $TmBi:IG$  [9].

Увеличение концентрации ионов  $Ga^{3+}$  в октаэдрической подрешетке приводит к росту эффективного гиромагнитного отношения (рис. 4.14). Этот эффект, в соответствии с формулой Киттеля (1.16), обусловлен снижением общей намагниченности железных подрешеток, вызванным замещением магнитных ионов  $Fe^{3+}$  немагнитными ионами  $Ga^{3+}$ . Отметим, что при общем замещении ионов  $Fe^{3+}$  ионами  $Ga^{3+}$  на уровне 1.6 формульных единиц граната вхождение ионов  $Ga^{3+}$  в октаэдрическую подрешетку на уровне 16% является

характерной величиной. Экспериментально наблюдаемые компоненты сигнала ФМР с разными гиромагнитными отношениями  $\gamma_{\text{eff1}}=7.6$  МГц/Э и  $\gamma_{\text{eff2}}=6.46$  МГц/Э (рис. 4.13, 4.14) обусловлены особенностями распределения ионов  $\text{Ga}^{3+}$  по объему феррита-граната, причем разница в распределении ионов между подрешетками граната составляет всего  $\sim 1\%$ .

Таким образом, впервые обнаружена экспериментально и подтверждена теоретически возможность достижения высокого гиромагнитного отношения в ферримагнетике, не имеющем точек компенсации магнитного и углового моментов. Показано, что гиромагнитное отношение в тулий-содержащих ферритах-гранатах можно значительно, в 3–5 раз повысить при разбавлении ионов железа ионами галлия, причем величина гиромагнитного отношения зависит как от содержания ионов галлия, так и от их распределения между октаэдрической и тетраэдрической подрешетками феррита-граната. Увеличение гиромагнитного отношения в 3 раза и более наблюдалось экспериментально для случая, соответствующего среднему уровню замещения ионов  $\text{Fe}^{3+}$  ионами  $\text{Ga}^{3+}$  в октаэдрической подрешетке. При изменении условий синтеза ферритов-гранатов уровень замещения ионов  $\text{Fe}^{3+}$  может быть повышен, а, следовательно, и величина гиромагнитного отношения увеличена. Гиромагнитное отношение – ключевой параметр, определяющий скорость протекания процессов в спиновой системе магнетика, и полученные результаты имеют важное значение для значительного повышения быстродействия устройств спинтроники, создаваемых на базе ферримагнетиков.

#### ***4.5. Выводы по главе 4***

1. Экспериментально продемонстрировано, что в TmBiGa:IG ферритах-гранатах замещение ионов Fe ионами Ga на уровне 1.6-2.2 ф.е. приводит к значительному, до 5 раз увеличению эффективного гиромагнитного отношения.

2. Возможность достижения высокого гиромагнитного отношения в ферромагнетиках, не имеющих точек компенсации магнитного и углового моментов, впервые обнаружена экспериментально и подтверждена теоретически.

3. Моделирование температурных зависимостей намагниченности и гиромагнитного отношения феррита-граната TmBiGa:IG на базе теории молекулярного поля и формулы Киттеля с учетом распределения ионов галлия в октаэдрической и тетраэдрической подрешетках показало хорошее согласие с экспериментальными результатами.

4. Уникальное сочетание высокой магнитооптической активности и динамических параметров ферритов-гранатов TmBiGa:IG придает перспективы для их применений в криогенных квантовых компьютерах и в спин-фотонных высокоскоростных системах хранения и обработки данных.

Основные результаты, изложенные в гл. 4, опубликованы в работах [A1, A2, A6, A12].

## Заключение

1. Показано, что при исследовании магнитооптических свойств пленок Bi:IG предельно малых толщин, сравнимых с периодом кристаллической решетки граната, эффективна методика регистрации спектров магнитного циркулярного дихроизма с последующим восстановлением спектров эффекта Фарадея путем моделирования с использованием соотношения Крамерса-Кронига.

2. В поликристаллических пленках ферритов-гранатов с высоким содержанием висмута при изменении толщин в диапазоне от 300 нм и вплоть до одного периода кристаллической решетки граната энергии диамагнитных переходов при комнатной температуре изменяются незначительно, не более чем на 0,07 эВ.

3. В гетероструктуре Bi:IG/GGG/SiO<sub>2</sub> обнаружен интерфейсный слой Bi:IG/GGG с эффективной толщиной до 10 нм. Показано, что интерфейсный слой возникает из-за диффузии ионов Gd<sup>3+</sup> и Ga<sup>3+</sup> из слоя GGG, что приводит к снижению температуры Нееля и возникновению точки компенсации магнитного момента в слоях Bi:IG толщиной менее 10 нм. Появление точки компенсации в наноразмерных пленках Bi:IG из-за диффузии ионов на интерфейсе Bi:IG/GGG подчеркивает необходимость учета интерфейсных эффектов в тонких и предельно тонких пленках.

4. Исследованы особенности диамагнитных переходов, обусловленных вхождением ионов Fe<sup>3+</sup> в различные подрешетки феррита-граната. Обнаружено скачкообразное изменение энергии диамагнитных переходов в окрестности точки компенсации магнитного момента ферромагнетика.

5. Экспериментально продемонстрировано, что в ферритах-гранатах TmBiGa:IG замещение ионов Fe<sup>3+</sup> ионами Ga<sup>3+</sup> на уровне 1.6-2.2 формульных единиц приводит к значительному, в 3-5 раз увеличению эффективного гиромагнитного отношения.

6. Возможность достижения высокого гиромагнитного отношения в ферромагнетиках, не имеющих точек компенсации магнитного и углового

моментов, впервые обнаружена экспериментально и подтверждена теоретически.

7. Моделирование температурных зависимостей намагниченности и гиромангнитного отношения феррита-граната TmBiGa:IG на базе теории молекулярного поля и формулы Киттеля с учетом распределения ионов галлия в октаэдрической и тетраэдрической подрешетках показало хорошее согласие с экспериментальными результатами.

### **Список публикаций автора, соответствующих требованиям ВАК**

- A1. Logunov M.V., Safonov S.S., Fedorov A.S., Danilova A.A., Moiseev N.V., Safin A.R., Nikitov S.A., Kirilyuk A. Domain Wall Motion Across Magnetic and Spin Compensation Points in Magnetic Garnets // *Physical Review Applied*. - 2021. - Vol. 15. - No. 6. - P. 064024.
- A2. Федоров А.С., Демидов В.В., Никитов С.А., Логунов М.В. Регистрация и анализ ориентационных зависимостей ферромагнитного резонанса // *Радиоэлектроника. Наносистемы. Информационные технологии*. - 2025. - Т.17. - № 4. - С. 403-408.
- A3. Снегирёв Н.И., Куликов А.Г., Любутин И.С., Федорова А.А., Федоров А.С., Логунов М.В., Ягупов С.В., Стругацкий М.Б. Эволюция магнитной доменной структуры в монокристаллах бората железа FeBO<sub>3</sub> во внешних полях по данным рентгенодифракционных и магнитооптических исследований // *Кристаллография*. - 2025. - Т. 70. - № 4. - С. 643-649.
- A4. Суслов Д.А., Коледов В.В., Пойманов В.Д., Ветошко П.М., Щеглов В.И., Колесов К.А., Маширов А.В., Федоров А.С., Логунов М.В., Шавров В.Г. Фазовые диаграммы редкоземельных ферритов-гранатов с точкой компенсации в области взаимодействия фазовых переходов // *Челябинский физико-математический журнал*. - 2025. - Т. 10. - № 2. - С. 354-365.
- A5. Федоров А.С., Никитов С.А., Логунов М.В. Магнитооптические свойства гетероструктуры BiIG/GGG/SiO<sub>2</sub> в окрестности точки компенсации



магнитного момента // Радиотехника и электроника. - 2025. - Т. 70 - № 7. - С. 71-75.

- A6. Федоров А.С., Демидов В.В., Логунов М.В. Высокое гироманнитное отношение в тулий-содержащих ферритах-гранатах // Письма в ЖЭТФ. - 2025. - Т. 122. - № 8.
- A7. Федоров А.С., Митрофанова А.Ю., Логунов М.В. Программа расчета намагниченности многоподрешеточных ферримагнетиков с WEB-интерфейсом // Свидетельство о государственной регистрации программы для ЭВМ № RU2024619961. - 2024.
- A8. Федоров А.С., Демидов В.В., Логунов М.В. Программа управления вращением гониометра в спектрометре с помощью шагового двигателя // Свидетельство о государственной регистрации программы для ЭВМ № RU2025664895. - 2025.

#### **Дополнительные публикации автора**

- A9. Fedorov A.S., Fedorova A.A., Safonov S.S., Kotov V.A., Nikitov S.A., Stognii A., Logunov M.V., Magnetic circular dichroism and Faraday effect of Bi-containing nanometer-thick garnet films // International Conference «Functional Materials» ICFM-2021 Book Of Abstracts. P. 191 (2021). eLIBRARY ID: 46686364
- A10. Вилков Е.А., Сафонов С.С., Темирязов А.Г., Федоров А.С., Федорова А. А., Логунов М.В. Исследование свойств магнитооптических пленок и пленочных наноструктур для интегрально-оптических невзаимных устройств межсоединений верхнего уровня УБИС // Вестник РФФИ. - 2023. - Том 2. - №. 118. – С.141-151.
- A11. Никитов С.А., Логунов М.В., Сафонов С.С., Федоров А.С., Сафин А.Р. Терагерцовая спин-фотоника и магноника: Коллективная монография. - Российская академия наук. - Москва, 2023. – С. 110-151.
- A12. Федоров А. С., Демидов В. В., Федорова А. А., Сафонов С. С., Никитов С. А., Логунов М. В. Ферромагнитный резонанс в тулий-замещенных ферритах-гранатах. Нанофизика и наноэлектроника // Труды XXVIII

Международного симпозиума (Нижний Новгород, 11–15 марта 2024 г.).  
388–389 с. ISBN: 978-5-8048-0123-7

A13. Павлов М.С., Федоров А.С., Сафонов С.С., Федорова А.А., Никитов С.А.,  
Логунов М.В. Диамагнитные переходы и спектры магнитного  
циркулярного дихроизма пленок ферритов-гранатов с высоким  
содержанием висмута // Труды 66-й Всероссийской научной конференции  
МФТИ 1-6 апреля 2024 г Электроника, фотоника и молекулярная физика.  
- М: Физматкнига, 2024. - С. 124. ISBN978-5-89155-413-9

## Список цитируемой литературы

1. Никитов С.А., Сафин А.Р., Калябин Д.В., Садовников А.В., Бегинин Е.Н., Логунов М.В., Морозова М.А., Одинцов С.А., Осокин С.А., Шараевская А.Ю., Шараевский Ю.П., Кириллюк А.И. Диэлектрическая магноника – от гигагерцев к терагерцам // Успехи Физических Наук. – 2020. – т. 190. – № 10. – С. 1009–1040. – . DOI: 10.3367/UFNr.2019.07.038609.
2. Aparnadevi N., Saravana Kumar K., Manikandan M., Santhosh Kumar B., Stella Punitha J., Venkateswaran C. Structural properties, optical, electrical and magnetic behavior of bismuth doped  $Gd_3Fe_5O_{12}$  prototype garnet // Journal of Materials Science: Materials in Electronics. – 2020. – т. 31. – № 3. – С. 2081–2088. – . DOI: 10.1007/s10854-019-02729-4.
3. Pintus P., Ranzani L., Pinna, S., Huang D., Gustafsson M.V., Karinou F., Casula G.A., Shoji Y., Takamura Y., Mizumoto T., Soltani M., Bowers J.E. An integrated magneto-optic modulator for cryogenic applications // Nature Electronics. – 2022. – т. 5. – № 9. – С. 604–610. – . DOI: 10.1038/s41928-022-00823-w.
4. Pyatakov A., Kaminskiy A., Lomov E., Ren W., Cao S., Zvezdin A. Routes to Low-Energy Magnetic Electronics // SPIN. – 2019. – т. 09. – № 02. – С. 1940004. – . DOI: 10.1142/S2010324719400046.
5. Berzhansky V., Mikhailova T., Shaposhnikov A., Prokopov A., Karavainikov A., Kotov V., Balabanov D., Burkov V. Magneto-optics of nanoscale Bi:YIG films // Applied Optics. – 2013. – т. 52. – № 26. – С. 6599. – . DOI: 10.1364/AO.52.006599.
6. Zhang Y., Feng X., Zheng Z., Zhang Z., Lin K., Sun X., Wang G., Wang J., Wei J., Vallobra P., He Y., Wang Z., Chen L., Zhang K., Xu Y., Zhao W. Ferrimagnets for spintronic devices: From materials to applications // Applied Physics Reviews. – 2023. – т. 10. – № 1. – С. 011301. – . DOI: 10.1063/5.0104618.
7. Popova E., Shengelaya A., Daraselia D., Japaridze D., Cherifi-Hertel S., Bocher L., Gloter A., Stéphan O., Dumont Y., Keller N. Bismuth iron garnet

- $\text{Bi}_3\text{Fe}_5\text{O}_{12}$ : A room temperature magnetoelectric material // *Applied Physics Letters*. – 2017. – т. 110. – № 14. – С. 142404. – . DOI: 10.1063/1.4979826.
8. Blank T.G.H., Grishunin K.A., Mashkovich E.A., Logunov M.V., Zvezdin A.K., Kimel A.V. THz-Scale Field-Induced Spin Dynamics in Ferrimagnetic Iron Garnets // *Physical Review Letters*. – 2021. – т. 127. – № 3. – С. 037203. – . DOI: 10.1103/PhysRevLett.127.037203.
  9. Zhang X., Jin L., Zhang D., Liu B., Meng H., Zhang L., Zhong Z., Tang X. Strong Perpendicular Anisotropy and Anisotropic Landé Factor in Bismuth-Doped Thulium Garnet Thin Films // *Frontiers in Materials*. – 2022. – т. 9. – С. 879711. – . DOI: 10.3389/fmats.2022.879711.
  10. Zhang T., Yang Y., Wu D., Wang J., Wei Z., Yan W., Bi L. Silicon integrated  $\text{Bi}_2\text{TbFe}_5\text{O}_{12}$  thin films for O-band nonreciprocal photonic device applications // *Optical Materials Express*. – 2024. – т. 14. – № 3. – С. 767. – . DOI: 10.1364/OME.519523.
  11. Omar G.J., Gargiani P., Valvidares M., Lim Z.S., Prakash S., Suraj T.S., Ghosh A., Lim S.T., Lourembam J., Ariando A. Room Temperature Strong Orbital Moments in Perpendicularly Magnetized Magnetic Insulator // *Advanced Functional Materials*. – 2025. – т. 35. – № 4. – С. 2414188. – . DOI: 10.1002/adfm.202414188.
  12. Gilleo M.A. Ferromagnetic insulators: Garnets // *Handbook of Ferromagnetic Materials*. - Elsevier, 1980. - Vol. 2. - P. 1-53.
  13. Ignatyeva D.O., Karki D., Voronov A.A., Kozhaev M.A., Krichevsky D.M., Chernov A.I., Levy M., Belotelov V.I. All-dielectric magnetic metasurface for advanced light control in dual polarizations combined with high-Q resonances // *Nature Communications*. – 2020. – т. 11. – № 1. – С. 5487. – . DOI: 10.1038/s41467-020-19310-x.
  14. Ahmed A.S., Lee A.J., Bagués N., McCullian B.A., Thabt A.M.A., Perrine A., Wu P.-K., Rowland J.R., Randeria M., Hammel P.C., McComb D.W., Yang F. Spin-Hall Topological Hall Effect in Highly Tunable Pt/Ferrimagnetic-

- Insulator Bilayers // *Nano Letters*. – 2019. – т. 19. – № 8. – С. 5683–5688. – DOI: 10.1021/acs.nanolett.9b02265.
15. Vélez S., Schaab J., Wörnle M.S., Müller M., Gradauskaite E., Welter P., Gutgsell C., Nistor C., Degen C.L., Trassin M., Fiebig M., Gambardella P. High-speed domain wall racetracks in a magnetic insulator // *Nature Communications*. – 2019. – т. 10. – № 1. – С. 4750. – DOI: 10.1038/s41467-019-12676-7.
  16. Tang C., Sellappan P., Liu Y., Xu Y., Garay J.E., Shi J. Anomalous Hall hysteresis in  $\text{Tm}_3\text{Fe}_5\text{O}_{12}/\text{Pt}$  with strain-induced perpendicular magnetic anisotropy // *Physical Review B*. – 2016. – т. 94. – № 14. – С. 140403. – DOI: 10.1103/PhysRevB.94.140403.
  17. Lee A.J., Guo S., Flores J., Wang B., Bagués N., McComb D.W., Yang F. Investigation of the Role of Rare-Earth Elements in Spin-Hall Topological Hall Effect in Pt/Ferrimagnetic-Garnet Bilayers // *Nano Letters*. – 2020. – т. 20. – № 6. – С. 4667–4672. – DOI: 10.1021/acs.nanolett.0c01620.
  18. Caretta L., Rosenberg E., Büttner F., Fakhrul T., Gargiani P., Valvidares M., Chen Z., Reddy P., Muller D.A., Ross C.A., Beach G.S.D. Interfacial Dzyaloshinskii-Moriya interaction arising from rare-earth orbital magnetism in insulating magnetic oxides // *Nature Communications*. – 2020. – т. 11. – № 1. – С. 1090. – DOI: 10.1038/s41467-020-14924-7.
  19. Avcı C.O., Rosenberg E., Baumgartner M., Beran L., Quindeau A., Gambardella P., Ross C.A., Beach G.S.D. Fast switching and signature of efficient domain wall motion driven by spin-orbit torques in a perpendicular anisotropy magnetic insulator/Pt bilayer // *Applied Physics Letters*. – 2017. – т. 111. – № 7. – С. 072406. – DOI: 10.1063/1.4994050.
  20. Avcı C.O., Rosenberg E., Caretta L., Büttner F., Mann M., Marcus C., Bono D., Ross C.A., Beach G.S.D. Interface-driven chiral magnetism and current-driven domain walls in insulating magnetic garnets // *Nature Nanotechnology*. – 2019. – т. 14. – № 6. – С. 561–566. – DOI: 10.1038/s41565-019-0421-2.

21. Geller S., Gilleo M.A. The crystal structure and ferrimagnetism of yttrium-iron garnet,  $Y_3Fe_2(FeO_4)_3$  // *Journal of Physics and Chemistry of Solids*. – 1957. – т. 3. – № 1–2. – С. 30–36. – . DOI: 10.1016/0022-3697(57)90044-6.
22. Akhtar M.N., Hussain T., Khan M.A., Ahmad M. Structural, magnetic, dielectric and high frequency response of synthesized rare earth doped bismuth nano garnets (BIG) // *Results in Physics*. – 2018. – т. 10. – С. 784–793. – . DOI: 10.1016/j.rinp.2018.07.038.
23. Garskaite E., Gibson K., Leleckaite A., Glaser J., Niznansky D., Kareiva A., Meyer H.-J. On the synthesis and characterization of iron-containing garnets ( $Y_3Fe_5O_{12}$ , YIG and  $Fe_3Al_5O_{12}$ , IAG) // *Chemical Physics*. – 2006. – т. 323. – № 2–3. – С. 204–210. – . DOI: 10.1016/j.chemphys.2005.08.055.
24. Gatelytė A., Jasaitis D., Beganskienė A., Kareiva A. Sol-Gel Synthesis and Characterization of Selected Transition Metal Nano-Ferrites // *Materials Science*. – 2011. – т. 17. – № 3. – С. 302–307. – . DOI: 10.5755/j01.ms.17.3.598.
25. Shinagawa K., Taniguchi S. Solubility Limits of Bismuth in Rare-Earth Iron Garnets // *Japanese Journal of Applied Physics*. – 1974. – т. 13. – № 10. – С. 1663–1664. – . DOI: 10.1143/JJAP.13.1663.
26. Ashurov M.Kh., Voronko Yu., Osiko V.V., Sobol A.A., Timoshechkin M.I. Spectroscopic study of stoichiometry deviation in crystals with garnet structure // *Physica Status Solidi (a)*. – 1977. – т. 42. – № 1. – С. 101–110. – . DOI: 10.1002/pssa.2210420108.
27. Opuchovic O., Niznansky D., Kareiva A. Thermoanalytical (TG/DSC/EVG–GC–MS) characterization of the lanthanide (Ho) iron garnet formation in sol–gel: Thermal process // *Journal of Thermal Analysis and Calorimetry*. – 2017. – т. 130. – № 2. – С. 1085–1094. – . DOI: 10.1007/s10973-017-6492-0.
28. Parida S.C., Rakshit S.K., Singh, Z. Heat capacities, order–disorder transitions, and thermodynamic properties of rare-earth orthoferrites and rare-earth iron garnets // *Journal of Solid State Chemistry*. – 2008. – т. 181. – № 1. – С. 101–121. – . DOI: 10.1016/j.jssc.2007.11.003.

29. Sirdeshmukh L., Krishna Kumar K., Bal Laxman S., Rama Krishna A., Sathaiah, G. Dielectric properties and electrical conduction in yttrium iron garnet (YIG) // *Bulletin of Materials Science*. – 1998. – Т. 21. – № 3. – С. 219–226. – . DOI: 10.1007/BF02744973.
30. Saunders G.A., Parker S.C., Benbattouche N., Alberts H.L. Elastic and nonlinear acoustic properties of the terbium iron garnet  $Tb_3Fe_5O_{12}$  in relation to those of other garnets // *Physical Review B*. – 1992. – Т. 46. – № 14. – С. 8756–8767. – . DOI: 10.1103/PhysRevB.46.8756.
31. Rennie R., Law J., *Oxford Dictionary of Physics*. – 8. – Oxford University Press, 2019.
32. Néel L. Magnetism and Local Molecular Field // *Science*. – 1971. – Т. 174. – № 4013. – С. 985–992. – . DOI: 10.1126/science.174.4013.985.
33. Hirata Y., Kim D.-H., Okuno T., Nishimura T., Kim D.-Y., Futakawa Y., Yoshikawa H., Tsukamoto A., Kim K.-J., Choe S.-B., Ono T. Correlation between compensation temperatures of magnetization and angular momentum in GdFeCo ferrimagnets // *Physical Review B*. – 2018. – Т. 97. – № 22. – . DOI: 10.1103/physrevb.97.220403.
34. Chudo H., Imai M., Matsuo M., Maekawa S., Saitoh E. Observation of the Angular Momentum Compensation by Barnett Effect and NMR // *Journal of the Physical Society of Japan*. – 2021. – Т. 90. – № 8. – . DOI: 10.7566/jpsj.90.081003.
35. Wegrowe J.-E., Ciornei M.-C. Magnetization dynamics, gyromagnetic relation, and inertial effects // *American Journal of Physics*. – 2012. – Т. 80. – № 7. – С. 607–611. – . DOI: 10.1119/1.4709188.
36. Zvezdin A.K., Kotov V.A. *Modern magneto-optics and magneto-optical materials : Studies in condensed matter physics*. – Bristol : Philadelphia, Pa: Institute of Physics Pub, 1997. – 386 с.
37. Sugano S., Kojima N., *Magneto-Optics: Springer Series in Solid-State Sciences*. т. 128. – Berlin, Heidelberg: Springer Berlin Heidelberg, 2000.

38. Dionne G.F., Allen G.A. Spectral origins of giant Faraday rotation and ellipticity in Bi-substituted magnetic garnets // *Journal of Applied Physics*. – 1993. – т. 73. – № 10. – С. 6127–6129. – . DOI: 10.1063/1.352723.
39. Deb M., Popova E., Fouchet A., Keller N. Magneto-optical Faraday spectroscopy of completely bismuth-substituted  $\text{Bi}_3\text{Fe}_5\text{O}_{12}$  garnet thin films // *Journal of Physics D: Applied Physics*. – 2012. – т. 45. – № 45. – С. 455001. – . DOI: 10.1088/0022-3727/45/45/455001.
40. Teurtrie A., Bocher L., Mouglin A., Keller N., Gloter A., Popova E. Evolution of structural and magnetic properties of multifunctional bismuth iron garnets upon Ca and Y doping // *Physical Review Materials*. – 2020. – т. 4. – № 6. – С. 064401. – . DOI: 10.1103/PhysRevMaterials.4.064401.
41. Allen G.A., Dionne G.F. Application of permittivity tensor for accurate interpretation of magneto-optical spectra // *Journal of Applied Physics*. – 1993. – т. 73. – № 10. – С. 6130–6132. – . DOI: 10.1063/1.352724.
42. Dionne G.F. *Magnetic Oxides*. – Boston, MA: Springer US, 2009.
43. Verma S., Maity M., Maurya A., Singh R., Bhoi B. Evolution of microstructure, magnetic and microwave properties of sputter deposited polycrystalline YIG thin films // *Journal of Materials Science: Materials in Electronics*. – 2024. – т. 35. – № 2. – С. 105. – . DOI: 10.1007/s10854-023-11809-5.
44. Ветошко П.М., Бержанский В.Н., Полулях С.Н., Суслов Д.А., Маширов А.В., Шавров В.Г., Павлюк Е.И. Магнитооптическая визуализация магнитных фаз в эпитаксиальной пленке феррита-граната вблизи точки компенсации // *Радиотехника и электроника*. – 2023. – т. 68. – № 4. – С. 391–395. – . DOI: 10.31857/S0033849423040149.
45. Brandle C.D., Blank S.L. Magnetic moments for mixed substituted rare earth iron garnets // *IEEE Transactions on Magnetics*. – 1976. – т. 12. – № 1. – С. 14–18. – . DOI: 10.1109/TMAG.1976.1058984.
46. Rado G.T., Folen V.J. Determination of Molecular Field Coefficients in Ferrimagnets // *Journal of Applied Physics*. – 1960. – т. 31. – № 1. – С. 62–68. – . DOI: 10.1063/1.1735419.



47. Röschmann P., Hansen P. Molecular field coefficients and cation distribution of substituted yttrium iron garnets // *Journal of Applied Physics*. – 1981. – т. 52. – № 10. – С. 6257–6269. – . DOI: 10.1063/1.328569.
48. Dionne G.F. Molecular Field Coefficients of Substituted Yttrium Iron Garnets // *Journal of Applied Physics*. – 1970. – т. 41. – № 12. – С. 4874–4881. – . DOI: 10.1063/1.1658555.
49. Dionne G.F. Molecular Field and Exchange Constants of Gd<sup>3+</sup> - Substituted Ferrimagnetic Garnets // *Journal of Applied Physics*. – 1971. – т. 42. – № 5. – С. 2142–2143. – . DOI: 10.1063/1.1660506.
50. Dionne G.F. Molecular-field coefficients of rare-earth iron garnets // *Journal of Applied Physics*. – 1976. – т. 47. – № 9. – С. 4220–4221. – . DOI: 10.1063/1.323204.
51. Dionne G.F., Tumelty P.F. Molecular-field coefficients of Tm<sub>3</sub>Fe<sub>5</sub>O<sub>12</sub> // *Journal of Applied Physics*. – 1979. – т. 50. – № 12. – С. 8257–8258. – . DOI: 10.1063/1.325931.
52. LeCraw R.C., Remeika J.P., Matthews H. Angular Momentum Compensation in Narrow Linewidth Ferrimagnets // *Journal of Applied Physics*. – 1965. – т. 36. – № 3. – С. 901–905. – . DOI: 10.1063/1.1714259.
53. Gross M.J., Su T., Bauer J.J., Ross C.A. Molecular-field-coefficient modeling of temperature-dependent ferrimagnetism in a complex oxide // *Physical Review Applied*. – 2024. – т. 21. – № 1. – С. 014060. – . DOI: 10.1103/PhysRevApplied.21.014060.
54. Geller S., Cape J.A., Espinosa G.P., Leslie D.H. Gallium-Substituted Yttrium Iron Garnet // *Physical Review*. – 1966. – т. 148. – № 2. – С. 522–524. – . DOI: 10.1103/PhysRev.148.522.
55. Kittel C. Theory of Ferromagnetic Resonance in Rare Earth Garnets. I. g Values // *Physical Review*. – 1959. – т. 115. – № 6. – С. 1587–1590. – . DOI: 10.1103/PhysRev.115.1587.
56. Wangsness R.K. Sublattice Effects in Magnetic Resonance // *Physical Review*. – 1953. – т. 91. – № 5. – С. 1085–1091. – . DOI: 10.1103/PhysRev.91.1085.

57. Van Vleck J.H. Primitive Theory of Ferrimagnetic Resonance Frequencies in Rare-Earth Iron Garnets // *Physical Review*. – 1961. – т. 123. – № 1. – С. 58–62. – . DOI: 10.1103/PhysRev.123.58.
58. Баранов П. Г., Калашникова А. М., Козуб В. И., Коренев В. Л., Кусраев Ю. Г., Писарев Р. В., Сапега В. Ф., Акимов И. А., Байер М., Щербаков А. В., Яковлев Д. Р. Спинтроника полупроводниковых, металлических, диэлектрических и гибридных структур // *Успехи физических наук*. – 2019. – т. 189. – № 08. – С. 849–880. – . DOI: 10.3367/UFNr.2018.11.038486.
59. Kim S.K., Beach G.S.D., Lee K.-J., Ono T., Rasing T., Yang H. Ferrimagnetic spintronics // *Nature Materials*. – 2022. – т. 21. – № 1. – С. 24–34. – . DOI: 10.1038/s41563-021-01139-4.
60. Морозова М. А., Матвеев О. В., Лобанов Н. Д., Романенко Д. В., Медников А. М., Гусев С. А., Гусев Н. С., Никитов С. А. Управление брэгговскими резонансами спиновых волн с помощью спинового тока в магнетонном кристалле с Pt полосками // *Письма в журнал экспериментально и теоретической физики*. – 2024. – т. 120. – № 12. – С. 953–960. – . DOI: 10.31857/S0370274X24120208.
61. Nakamura Y., Chauhan S.B.S., Lim P.B. Magneto–Optical Properties and Applications of Magnetic Garnet // *Photonics*. – 2024. – т. 11. – № 10. – С. 931. – . DOI: 10.3390/photonics11100931.
62. Gribova N.I., Osmanov S.V., Lyashko S.D., Nauhatsky I.A., Shilina, P.V., Mikhailova, T.V., Polulyakh S.N., Berzhansky V.N., Wang X., Han X., Belotelov V.I. Nanometer thick iron garnet films with high Faraday rotation // *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*. – 2025. – т. 614. – С. 172683. – . DOI: 10.1016/j.jmmm.2024.172683.
63. Белов К.П., Соколов В.И. Об аномалиях магнитострикции ферритов-гранатов самария и тулия при низких температурах // *Письма в ЖЭТФ*. – 1967. – т. 6. – № 4. – С. 586.
64. Юрчук Ю. Оптические изоляторы // *Фотоника*. – 2016. – т. 59. – № 5. – С. 34–41. – . DOI: 10.22184/1993-7296.2016.59.5.34.41.

65. ThorLabs [Электронный ресурс]. – URL: <https://www.thorlabs.com/> (дата обращения: 01.07.2025).
66. Yan W., Yang Y., Yang W., Qin J., Deng L., Bi L. On-Chip Nonreciprocal Photonic Devices Based on Hybrid Integration of Magneto-Optical Garnet Thin Films on Silicon // *IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics*. – 2022. – т. 28. – № 3. – С. 1–15. – . DOI: 10.1109/JSTQE.2021.3133445.
67. Koninck D., Y., Caer C., Yudistira D., Baryshnikova M., Sar H., Hsieh P.-Y., Özdemir C.I., Patra S.K., Kuznetsova N., Colucci D., Milenin A., Yimam, A.A., Morthier G., Van Thourhout D., Verheyen P., Pantouvaki M., Kunert B., Campenhout V. J. GaAs nano-ridge laser diodes fully fabricated in a 300-mm CMOS pilot line // *Nature*. – 2025. – т. 637. – № 8044. – С. 63–69. – . DOI: 10.1038/s41586-024-08364-2.
68. Bi L., Hu J., Jiang P., Kim D.H., Dionne G.F., Kimerling L.C., Ross C.A. On-chip optical isolation in monolithically integrated non-reciprocal optical resonators // *Nature Photonics*. – 2011. – т. 5. – № 12. – С. 758–762. – . DOI: 10.1038/nphoton.2011.270.
69. Yan W., Wei Z., Yang Y., Wu D., Zhang Z., Song X., Qin J., Bi L. Ultra-broadband magneto-optical isolators and circulators on a silicon nitride photonics platform // *Optica*. – 2024. – т. 11. – № 3. – С. 376. – . DOI: 10.1364/OPTICA.506366.
70. Nunley T.N., Guo S., Chang L.-J., Lujan D., Choe J., Lee S.-F., Yang F., Li X. Quantifying spin Hall topological Hall effect in ultrathin Tm<sub>3</sub>Fe<sub>5</sub>O<sub>12</sub>/Pt bilayers // *Physical Review B*. – 2022. – т. 106. – № 1. – С. 014415. – . DOI: 10.1103/PhysRevB.106.014415.
71. Ding S., Ross A., Lebrun R., Becker S., Lee, K., Boventer I., Das S., Kurokawa Y., Gupta S., Yang J., Jakob G., Kläui M. Interfacial Dzyaloshinskii-Moriya interaction and chiral magnetic textures in a ferrimagnetic insulator // *Physical Review B*. – 2019. – т. 100. – № 10. – С. 100406. – . DOI: 10.1103/PhysRevB.100.100406.

72. Avci C.O., Quindeau A., Pai C.-F., Mann M., Caretta L., Tang A.S., Onbasli M.C., Ross C.A., Beach G.S.D. Current-induced switching in a magnetic insulator // *Nature Materials*. – 2017. – т. 16. – № 3. – С. 309–314. – . DOI: 10.1038/nmat4812.
73. Demidov V.E., Urazhdin S., Ulrichs H., Tiberkevich V., Slavin A., Baither D., Schmitz G., Demokritov S.O. Magnetic nano-oscillator driven by pure spin current // *Nature Materials*. – 2012. – т. 11. – № 12. – С. 1028–1031. – . DOI: 10.1038/nmat3459.
74. Liu L., Pai C.-F., Ralph D.C., Buhrman R.A. Magnetic Oscillations Driven by the Spin Hall Effect in 3-Terminal Magnetic Tunnel Junction Devices // *Physical Review Letters*. – 2012. – т. 109. – № 18. – С. 186602. – . DOI: 10.1103/PhysRevLett.109.186602.
75. Li S., Wang X., Rasing T. Magnetic skyrmions: Basic properties and potential applications // *Interdisciplinary Materials*. – 2023. – т. 2. – № 2. – С. 260–289. – . DOI: 10.1002/idm2.12072.
76. Blank T.G.H., Mashkovich E.A., Grishunin K.A., Schippers C.F., Logunov M.V., Koopmans B., Zvezdin A.K., Kimel A.V. Effective rectification of terahertz electromagnetic fields in a ferrimagnetic iron garnet // *Physical Review B*. – 2023. – т. 108. – № 9. – С. 094439. – . DOI: 10.1103/PhysRevB.108.094439.
77. Hansteen F., Kimel A., Kirilyuk A., Rasing T. Nonthermal ultrafast optical control of the magnetization in garnet films // *Physical Review B*. – 2006. – т. 73. – № 1. – С. 014421. – . DOI: 10.1103/PhysRevB.73.014421.
78. Parchenko S., Stupakiewicz A., Yoshimine I., Satoh T., Maziewski A. Wide frequencies range of spin excitations in a rare-earth Bi-doped iron garnet with a giant Faraday rotation // *Applied Physics Letters*. – 2013. – т. 103. – № 17. – С. 172402. – . DOI: 10.1063/1.4826248.
79. Reid A.H.M., Kimel A.V., Kirilyuk A., Gregg J.F., Rasing Th. Optical Excitation of a Forbidden Magnetic Resonance Mode in a Doped Lutetium-Iron-Garnet Film via the Inverse Faraday Effect // *Physical Review Letters*. –

2010. – т. 105. – № 10. – С. 107402. – . DOI: 10.1103/PhysRevLett.105.107402.
80. Koene B., Deb M., Popova E., Keller N., Rasing T., Kirilyuk A. Spectrally resolved optical probing of laser induced magnetization dynamics in bismuth iron garnet // *Journal of Physics: Condensed Matter*. – 2016. – т. 28. – № 27. – С. 276002. – . DOI: 10.1088/0953-8984/28/27/276002.
81. Parchenko S., Satoh T., Yoshimine I., Stobiecki F., Maziewski A., Stupakiewicz A. Non-thermal optical excitation of terahertz-spin precession in a magneto-optical insulator // *Applied Physics Letters*. – 2016. – т. 108. – № 3. – С. 032404. – . DOI: 10.1063/1.4940241.
82. Kozhaev M.A., Chernov A.I., Sylgacheva D.A., Shaposhnikov A.N., Prokopov A.R., Berzhansky V.N., Zvezdin A.K., Belotelov V.I. Giant peak of the Inverse Faraday effect in the band gap of magnetophotonic microcavity // *Scientific Reports*. – 2018. – т. 8. – № 1. – С. 11435. – . DOI: 10.1038/s41598-018-29294-w.
83. Kudasov Yu.B., Logunov M.V., Kozabaranov R.V., Makarov I.V., Platonov V.V., Surdin O.M., Maslov D.A., Korshunov A.S., Popov E.Ya., Svetlov A.S. Magneto-optic Properties of Bismuth-Substituted Ferrite–Garnet Films in Strong Pulsed Magnetic Fields // *Physics of the Solid State*. – 2018. – т. 60. – № 11. – С. 2207–2210. – . DOI: 10.1134/S106378341811015X.
84. Kudasov Yu.B., Logunov M.V., Kozabaranov R.V., Makarov I.V., Platonov V.V., Surdin O.M., Maslov D.A., Korshunov A.S., Strelkov I.S., Stognij A.I., Selemir V.D., Nikitov S.A. Giant widening of interface magnetic layer in almost compensated iron garnet // *Applied Physics Letters*. – 2022. – т. 120. – № 12. – С. 122403. – . DOI: 10.1063/5.0086067.
85. Gurevich A.G., Melkov G.A. *Magnetization Oscillations and Waves*. – 1. – CRC Press, 2020.
86. Landau L. D., Lifshits E. M.. On the theory of the dispersion of magnetic permeability in ferromagnetic bodies // *Phys. Z. Sowjetunion*. – 1935. – т. 8. – № 153.

87. Gilbert T. L., Kelly J. M. Anomalous rotational damping in ferromagnetic sheets // Conf. Magnetism and Magnetic Materials. – 1955. – C. 252–263.
88. Gilbert T.L. Classics in Magnetism A Phenomenological Theory of Damping in Ferromagnetic Materials // IEEE Transactions on Magnetism. – 2004. – Т. 40. – № 6. – C. 3443–3449. – . DOI: 10.1109/TMAG.2004.836740.
89. Okuda T., Katayama T., Kobayashi H., Kobayashi N., Satoh K., Yamamoto H. Magnetic properties of  $\text{Bi}_3\text{Fe}_5\text{O}_{12}$  garnet // Journal of Applied Physics. – 1990. – Т. 67. – № 9. – C. 4944–4946. – . DOI: 10.1063/1.344740.
90. Adachi N., Denysenkov V.P., Khartsev S.I., Grishin A.M., Okuda T. Epitaxial  $\text{Bi}_3\text{Fe}_5\text{O}_{12}$  (001) films grown by pulsed laser deposition and reactive ion beam sputtering techniques // Journal of Applied Physics. – 2000. – Т. 88. – № 5. – C. 2734–2739. – . DOI: 10.1063/1.1287227.
91. Chern, M.-Y., Liaw, J.-S., Study of  $\text{Bi}_x\text{Y}_{3-x}\text{Fe}_5\text{O}_{12}$  Thin Films Grown by Pulsed Laser Deposition // Japanese Journal of Applied Physics. – 1997. – Т. 36. – № 3R. – C. 1049. – . DOI: 10.1143/JJAP.36.1049.
92. Rajan A., Das S.L., Sibi K.S., Subodh G. Influence of Bi Substitution on the Microstructure and Dielectric Properties of  $\text{Gd}_3\text{Fe}_5\text{O}_{12}$  Ceramics // Journal of Electronic Materials. – 2019. – Т. 48. – № 2. – C. 1133–1138. – . DOI: 10.1007/s11664-018-06844-6.
93. Yao S., Kamakura R., Murai S., Fujita K., Tanaka K. Faraday effect of polycrystalline bismuth iron garnet thin film prepared by mist chemical vapor deposition method // Journal of Magnetism and Magnetic Materials. – 2017. – Т. 422. – C. 100–104. – . DOI: 10.1016/j.jmmm.2016.08.077.
94. Scheffler D., Steuer O., Zhou S., Siegl L., Goennenwein S.T.B., Lammel M. Aluminium substituted yttrium iron garnet thin films with reduced Curie temperature // Physical Review Materials. – 2023. – Т. 7. – № 9. – C. 094405. – . DOI: 10.1103/PhysRevMaterials.7.094405.
95. Chern M. Y., Lo F. Y., Liu D. R., Yang K., Liaw J. S. Red Shift of Faraday Rotation in Thin Films of Completely Bismuth-Substituted Iron Garnet

- $\text{Bi}_3\text{Fe}_5\text{O}_{12}$  // Japanese Journal of Applied Physics. – 1999. – т. 38. – № 12R. – C. 6687. – . DOI: 10.1143/JJAP.38.6687.
96. Pakalniskis A., Baltrunas D., Mazeika K., Skaudzius R., Ramanauskas R., Kareiva A. Reinspection of low temperature synthesis of bulk  $\text{Bi}_3\text{Fe}_5\text{O}_{12}$  (BIG): An aqueous sol-gel processing // Materials Chemistry and Physics. – 2020. – т. 253. – C. 123283. – . DOI: 10.1016/j.matchemphys.2020.123283.
97. Bi L., Hu J., Jiang P., Kim H., Kim D., Onbasli M., Dionne G., Ross C. Magneto-Optical Thin Films for On-Chip Monolithic Integration of Non-Reciprocal Photonic Devices // Materials. – 2013. – т. 6. – № 11. – C. 5094–5117. – . DOI: 10.3390/ma6115094.
98. Jesenská E., Ishibashi T., Beran L., Pavelka M., Hamrle J., Antoš R., Zázvorka J., Veis M. Optical and magneto-optical properties of  $\text{Gd}_x\text{Fe}_{(100-x)}$  thin films close to the compensation point // Scientific Reports. – 2019. – т. 9. – № 1. – C. 16547. – . DOI: 10.1038/s41598-019-52252-z.
99. Levallois J., Nedoliuk I.O., Crassee I., Kuzmenko A.B. Magneto-optical Kramers-Kronig analysis // Review of Scientific Instruments. – 2015. – т. 86. – № 3. – C. 033906. – . DOI: 10.1063/1.4914846.
100. Jalali-Roudsar A.A., Denysenkov V.P., Khartsev S.I. Determination of magnetic anisotropy constants for magnetic garnet epitaxial films using ferromagnetic resonance // Journal of Magnetism and Magnetic Materials. – 2005. – т. 288. – C. 15–21. – . DOI: 10.1016/j.jmmm.2004.07.019.
101. Quindeau A., Avci C.O., Liu W., Sun C., Mann M., Tang A.S., Onbasli M.C., Bono D., Voyles P.M., Xu Y., Robinson J., Beach G.S.D., Ross C.A.  $\text{Tm}_3\text{Fe}_5\text{O}_{12}/\text{Pt}$  Heterostructures with Perpendicular Magnetic Anisotropy for Spintronic Applications // Advanced Electronic Materials. – 2017. – т. 3. – № 1. – C. 1600376. – . DOI: 10.1002/aelm.201600376.
102. Crossley S., Quindeau A., Swartz A.G., Rosenberg E.R., Beran L., Avci C.O., Hikita Y., Ross C.A., Hwang H.Y. Ferromagnetic resonance of perpendicularly magnetized  $\text{Tm}_3\text{Fe}_5\text{O}_{12}/\text{Pt}$  heterostructures // Applied Physics Letters. – 2019. – т. 115. – № 17. – C. 172402. – . DOI: 10.1063/1.5124120.

103. Балбашов А. М., Лисовский Ф. В., Раев В. К. Элементы и устройства на цилиндрических магнитных доменах. – под ред. Н. Н. Евтихиева, Б. Н. Наумова. – Москва: Радио и связь, 1987. – 488 с.
104. Timalcina R., Giri B., Wang H., Erickson A., Sarin S., Lamichhane S., Liou S., Shield J.E., Xu X., Laraoui A. Effect of Substrate on Spin-Wave Propagation Properties in Ferrimagnetic Thulium Iron Garnet Thin Films // *Advanced Electronic Materials*. – 2025. – т. 11. – № 3. – С. 2400398. – . DOI: 10.1002/aelm.202400398.
105. Lee A.J., Guo S., Ahmed A.S., Yang F. Crystal orientation dependence of interfacial magnetic anisotropy at heavy-metal/magnetic-garnet interfaces // *Physical Review B*. – 2020. – т. 102. – № 17. – С. 174434. – . DOI: 10.1103/PhysRevB.102.174434.
106. Thiele A.A. The Theory of Cylindrical Magnetic Domains // *Bell System Technical Journal*. – 1969. – т. 48. – № 10. – С. 3287–3335. – . DOI: 10.1002/j.1538-7305.1969.tb01747.x.
107. Eschenfelder A.H. *Magnetic Bubble Technology: Springer Series in Solid-State Sciences*. т. 14. – Berlin, Heidelberg: Springer Berlin Heidelberg, 1980.
108. Логинов Н. А., Логунов М. В., Рандошкин В.В. Исследование свойств пленок  $(\text{Gd,Tm,Bi})_3(\text{Fe,Ga})_5\text{O}_{12}$  в окрестности точки компенсации момента импульса // *Физика твердого тела*. – 1989. – т. 31. – № 10. – С. 58.
109. Demidov V.V., Shaikhulov T.A. Integrated magnetic resonance technique for the complete analysis of magnetic properties and interlayer interactions in two-layer film heterostructures ferromagnet/nonmagnetic metal // *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*. – 2023. – т. 566. – С. 170299. – . DOI: 10.1016/j.jmmm.2022.170299.
110. Demidov V.V., Borisenko I.V., Klimov A.A., Ovsyannikov G.A., Petrzhik A.M., Nikitov S.A. Magnetic anisotropy of strained epitaxial manganite films // *Journal of Experimental and Theoretical Physics*. – 2011. – т. 112. – № 5. – С. 825–832. – . DOI: 10.1134/S1063776111040029.