РОССИЙСКАЯ АКАДЕМИЯ НАУК УФИМСКИЙ НАУЧНЫЙ ЦЕНТР ИНСТИТУТ ФИЗИКИ МОЛЕКУЛ И КРИСТАЛЛОВ

На правах рукописи

ГАРЕЕВА ЗУХРА ВЛАДИМИРОВНА

СТАТИЧЕСКИЕ И ДИНАМИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА ПЛЕНОК ФЕРРИТА ВИСМУТА И ФЕРРИТОВ - ГРАНАТОВ С МАГНИТНЫМИ И КРИСТАЛЛОГРАФИЧЕСКИМИ НЕОДНОРОДНОСТЯМИ

Специальность 01.04.07 – Физика конденсированного состояния

Диссертация на соискание ученой степени доктора физико – математических наук

> Научный консультант д.ф.-м.н., проф. Дорошенко Р.А.

Уфа 2012

ВВЕДЕНИЕ7
ГЛАВА 1. МАГНИТОЭЛЕКТРИЧЕСКИЙ ЭФФЕКТ В МУЛЬТИФФЕРОИКАХ. ЯВЛЕНИЕ МАГНИТОЭЛЕКТРИЧЕСКОГО ПИННИНГА 21
D= == ===== 21
Введение
1.1. Линейный магнитоэлектрический эффект в мультиферроике BiFeO ₃ 30
1.2. Основные взаимодействия в мультиферроиках
1.3. Расчет основного состояния в пленках мультиферроиков
1.4. Доменная структура мультиферроиков 48
 Коэрцитивность антиферромагнитных доменных границ мультиферроиков
1.6. Намагниченность и поляризация в пленках феррита висмута
ЗАКЛЮЧЕНИЕ К ГЛАВЕ 179
ГЛАВА 2. НЕОДНОРОДНЫЙ МАГНИТОЭЛЕКТРИЧЕСКИЙ ЭФФЕКТ В ДВУХСЛОЙНЫХ ФЕРРОМАГНИТНЫХ ПЛЕНКАХ81
Введение
2.1. Магнитоэлектрические свойства ферритов – гранатов
 2.2. Магнитоэлектрический эффект в двухслойной структуре с ферромагнитным межслойным взаимодействием
2.3. Электрическая поляризация двухслойной пленки при перпендикулярном намагничивании
2.4. Процессы намагничивания и электрическая поляризация в двухслойной пленке в продольном магнитном поле
2.5. Магнитоэлектрический эффект в двухслойной структуре с антиферромагнитным межслойным взаимодействием
ЗАКЛЮЧЕНИЕ К ГЛАВЕ 2 115

ГЛА ВОЛ ДИЗ	ВА 3. РАЗМЕРНЫЕ РЕЗОНАНСЫ МАГНИТОУПРУГИХ И УПРУГИХ ІН В ДВУХСЛОЙНОЙ СИСТЕМЕ МАГНЕТИК – НЕМАГНИТНЫЙ ЭЛЕКТРИК				
Введ	Введение116				
3.1.	Энергия, основные состояния и уравнения движения магнитоупругой среды				
3.2.	Связанные уравнения динамики магнитоупругих и упругих волн 127				
3.3.	Метод расчета частот размерных резонансов магнитоупругих и упругих волн в двухслойной планарной структуре				
3.4.	Размерные резонансы магнитоупругих и упругих волн в двухслойной структуре. Расчет для пластины (001) 135				
3.5.	Толщинные моды магнитоупругих и упругих волн в планарной структуре вида (111)141				
ЗАК	ЛЮЧЕНИЕ К ГЛАВЕ 3 143				
ГЛА МАІ ПРС Ввел	АВА 4ОСОБЕННОСТИ РАЗМЕРНЫХ РЕЗОНАНСОВ ГНИТОУПРУГИХ И УПРУГИХ ВОЛН ПРИ ПЕРПЕНДИКУЛЯРНОМ И ОДОЛЬНОМ НАМАГНИЧИВАНИИ				
4.1.	Неэквидистантное расположение гармоник резонансных частот. Трехслойные и двухслойные структуры148				
4.2.	Эффективность возбуждения магнитоупругих и упругих волн в двухслойной структуре вида магнетик – немагнитный диэлектрик 160				
4.3.	Толщинные моды магнитоупругих волн в продольно – намагниченной ферромагнитной пластине168				
4.4.	Размерные резонансы магнитоупругих и упругих волн в двухслойной структуре магнетик – немагнитный диэлектрик в магнитном поле, приложенном вдоль поверхности				
ЗАК	ЛЮЧЕНИЕ К ГЛАВЕ 4 178				

Вве	дение
5.1.	Оптическое поглощение и фотоиндуцированные эффекты на оптическом поглощении иттрий – железистых гранатов в видимой и ближней инфракрасной области спектра
5.2.	Нетрехвалентные ионы железа в ИЖГ в кристаллическом поле, с учетом тригональных и нетригональных компонент
5.3.	Оптическое поглощение октаэдрических ионов Fe ² 194
5.4.	Оптическое поглощение октаэдрических ионов Fe ⁴⁺ 198
5.5.	Фотоиндуцированные изменения коэффициента оптического поглощения в ИЖГ. Сравнение с экспериментом
ЗАК	ЛЮЧЕНИЕ К ГЛАВЕ 5
ЗАК	ЛЮЧЕНИЕ
ЛИТ	СЕРАТУРА

СПИСОК ОСНОВНЫХ ОБОЗНАЧЕНИЙ И СОКРАЩЕНИЙ

P, *P_x*, *P_y*, *P_z* – вектор электрической поляризации, компоненты вектора электрической поляризации

Е, *E_x*, *E_y*, *E_z* – вектор электрического поля, компоненты вектора электрического поля

 H, H_x, H_y, H_z – вектор магнитного поля, компоненты вектора магнитного поля

М, *M_x*, *M_y*, *M_z* – вектор намагниченности (вектор ферромагнетизма), компоненты вектора намагниченности

 $M_s = |M|$ - модуль вектора намагниченности

т – единичный вектор, ориентированный вдоль направления вектора намагниченности

L, L_x , L_y , L_z – вектор антиферромагнетизма, компоненты вектора антиферромагнетизма

l – единичный вектор вдоль направления вектора антиферромагнетизма

А – константа неоднородного обменного взаимодействия

К₁, К₂-константы магнитной анизотропии

*D*₁ –константа магнитоэлектрического взаимодействия Дзялошинского – Мория

*D*₂ – константа неоднородного магнитоэлектрического взаимодействия

J – константа межслойного обменного взаимодействия

χ- магнитная восприимчивость

 C_{11}, C_{12}, C_{44} – константы упругости

В₁, В₂ – константы магнитоупругой связи

 $\sigma_{\scriptscriptstyle ik}$ - тензор упругих напряжений

и_{ік}-тензор деформаций

 u_x, u_x, u_y, u_z – вектор деформаций, компоненты вектора деформаций

- *k* волновой вектор
- ρ плотность вещества
- *Z* волновое сопротивление среды
- *V*_{*l*}, *V*_{*t*} продольная, поперечная скорости распространения (магнитоупругих)

волн

- АФДГ антиферромагнитная доменная граница
- МУВ магнитоупругие волны
- МУ магнитоупругий
- ИЖГ иттрий железистый гранат
- КП кристаллическое поле
- ТКП тригональное кристаллическое поле
- НКП нетригональное кристаллическое поле

введение

В настоящее время как теоретически, так и экспериментально активно исследуются тонкие пленки и многослойные структуры, в которых реализуются новые физические эффекты, важные как для фундаментальных исследований, так и для широкого круга практических приложений. Получение новых функциональных материалов связано с созданием в кристаллических средах статических и динамических неоднородностей, которые формируются в результате технологических процессов, а также при воздействии различных физических полей. Активные диэлектрики - тонкие пленки, многослойные структуры, материалы, в которых одновременно сосуществует несколько типов упорядочения, играют важную роль в развитии нанотехнологий, создании современных устройств спинтроники, сенсорных устройств, энергонезависимой памяти и др.

Непрерывное расширение области исследований физических свойств магнитоупорядоченных кристаллов приводит к необходимости изучения широкого спектра магнитных явлений, в том числе магнитоэлектрических, магнитоупругих, оптических. Наиболее ярко данные свойства проявляются при наличии кристаллических неоднородностей, в роли которых могут выступать точечные дефекты, вакансии, активные центры кристаллической решетки, поверхности, границы раздела многослойных структур, неоднородные распределения зарядовой и спиновой плотности.

В последние годы новые и нетривиальные эффекты обнаружены в мультиферроиках – материалах, в которых одновременно реализуется магнитное и сегнетоэлектрическое упорядочение. Сообщения о рекордно высоких значениях намагниченности и поляризации, наблюдаемых в пленках феррита висмута, проводимости сегнетоэлектрических доменных границ [1 -6], имеют определяющее значение не только для фундаментальных исследований, они открывают широкие возможности для различных

технологических приложений. Для объяснения эффектов данных И прогнозирования новых, необходимо правильное понимание механизмов магнитоэлектрических взаимодействий. В настоящее время однозначного этому вопросу не существует. Наряду подхода к С классическим магнитоэлектрическим обусловленным механизмом, непосредственно взаимодействием сегнетоэлектрического и магнитного параметров порядка [7], активно обсуждается механизм неоднородного магнитоэлектрического взаимодействия [8]. Учет данного механизма является существенным при наличии магнитной неоднородности и, как показали исследования последних лет, приводит к новым физическим эффектам: появлению несобственной поляризации в мультиферроиках [9 - 11], возможности электрического управления магнитными доменными границами в пленках ферритов – гранатов [12 - 14], поверхностному флексомагнитоэлектрическому эффекту [15 - 19] и др.

Актуальными проблемами теории магнитоэлектричества являются вопросы 0 повышении намагниченности мультиферроиков, явлении магнитоэлектрического пиннинга. Эффект закрепления антиферромагнитных доменных границ на сегнетоэлектрических доменных границах (магнитоэлектрический пиннинг), наблюдаемый экспериментально в ряде мультиферроиков [20 - 24], не имеет на сегодняшний день единого теоретического обоснования. Экспериментальные исследования показывают, что повышение намагниченности мультиферроиков может быть достигнуто различными методами (в результате структурных фазовых переходов [28, 29, А1], под действием внешних магнитных полей [29 - 32], за счет наличия сегнетоэлектрической доменной структуры [20, 24, 33]). Для объяснения наблюдаемых фактов активно развиваются различные теоретические модели [20, 34 - 39]. Несмотря на наличие обширного теоретического и экспериментального материала, вопросы о происхождении намагниченности, природе магнитоэлектрических эффектов в пленках мультиферроиков остаются дискуссионными и открытыми. Условия, необходимые для

реализации определенного магнитоэлектрического механизма, явления магнитоэлектрического пиннинга, высоких значений намагниченности в пленках магнитоэлектрических материалов требуют дополнительного исследования.

Интересными, но неисследованными ранее объектами для реализации неоднородного магнитоэлектрического эффекта, являются двухслойные ферромагнитные пленки, представляющие собой композицию обменно – связанных магнитомягких и магнитожестких слоев. Магнитоэлектрический эффект в таких структурах реализуется на магнитной неоднородности, имеющей место в окрестности границы раздела.

Важную роль в формировании статических и динамических свойств магнитоупорядоченных кристаллов играет магнитоупругое взаимодействие. Связь магнитной и упругой подсистем наиболее ярко проявляется при исследовании динамики поверхностных и объемных магнитоупругих волн, распространяющихся в многослойных магнитных структурах. В результате взаимодействия между упругой и спиновой подсистемами в магнетике магнитоупругие колебания, обладающие рядом связанные возникают особенностей [40 - 51]. К ним относятся дополнительные щели в спектрах магнитоупругих волн [39 - 45], процессы спиновой релаксации [46 - 48], магнитоакустические резонансы [49 51]. размерные резонансы, обусловленные конечностью размеров образца [52 - 62] и др. Частоты размерных резонансов, эффективность их возбуждения зависят от множества факторов: эффектов спонтанного нарушения симметрии [60], взаимодействия поверхностных и объемных магнитоупругих волн [53 - 55], взаимодействия магнитостатических волн с акустическими модами [55, 58, 59], характера закрепления спинов на свободных поверхностях и др. Экспериментальные исследования показывают, что наличие немагнитной подложки приводит к особенностям спектров, резонансов магнитоупругих колебаний В ограниченных структурах [47, 59, 61]. Разработанные теоретические методы расчета [45, 62 - 64] позволяют выявить характерные особенности спектров,

резонансов магнитоупругих волн, распространяющихся в двухслойных и многослойных структурах с чередующимися магнитными и немагнитными слоями. Таким образом, развитие теории магнитоупругих явлений в ограниченных многослойных структурах представляет научный и практический интерес.

Легирование кристаллов, с которым связано возникновение точечных неоднородностей, изменяет кристаллическую и магнитную структуру вещества, приводя к новым физическим эффектам - наличие анизотропных ионов оказывает воздействие на упругие, магнитные, электрические, транспортные и оптические свойства кристаллов. Локальное изменение симметрии лигандного окружения ионов, приводящее к расщеплению энергетических уровней основного состояния, приводит к изменениям спектров оптического поглощения [65 - 71]. Результаты экспериментальных исследований говорят о разнообразии спектров оптического поглощения [71] - 77]. Большинство обнаруженных фотоиндуцированных явлений в ИЖГ на [65оптическом поглощении 67. 78], качественно объясняется перераспределением зарядовых центров, находящихся вблизи или вдали от легирующих примесей (вакансий). Однако теоретическая модель для объяснения наблюдаемых особенностей оптического поглощения ранее не предлагалась.

В качестве объектов выбраны модельных исследования магнитоупорядоченные кристаллы С антиферромагнитным И ферромагнитным упорядочением – мультиферроики феррита висмута и ферриты - гранаты. Активный научный интерес к данным материалам проявляется с 1960 – х годов, в феррите висмута и ферритах – гранатах реализуется широкий спектр различных физических свойств. Кристаллическая, магнитная структура, магнитные, оптические, упругие свойства монокристаллов BiFeO₃, Y₃Fe₅O₁₂ хорошо изучены. Исследования последних лет показывают, что легирование, создание тонких пленок, многослойных структур и композитов на основе BiFeO₃ и ИЖГ приводит к

усилению целого ряда эффектов, а также обнаружению принципиально новых явлений в данных материалах. В диссертационной работе рассмотрен связанный c особенностями магнитоэлектрических, круг задач, магнитоупругих и оптических свойств данных соединений, предложено объяснение эффектов, теоретическое наблюдавшихся ряда экспериментально, спрогнозированы новые физические эффекты которые могут быть реализованы в перспективе. Наличие экспериментального материала позволило в ряде случаев апробировать теоретические модели и сопоставить проделанные теоретические расчеты с имеющимися экспериментальными данными.

Цель работы. Развитие теории магнитоэлектрического эффекта в тонких пленках мультиферроиков и обменно – связанных ферромагнитных структурах; построение теоретической модели размерных резонансов магнитоупругих и упругих волн в слоистых структурах вида магнетик – немагнитный диэлектрик, расчет спектров оптического поглощения при учете изменения локальной симметрии нетрехвалентных ионов железа в иттрий – железистых гранатах.

В связи с этим были поставлены и решены следующие основные задачи:

-выяснение роли механизмов магнитоэлектрических взаимодействий, существенных для реализации магнитоэлектрического эффекта в пленках мультферроиков и ферромагнетиков

-определение структуры основного состояния и структуры антиферромагнитных доменных границ в тонких пленках мультиферроиков -исследование зависимостей энергии антиферромагнитных доменных границ мультиферроиков от положения магнитной доменной границы относительно сегнетоэлектрической доменной границы

-исследование магнитоэлектрического эффекта и особенностей электрической поляризации, возникающей на магнитной неоднородности в области границы раздела в двухслойных обменно – связанных ферромагнитных пленках

-расчет частот и эффективности возбуждения размерных резонансов в многослойных структурах вида магнетик – немагнитный диэлектрик, исследование особенностей данных характеристик, обусловленных наличием границы раздела

-расчет спектров оптического поглощения нетрехвалентных ионов железа в октаэдрических положениях иттриевых гранатов при изменении параметров тригонального и нетригонального кристаллического поля.

Научная новизна диссертационной работы определяется тем, что в ней впервые выполнены теоретические исследования:

-эффекта магнитоэлектрического пиннинга в тонких пленках мультиферроиков: на примере использования ряда теоретических моделей показана стабилизация магнитных доменных границ сегнетоэлектрическими доменными границами

-влияния неоднородного магнитоэлектрического взаимодействия на структуру антиферромагнитных доменных границ в пленках мультиферроиков

-магнитоэлектрического эффекта, реализующегося на магнитной неоднородности в двухслойной ферромагнитной структуре

-особенностей трансформационных свойств электрической поляризации в магнитном поле в двухслойных обменно – связанных ферромагнитных пленках

-размерных резонансов магнитоупругих и упругих волн в структурах вида магнетик – немагнитный диэлектрик - магнетик

-спектров оптического поглощения октаэдрических ионов Fe²⁺, Fe⁴⁺ в монокристаллических пленках иттрий железистых гранатов

-фотоиндуцированного эффекта на оптическом поглощении в монокристаллических пленках иттрий – железистого граната.

Практическая значимость результатов работы определяется тем, представляют физики что полученные результаты интерес для конденсированного состояния, теории теории магнетизма, магнитоэлектрических явлений, а также для использования их в устройствах твердотельной электроники, физической акустики, спинтроники, информационных системах, интегральной СВЧ – технике.

Основные положения, выносимые на защиту:

1. Пространственная модуляция вектора антиферромагнетизма в основном состоянии мультиферроиков вида феррита висмута при наличии сегнетоэлектрической доменной структуры за счет механизма неоднородного магнитоэлектрического взаимодействия.

2. Результаты исследования антиферромагнитной доменной структуры мультифферроиков. Выход спинов из плоскости разворота неелевских доменных границ в окрестности сегнетоэлектрических доменных границ.

3. Коэрцитивность антиферромагнитных доменных границ мультиферроиков. Энергетическое преимущество положения антиферромагнитной доменной границы на сегнетоэлектрической доменной границе.

4. Особенности неоднородного магнитоэлектрического эффекта В двухслойных обменно связанных ферромагнитных пленках с ферромагнитным антиферромагнитным межслойным обменным И взаимодействием.

5. Результаты расчета электрической поляризации в двухслойных обменно - связанных ферромагнитных пленках в магнитном поле при различных константах магнитной анизотропии слоев.

6. Немонотонные зависимости частот размерных резонансов в слоистых структурах вида магнетик – немагнитный диэлектрик при изменении соотношений толщин магнитных и немагнитных слоев.

7. Неэквидистантное расположение гармоник частот размерных резонансов в слоистых структурах вида магнетик – немагнитный диэлектрик, обнаруженное и экспериментально в эпитаксиальных двусторонних пленках иттрий – железистого граната.

8. Спектры оптического поглощения октаэдрических ионов Fe^{2+} , Fe^{4+} ферритов – гранатов иттрия в ближних относительно легирующих примесей положениях (в тригональном и нетригональном кристаллическом поле) и в дальних положениях (в тригональном кристаллическом поле).

9. Знакопеременный характер изменения оптического поглощения в иттрий – железистых гранатах при изменении соотношения количества ионов Fe²⁺, Fe⁴⁺ в ближних и дальних относительно примесей положениях, экспериментально наблюдаемый при фотоиндуцированном оптическом эффекте в феррите – гранате иттрия.

Достоверность полученных в диссертации результатов обеспечивается использованием апробированных методов теории конденсированных сред, строгой обоснованностью принятых допущений, совпадением предельных переходов с известными ранее результатами, совпадением результатов теоретического исследования с экспериментальными данными.

Апробация результатов. Основные результаты, полученные в диссертации, докладывались на следующих конференциях и научных школах: XIX международной школы-семинара "Новые магнитные материалы микроэлектроники" (июнь 2002, Москва), XIX международной школысеминара "Новые магнитные материалы микроэлектроники" (июнь 2004, Москва), "Физика электронных материалов" (май 2005, Калуга), Moscow International Symposium on magnetism (June 2005, Moscow), 21 – th General

 8^{th} Conference on Condensed Matter (March 2006, Dresden (Germany)), International Workshop on Non-Crystalline Solids (June 2006, Gijon (Spain)), школы-семинара "Новые XX международной магнитные материалы микроэлектроники" (июнь 2006, Москва), Moscow International Symposium on Magnetism (June 2008, Moscow), 11-th International Symposium on Physics of Materials (August 2008, Prague (Chekh Republic)), XXI Международной конференции "Новые магнитные материалы микроэлектроники" (июнь 2009, Москва), 3-rd European School on Multiferroics (September 2009, Groningen (The Netherlands)), 10th International Workshop on Non-Crystalline Solids (April 2010, Barcelona (Spain)), IV Euro-Asian Symposium "Trends in MAGnetism" Nanospintronics. EASTMAG 2010 (June 2010, Ekaterinburg), Moscow International Symposium on Magnetism, (August 2011, Москва), а также на семинарах стипендиатов программ общества научных немецкого академических обменов «Михаил Ломоносов II» 2007/2008 (апрель 2008, Москва), «Михаил Ломоносов II» и «Иммануил Кант II» 2009/2010 года, (апрель 2010, Москва).

Публикации. По материалам диссертации имеется 43 публикаций, список которых под номерами A1 – A43 приведен в конце диссертации.

Структура и объем диссертации Диссертация состоит из введения, пяти глав, заключения. Работа изложена на 243 страницах, включая 57 рисунков, 4 таблицы, список цитированной литературы содержит 228 наименований.

Содержание диссертации

Первая глава посвящена исследованию магнитоэлектрического эффекта в пленках мультиферроиков. Основное внимание уделено анализу влияния неоднородного магнитоэлектрического взаимодействия на

свойства антиферромагнитных структуру И доменных границ мультиферроиков. Рассматриваются особенности магнитных структур в пленках мультиферроиков типа феррита висмута, классифицируются основные магниоэлектрические механизмы, отвечающие за взаимодействие магнитного и электрического параметров порядка. На основе симметрийного анализа исследуются условия, необходимые для реализации линейного магнитоэлектрического эффекта В кристаллах $Bi_{1-x}R_{x}FeO_{3}$ (R редкоземельный элемент). Изучается структура антиферромагнитных доменных границ мультиферроиков типа феррита висмута, выявляются отличия микромагнитного распределения характерные В пленках мультиферроиков от обычных антиферромагнетиков. Основные уравнения, определяющие распределение спиновой плотности, выводятся на основе минимизации функционала свободной энергии системы. Предлагается ряд теоретических моделей, объясняющих эффект магнитоэлектрического антиферромагнитных пиннинга стабилизации доменных границ мультиферроика сегнетоэлектрическими доменными границами. Изучается структура магнитного состояния, распределение спиновой основного антиферромагнитной плотности В доменной границе, периодическая антиферромагнитная доменная структура в пленках мультиферроиков при наличии полосовой сегнетоэлектрической доменной структуры. Исследуются особенности электрической поляризации, индуцированной неоднородным распределением спинов в пленках феррита висмута с несколькими видами сегнетоэлектрических доменных анализируются структур, основные механизмы возникновения намагниченности в пленках мультиферроиков.

Bo второй главе изучается магнитоэлектрический эффект В двухслойных ферромагнитных пленках с ферро - и антиферромагнитным упорядочением спинов на границе раздела сред. Рассматриваются двухслойные ферромагнитных пленки. состоящие ИЗ двух слоев. помещенные в постоянное магнитное поле H и электрическое поле E. При определенном сочетании физических параметров, а также в результате

воздействия магнитного поля в окрестности границы раздела в двухслойных ферромагнитных пленках появляется магнитная неоднородность, которая индуцирует электрическую поляризацию.

Предлагается теоретическая описания модель для магнитоэлектрического эффекта в двухслойных обменно - связанных пленках с разным характером обменного взаимодействия на границе раздела слоев. Магнитные пленки различаются толщиной, величиной и знаком констант магнитной анизотропии слоев, знаком константы межслойного обменного взаимодействия J. Для случая J > 0 исследуются две геометрии магнитное поле приложено перпендикулярно и параллельно задачи: поверхности пленки. Исследуются трансформационные свойства полевых зависимостей электрической поляризации при изменении соотношений магнитной анизотропии слоев, величины констант И направления приложенного магнитного поля, типа магнитного упорядочения (ферро – и антиферромагнитного) в окрестности границы раздела слоев. Обсуждаются характерные отличия электрической поляризации для случаев ферро- и антиферромагнитного межслойного взаимодействия. Исследуется влияние электрического поля на характер распределения намагниченности в обменно – связанной ферромагнитной пленке.

В главе третьей развивается теория размерных резонансов магнитоупругих и упругих волн в двухслойных структурах вида магнетик – немагнитный диэлектрик. Проводится исследование частот размерных резонансов упругих и магнитоупругих сдвиговых волн в планарных структурах следующей геометрии: в основном состоянии намагниченность, намагничивающее поле H, волновой вектор k и переменное поле hвзаимноперпендикулярны. Магнитоупуругие колебания возбуждаются переменным магнитным полем в магнитном слое и за счет наличия акустического контакта распространяются вглубь подложки, вызывая упругие колебания немагнитного слоя. При совпадении частоты переменного поля с собственной частотой колебаний системы, которая зависит от

поперечных размеров слоев, в рассматриваемой структуре реализуются размерные резонансы в перпендикулярном направлении или толщинные моды. Исследуются магнитоупругие и упругие волны, распространяющиеся в ограниченных по толщине (001), (111) – ориентированных планарных структурах, проводится расчет частот размерных резонансов связанных магнитоупругих и упругих волн. Исследуются зависимости частот размерных резонансов от толщины магнитного слоя, упругих параметров сред, граничных условий на поверхности образца, величины приложенного постоянного магнитного поля. Анализируются основные отличия размерных резонансов слоистых структур от резонансов однослойной магнитной пластины. Обсуждаются зависимости основных гармоник частот размерных резонансов f_i (*i* – порядковый номер гармоники) от относительной толщины модулей, *d*, упругих плотностей, магнитоупругих магнитного слоя магнитных и немагнитных слоев. Обсуждается влияние параметров магнитных параметров на частотные зависимости $f_i(d)$.

В четвертой главе исследуются особенности размерных резонансов магнитоупругих И упругих волн В слоистых структурах при перпендикулярном и продольном намагничивании, проводится сравнение результатов расчета толщинных сдвиговых мод для трехслойных и двухслойных структур. В рамках предложенной модели объясняется экспериментально наблюдаемое неэквидистантное расположение гармоник резонансных частот толщинных сдвиговых мод. Исследуется эффективность возбуждения размерных резонансов частот магнитоупругих волн В двухслойной структуре вида магнетик немагнитный диэлектрик. Обсуждаются особенности резонансной магнитной восприимчивости, обусловленные присутствием компоненты немагнитной В системе. Проводится исследование магнитоупругих волн (МУВ) и толщинных мод в ограниченной продольно намагниченной СДВИГОВЫХ пластине изотропного ферромагнетика. Связанные колебания намагниченности и сдвиговые упругие колебания, возбуждаемые переменным магнитным полем,

распространяются одновременно в двух направлениях: вдоль нормали к поверхности пластины и вдоль направления насыщающего магнитного поля. Рассчитываются гармоники частот размерных резонансов ω_n (n – порядковый номер гармоники) магнитоупругих волн и исследуются их дисперсионные характеристики $\omega_n(k_z)$ при учете взаимодействия двух магнитоупругих волн, одна из которых распространяется вдоль нормали к поверхности, а другая вдоль поверхности пластины. Анализируются зависимости $\omega_n(k_z)$ при изменении модулей упругости, плотности вещества и толщины пластины. Обсуждаются причины многомодовости магнитоупругих и упругих колебаний в реальных образцах.

В пятой главе проводится исследование особенностей оптического поглощения октаэдрических ионов Fe^{2+} и Fe^{4+} , расположенных в ближних и в дальних относительно легирующих примесей положениях. Рассчитываются характеристики расщепления основного состояния и вероятности переходов между расщепленными уровнями ионов Fe^{2+} и Fe^{4+} с учетом только тригональных (дальние положения), нетригональных и тригональных (ближние положения) компонент кристаллического поля (КП). Приводятся спектральные зависимости коэффицента оптического поглощения.

В номинально чистых и легированных монокристаллах иттрий -(ИЖГ) наблюдаются железистых гранатов изменения оптического поглощения под воздействием света. В кристаллах, кристаллическая структура которых допускает различные замещения и легирования, наличие вакансий. возникает большое количество неэквивалентных мест. различающиеся по величине и знаку компонент кристаллического поля. Большинство обнаруженных фотоиндуцированных явлений в ИЖГ на оптическом поглощении объясняется вкладами нетрехвалентных ионов Fe²⁺ и Fe⁴⁺, находящихся вблизи или вдали от легирующих примесей (вакансий). На основе расщепления основного состояния октаэдрических ионов железа ^оD в кристаллическом поле (КП) проводится исследование нетрехвалентных ионов железа в ИЖГ в кристаллическом поле кубической симметрии, с

учетом тригональных и нетригональных компонент. Анализируются особенности оптического поглощения ионов Fe²⁺ и Fe⁴⁺ при различных тригональных и нетригональных полях за счет переходов между уровнями расщепленного основного состояния. Рассчитываются характеристики расщепления основного состояния и вероятности оптических переходов между расщепленными уровнями ионов Fe²⁺ и Fe⁴⁺ в октаэдрических положениях с учетом тригональных и нетригональных компонент кристаллического поля. На основе анализа теоретических зависимостей вероятностей электронных переходов ионов Fe²⁺ и Fe⁴⁺ объясняются экспериментально – наблюдаемые изменения оптического поглощения в ИЖГ, монокристаллах В TOM числе знакопеременный характер фотоиндуцированного изменения оптического поглощения.

В заключении приведены основные результаты работы и следующие из них выводы.

ГЛАВА 1

МАГНИТОЭЛЕКТРИЧЕСКИЙ ЭФФЕКТ В МУЛЬТИФФЕРОИКАХ. ЯВЛЕНИЕ МАГНИТОЭЛЕКТРИЧЕСКОГО ПИННИНГА

Введение

В последние годы наблюдается активный интерес к исследованию материалов С несколькими видами ориентационного упорядочения: сегнетоэлектрического, сегнетоэластического, которые магнитного, ПО современной терминологии называются мультиферроиками. В данных материалах реализуется широкий спектр разнообразных физических явлений, связанных с сосуществованием разных по физической природе областей. Материалы с магнитоэлектрическими свойствами являются перспективными для технологических приложений в спинтронике, сенсорной технике, записи информации. Магнитоэлектрические устройствах хранения И эффекты – управление магнитными свойствами вещества при помощи электрического поля, электрическими свойствами при помощи магнитного поля в настоящее время рассматриваются в качестве альтернативы существующим методам магнитной микроэлектроники, что в первую очередь связано с их малым энергопотреблением.

Впрервые на возможность сочетания магнитных и электрических свойств в одном материале обратил внимание П. Кюри [79], теоретические предпосылки такого рода исследований появились в 1950 – е годы в работах Ландау [80] и Дзялошинского [81]. Экспериментально магнитоэлектрический эффект был обнаружен Астровым [82] в Cr₂O₃. В группе Г. Смоленского были синтезированы первые сегнетомагнетики Pb(Fe_{2/3}W_{1/3})O₃, BiFeO₃ [7]. В 1960-е годы было получено порядка 50 сегнетомагнитных соединений и несколько десятков твердых растворов, сочетающих сегнето - и

антисегнетоэлектрические свойства с ферро – , ферри – и антиферромагнитным упорядочением [7, 82]. Практически все сегнетомагнетики - искусственно синтезированные соединения, лишь три природных кристалла: конголит Fe₃B₇O₁₃Cl, губнерит - MnWO₄ и чамберсит Mn₃B₇O₁₃Cl имеют собственные магнитоэлектрические свойства.

Создание нового класса веществ в конце XX века открывало широкие перспективы для фундаментальных научных исследований и технологических разработок. Однако данные материалы обнаруживали недостатки, главными из которых являлись недостаточная химическая устойчивость сегнетомагнитных соединений и малый магнитоэлектрический эффект.

Развитие технологий XXI века позволило существенно расширить класс магнитоэлектрических материалов путем создания новых структур и веществ, а также улучшить магнитоэлектрические характеристики известных сегнетомагнетиков. Количество магнетоэлектриков стало так велико, что назрела необходимость их классификации. В соответствии с систематикой рис.1.1 можно выделить две основные группы веществ – это вещества с собственными магнитоэлектрическими свойствами [82 - 88] и соединения, веществ которые получаются на основе синтеза С магнитным И электрическим порядком [89 - 96]. Рассмотрим первый класс соединений, кристаллическая структура которых, допускает сосуществование магнитных и сегнетоэлектрических свойств в одной фазе, такие соединения по современной терминологии называют мультиферроиками (BiFeO₃, манганиты YMnO₃, NbMnO₃, HoMnO₃, ...,Ni₃V₂O₈ и др.).



Рис. 1.1. Диаграмма магнитоэлектрических материалов.

В группе мультиферроиков выделяют подклассы – I и II группы мультиферроиков [84]. Характерной особенностью мультиферроиков I группы является то, что сегнетоэлектрические и магнитные подсистемы в данных мультиферроиках разделены, температуры сегнетоэлектрического и магнитного упорядочений существенно отличаются. К І группе относится большинство известных мультиферроиков – мультиферроики со структурой называемые геометрические перовскита, так сегнетоэлектрики, сегнетоэлектрики с зарядовым упорядочением и др. Мультиферроики класса II – это соединения нового поколения, открытые сравнительно недавно. Сегнетоэлектричество В В основном обусловлено магнитным НИХ упорядочением, магнитная и сегнетоэлектрические подсистемы сильно коррелированны друг с другом; отличие температуры сегнетоэлектрического и магнитного упорядочения несущественно. К мультиферроикам II класса относятся так – называемые магнитные мультиферроики типа TbMnO₃, мультиферроики спирального типа, мультиферроики с коллинеарными магнитными структурами. Следующий класс магнитоэлектрических веществ создается на основе многослойных структур и магнитоэлектрических композитов, полученных путем синтеза магнетиков и сегнетоэлектриков. В

технологиях получения данных веществ к настоящему времени остается много открытых вопросов относительно устойчивости наблюдаемых магнитоэлектрических свойств, состыковки параметров материалов при получении многослойных или многоколончатых структур [89 - 96].

Важнейшими аспектами физики магнитоэлектриков являются вопросы значений получения высоких магнитоэлектрического коэффициента, электрических свойств магнитоэлектрических усиления магнитных И материалов. Как показывают экспериментальные исследования последних лет [1-3], рекордно - высокие значения поляризации и большую величину эффекта удается получить в тонких магнитоэлектрического пленках мультиферрока BiFeO₃.

На сегодняшний день феррит висмута BiFeO₃ является одним из самых популярных соединений, на основе которого создают новые магнитоэлектрические материалы, высокие ОН имеет температуры электрического (T_c =820 C) и магнитного (T_N =370 C) упорядочения. Атомная структура сегнетоэлектрические и магнитные свойства BiFeO₃ были впервые исследованы в [97 - 99]. Ранние нейтронографическте исследования [99] антиферромагнитное феррите висмута существует показали. что В упорядочение G – типа, при котором каждый атом окружен шестью атомами с противоположной ориентацией спина. Более точные измерения [100] выявили наличие более сложной пространтсвенно – модулированной структуры с большим периодом 620±20 Å, несоразмерным периоду кристаллической решетки. Распределение спинов по длине пространственно - модулированной структуры было определено с помощью наблюдения спектров ядерного магнитного резонанса [101, 102]. Магнитные моменты сохраняя локальную взаимную антиферромагнитную ИОНОВ железа, ориентацию, поворачиваются вдоль распространения модулированной волны в плоскости, перпендикулярной гексагональной базисной плоскости.

Спиновая циклоида является интересным физическим объектом исследования (она исследовалась в ряде экспериментальных и теоретических работ [101 - 105]), но при обычных условиях наличие пространственно – модулированной структуры препятствует реализации магнитоэлектрического эффекта в монокристаллах феррита висмута. Магнитная симметрия BiFeO₃ допускает существование линейного магнитоэлектрического эффекта и намагниченности (вследствие слабого ферромагнетизма), однако наличие спиновой циклоиды приводит к тому, что средние по объему значения намагниченности в BiFeO₃ становятся равными нулю. Поэтому для эффекта магнитоэлектрического И увеличения получения величины намагниченности феррита висмута необходимым условием является разрушение спиновой циклоиды. Для подавления пространственно – модулированной структуры в BiFeO₃ существует несколько альтернативных возможностей: циклоида может быть разрушена при приложении внешнего магнитного поля [30, 31, 105, 106]; в результате структурных фазовых переходов, вызванных частичным замещением ионов Bi ионами Dy, La, Mn [1, 2, 29, A1]; при выращивании тонких пленок BiFeO₃[1 – 3, 97].

Экспериментальные исследования [1 – 3, 97] показывают, что в тонких пленках BiFeO₃ значения спонтанной поляризации и намагниченности существенно превышают соответствующие характеристики монокристаллов BiFeO₃. Одна из возможных причин улучшения магниитоэлектрических свойств образцов быть пленочных может связана С изменением кристаллической структуры и наличием напряжений в пленке, которые приводят к разрушению спиновой циклоиды. Исследования [1, 107 - 112] показывают, что эпитаксиальные пленки BiFeO₃ тонкие имеют ромбоэдрическую или моноклинную структуру, величина поляризации В пленках BiFeO₃ при толщинах 50 – 500 нм на подложке SrTiO₃ (001)_с составляет 60 мКл/см³, что в 20 раз превышает соответствующие значения для объемных образцов в том же кристаллографическом направлении. Для пленок с ориентациями (101), (111) наблюдались значения остаточной

поляризации ~ 80 и 100 мКл/см³. Исследования намагниченности в приложенном поле [1 - 3] показали, что намагниченность в пленках феррита висмута сильно увеличивается по сравнению с обычными образцами. Для пленки с ориентацией (111)_с величина намагниченности имеет величину 0.6 э.м.е./г в поле 1 Т, что более чем на порядок превышает значения намагниченности для объемного образца при том же значении приложенного магнитного поля. Величина намагниченности в пленках, ориентированных в направлениях (001)_с, (101)_с, достигает значений 15 э.м.е./г, 7.5 э.м.е./г.

Характерной особенностью тонких пленок феррита висмута является существование полосовой сегнетоэлектрической доменной структуры. Т.к. в кристаллах феррита висмута существует восемь возможных направлений вектора поляризации по диагоналям куба, в пленках феррита висмута может быть реализовано широкое многообразие сегнетоэлектрических доменных структур [107 - 114]. В зависимости от типа, кристаллографической ориентации подложки, скорости выращивания эпитаксиальных пленок BiFeO₃ в них могут создаваться сегнетоэлектрические структуры различной архитектуры. Теоретические и экспериментальные исследования доменных структур в мультиферроиках: манганитах, феррите висмута [20, 21, 33 – 36, 115 - 119] указывают на то, что сегнетоэлектрическая доменная структура сопровождается образованием антиферромагнитной доменной структуры. Наличие тесной взаимосвязи между электрическим И магнитным упорядочением подтверждается экспериментальными работами [22, 33, 120, 36]. В [22, 120] было показано, что индуцированная электрическим полем, переориентация поляризации, приводит к спин – флоп переходу, который сопровождается переориентацией легкой магнитной плоскости. Исследования, проведенные в [22, 33, 120, 36], указывают на корреляцию между направлением оси легкого намагничивания и направлением вектора поляризации в сегнетоэлектрических доменах в пленках феррита висмута. Однако о характере распределения вектора антиферромагнетизма В антиферромагнитной доменной структуре мультиферроиков можно судить

по косвенным экспериментальным данным, непосредственное наблюдение антиферромагнитной доменной структуры на сегодняшний день не представляется возможным. Экспериментальные методики, основанные на использовании метода кругового рентгеновского дихроизма И электронной трансмиссионной спектроскопии, позволяют измерить намагниченность и поляризацию пленок мультиферроиков. Исследования, проведенные в работах [20, 21, 33 – 36, 115 115 - 115], говорят о том, что характер изменения намагниченности тесно связан с видом сегнетоэлектрической доменной структуры, давая, таким образом, косвенное подтверждение тому, что микромагнитное распределение определяется характером сегнетоэлектрического упорядочения.

природа эффекта магнитоэлектрического Физическая пиннинга взаимосвязи магнитного и электрического параметров порядка, а также механизмы. отвечающие за высокие значения намагниченности И поляризации в пленках феррита висмута, остаются не до конца изученными, являются предметом активных научных дискуссий. Линейный И И нелинейные магнитоэлектрические эффекты [33] объясняются на основе классического механизма, связанного с взаимодействием сегнетоэлектрического и магнитного параметров порядка, определяемого вкладом $F^{ME} = \sum_{ss'} \gamma^{ijkl}_{ss'} P^i P^j M^k_s M^l_{s'}$ в свободную энергию системы, здесь P^i, M^i_s

- компоненты векторов поляризации и намагниченности, γ_{ss} .^{*ijkl*} – тензор магнитоэлектрических коэффициентов. Традиционно в качестве основного механизма, отвечающего за взаимодействие магнитного и электрического параметров порядка, принимается магнитоэлектрическое взаимодействие Дзялошинского - Мория [81, 122]. Особенности антиферромагнитных доменных границ, исследованных в [25 - 27, 123] объясняются именно на основе этого механизма. В последние годы активно обсуждается новый механизм усиления намагниченности (механизм доменного происхождения), согласно которому намагниченность зарождается в центре

антиферромагнитной или сегнетоэлектрической доменной стенки вследствие взаимодействия. магнитоэлектрического Симметрийный анализ, проведенный в работах [34, 37, 115, 116], говорит в пользу данного утверждения и выделяет пространственные группы симметрии, допускающие данный эффект. Расчеты, проведенные в [37, 35, 116, 73] на основе теории Ландау для систем с двумя ориентационными параметрами порядка, также показывают возможность зарождения одного параметра порядка в доменных стенках другого параметра порядка. В случае мультиферроиков роль двух параметров порядка играют вектора поляризации и намагниченности. Теоретические исследования получили частичное экспериментально подтверждение. Работы [21, 23, 117] указывают на появление точечной намагниченности, связанной с наличием сегнетоэлектрической доменной структуры в манганитах YMnO₃ [20], HoMnO₃ [21], TbMnO₃ [117, 118], в пленках BiFeO₃ с сегнетоэлектрическими доменами определенного типа [24].

В то же время в магнитоэлектрических материалах важен другой механизм: механизм неоднородного магнитоэлектрического взаимодействия, природу, которое имеет релятивистскую реализуется при наличии неоднородного распределения ориентационного параметра порядка. описывается инвариантом Лифшица $F^{FME} = P_i M_i \nabla_k M_l$ и играет ведущую роль при исследовании несоразмерных фаз и фазовых переходов в мультиферроиках. В последние годы в физике магнетоэлектриков активно обсуждаются новые эффекты, связанные с учетом данного механизма [8].

Несмотря обширный экспериментальный И на теоретический материал исследованию магнитоэлектрического эффекта по В мультиферроиках, ряд фундаментальных вопросов, важных также и для практических приложений остается открытым. Некоторые из этих вопросов рассмотрены в данной главе. Микромагнитное распределение в пленках мультиферроиков, связь пространственной модуляции спинов с характером особенности сегнетоэлектрического упорядочения, намагниченности И

поляризации пленок мультиферроиков и физические механизмы, отвечающие за связь магнитных и электрических параметров порядка (эффект магнитоэлектрического пиннинга) – данные аспекты являются предметом оригинальных исследований, результаты которых представлены в данной главе.

В параграфе 1.1 исследован линейный магнитоэлектрический эффект, реализующийся В монокристаллах феррита висмута В результате структурного перехода, вызванного частичным замещением ионов Ві ионами La, Dy [A1]. В параграфах 1.2 – 1.6 представлены результаты оригинальных исследований особенностей антиферромагнитной доменной структуры мультиферроика, обусловленные механизмом неоднородного магнитоэлектрического взаимодействия. В рамках теории микромагнетизма плотности функционала свободной основе минимизации энергии на мультиферроика впервые определены свойства основного состояния – параграф 1.3 [A2], рассчитана полосовая антиферромагнитная структура – параграф 1.4 [А3, А4], определена структура антиферромагнитной доменной границы – параграф 1.5 [А5], исследованы особенности распределения намагниченности и поляризации в пленках мультиферроиков типа BiFeO₃ – параграф 1.6 [А8]. Проведенные исследования показали, что особенности микромагнитного распределения в пленках мультиферроиков обусловлены механизмом неоднородного магнитоэлектрического взаимодействия. На примере использования ряда теоретических моделей продемонстрировано явление магнитоэлектрического пиннинга стабилизации антиферромагнитных мультиферроика доменных границ сегнетоэлектрическими границами, экспериментально доменными наблюдаемого в пленках феррита висмута. Показано, что характер антиферромагнитного упорядочения существенным образом влияет на основные магнитоэлектрические характеристики мультиферроиков _ намагниченность и поляризацию. Исследованы особенности электрической поляризации, индуцированной неоднородным распределением спинов,

намагниченности в пленках феррита висмута с несколькими видами сегнетоэлектрических доменных структур. Рассмотрены основные механизмы возникновения намагниченности в пленках мультиферроиков, предложены рекомендации для экспериментаторов, занимающихся исследованиями магнитной доменной структуры мультиферроиков.

1.1. Линейный магнитоэлектрический эффект в мультиферроике BiFeO₃

Кристаллографическая структура BiFeO₃ описывается пространственной группой R3с. Кристаллическая структура феррита висмута характеризуется ромбоэдрически искаженной перовскитной ячейкой, очень близкой к кубу со стороной $a_c=3.96$ А и углом α в грани 89.4⁰. Однако при анализе свойств феррита висмута удобнее рассматривать гексагональную ячейку с параметрами $a_{hex} = 5.58$ A, $c_{hex} = 13.9$ A (рис.1.2). Атомная структура BiFeO_{3.} была определена в 1969 г. [97], в элементарной ячейке BiFeO₃ содержатся две формулы BiFeO₃. Ионы железа и висмута смещены от своих центросимметричных позиций, что приводит к возникновению спонтанной поляризации вдоль направлений <111>. Сегнетоэлектрические свойства BiFeO₃ впервые были исследованы в [98] на основе изучения петли гистерезиса. Измеренные значения поляризации в объемных образцах составляют 3.5µC/cm² вдоль направления <100>, 6.1µС/сm² вдоль направления <111>.

Рассмотрим кристаллическую структуру соединений $Bi_{1-x}R_xFeO_3$, получаемых при изменении концентрации ионов Bi - x, вызванную частичным замещением ионов Bi ионами Dy. Структуру $BiFeO_3$, также как и структуру соединений $Bi_{1-x}R_xFeO_3$ будем рассматривать как результат фазового перехода из исходной фазы (прафазы), структура которой отличается от структуры $BiFeO_3$ тем, что ионы Fe расположены посередине между ионами Bi. Симметрия данной прафазы определяется пространственной группой C_{2v}^{9} (Pbn2₁).



Рис.1. 2. Элементарная ячейка BiFeO₃, а) ромбоэдрическая ячейка, б) гексагональная ячейка [106]

Рассмотрим структурный фазовый переход D_{2h}^{16} (Pbnm) --> C_{2V}^{9} (Pbn2₁), который имеет место в кристаллах Bi_{1-x}R_xFeO₃. В дальнейшем будем идентифицировать этот переход как переход из прафазы в неупорядоченную фазу со структурой ортоферрита с пространственной группой симметрии D_{2h}^{16} . Параметрами порядка, характеризующими данный фазовый переход, являются смещения атомов относительно симметричных позиций в прафазе ζ_R , ξ_{01} , η_{01} , ζ_{03} (таблица 1.1). Данные смещения определяют *z*-компоненту вектора поляризации, которую в приближении точечных зарядов можно определить как

$$P_{z} = \frac{4e}{ab} \left(3\zeta_{R} - 4\zeta_{01} - 2\zeta_{03} \right)$$
(1.1)

где $P_z - z$ – компонента вектора спонтанной поляризации, ζ_R , ζ_{01} , ζ_{03} – координаты смещений атомов относительно симметричных позиций в прафазе.

Магнитное упорядочение ортоферритов определяется четырьмя магнитными параметрами порядка

$$F = V_c^{-1} (M_1 + M_2 + M_3 + M_4)$$

$$G = V_c^{-1} (M_1 - M_2 + M_3 - M_4)$$

$$A = V_c^{-1} (M_1 - M_2 - M_3 + M_4)$$

$$C = V_c^{-1} (M_1 + M_2 - M_3 - M_4).$$

(1.2)

где M_i - средний магнитный момент четырех ионов железа в элементарной ячейке, $V_c = abc$ – объем элементарной ячейки, вектор F - вектор намагниченности, G, A, C – антиферромагнитные вектора.

Исследуем трансформационные свойства введенных параметров относительно операций симметрии прафазы. Отметим, что для изучения свойств макроскопических системы ΜЫ можем использовать редуцированную пространственную группу симметрии \tilde{D}_{2h}^{16} вместо полной группы D_{2h}^{16} , т.к. все операции трансляции эквивалентны тождественным преобразованиям. С другой стороны в группу \tilde{D}_{2h}^{16} необходимо включить операцию обращения времени $\tilde{D}_{2h}^{16} = D_{2h}^{16}C_t$, где C_t – группа второго порядка, обращения включающая операцию времени И тождественные преобразования. Исследуем трансформационные свойства параметров порядка (1.1), (1.2) относительно группы \tilde{D}_{2h}^{16} . Представим $\tilde{D}_{2h}^{16} = C_{2\nu}^9 C_i C_t$, где C_{2v}^{9} редуцированная группа симметрии поляризованной фазы. Пространственная группа $ilde{D}^{16}_{2h}$ имеет 16 одномерных неприводимых представлений (табл. 1.2), первые 8 из которых являются четными по времени, аа остальные 8 – нечетными. 8 первых представлений (индексами от 1 до 4) – пространственно – четными, 8 последних (с индексами от 5 до 8) – пространственно – нечетные.

В данном подходе электрические и магнитные параметры порядка равнозначны, операции инверсии времени и координат являются операциями симметрии пространственной группы. Электрические параметры порядка принадлежат четным по времени, но нечетным по изменению координат неприводимым представлениям $\Gamma_5 - \Gamma_8$, параметры, определяющие структурный переход принадлежат неприводимому представлению Γ_8 . С другой стороны, магнитные параметры порядка должны принадлежать четным по времени, но пространственно нечетным представлениям.

Запишем разложения векторов поляризации и намагниченности по степеням электрического и магнитного поля (*E*, *H*)

$$P_{i} = P_{i}^{(s)} + \kappa_{ij}E_{j} + \alpha_{ij}H_{j} + \lambda_{ijk}E_{j}E_{k} + \alpha_{ijk}H_{j}H_{k} + \frac{1}{2}\beta_{ijk}E_{j}E_{k}$$

$$F_{i} = F_{i}^{(s)} + \chi_{ij}H_{j} + \alpha_{ij}E_{j} + \delta_{ijk}H_{j}H_{k} + \beta_{ijk}E_{j}H_{k} + \frac{1}{2}\alpha_{ijk}E_{j}E_{k}$$
(1.3)

здесь вектора $P^{(s)}$ и $F^{(s)}$ – спонтанная поляризация и намагниченность, $\kappa_{ij} = \kappa_{ji}$, $\chi_{ij} = \chi_{ji}$ - электрическая и магнитная восприимчивости, α_{ij} – линейная магнитоэлектрическая восприимчивость, γ_{ijk} , δ_{ijk} симметричные тензоры нелинейной электрической и магнитной восприимчивостей, $\alpha_{ijk} = \alpha_{kji}$, $\beta_{ijk} = \beta_{kji}$ - тензоры квадратичного магнитоэлектрического эффекта. Все слагаемые в выражениях (1.3), расположенные с правой стороны, принадлежат к тому же неприводимому представлению пространственной группы \tilde{D}_{2h}^{16} , что и компоненты векторов P и F, расположенные с левой стороны.

Как видно из таблицы 4 компоненты электрического и магнитного полей принадлежат тем же самым неприводимым представлениям, что и сопряженные функции, таким образом, скалярные произведения *P*·*E*, *F*·*H* являются инвариантами. Используя эти утверждения, мы можем определить, к каким неприводимым представлениям, принадлежат компоненты тензоров. Результаты показаны в таблице 1.2. Согласно Г₈ (P_z) моде ортоферрита рассматриваемая структура является дипольно _ упорядоченной. Относительно магнитной структуры, можно допустить, что кристалл является упорядоченным по моде Γ_4' (F_2G_x) ниже температуры Нееля. Такая магнитная структура стабилизируется магнитной анизотропией подсистемы Fe и наблюдается в ортоферритах с разбавленной R подсистемой.

Рассмотрим таблицу 1.2. В прафазе (параэлектрической и парамагнитной фазе) от нуля отличны только те компоненты тензоров в выражениях (1.3), которые занимают первую строчку таблицы, т.е. они являются инвариантами пространственной группы D_{2h}^{16} . В результате дипольного упорядочения симметрия понижается и к рассмотрению должны быть добавлены компоненты тензоров, принадлежащие представлению Γ_8 .

Тогда компоненты тензоров, принадлежащие представлению Γ_4' и

Таблица 1.1. Положения атомов в структуре с зарядовым содержанием $Bi_2O_3 - 73.5$, Fe_2O_3 17.2, $Dy_2O_3 - 2.8$ [57], пространственной группы C_{2V}^9 (Pbn2₁).

При равенстве нулю смещений, обозначенных греческими символами, группа пространственной симметрии становится D_{2h}¹⁶ (Pbnm) (группой симметрии ортоферрита).

Атомы	Символы	Х	У	Z
	атомных			
	позиции по			
	Вайкоффу			
	для D _{2h} ¹⁶			
Bi/R	4c	X _R	УR	$1/_4 + \zeta_R$
				-
Fe	4b	0	1/2	0
O ₁	8d	$x_{01} + \zeta_{01}$	$y_{01} + \eta_{01}$	$z_{01} + \zeta_{01}$
O ₂	8d	x ₀₁ -ζ ₀₁	y ₀₁ -η ₀₁	$1/2 - Z_{01} + \zeta_{01}$
O ₃	4c	X ₀₃	y 03	1/4+ζ03

появляющиеся в результате магнитного упорядочения ниже температуры Нееля, также становятся отличными от нуля. Таким образом, в полярной фазе реализуется квадратичный магнитоэлектрический эффект $P_i = \beta_{ijk} H_j H_k / 2$, ниже температуры Нееля другой магнитоэлектрический эффект $F_i = \alpha_{ijk} E_j E_k / 2$ может быть также реализован.

Кроме того, компоненты, принадлежащие представлению $\Gamma_5 = \Gamma_8 \times \Gamma_4$ становятся отличными от нуля в результате взаимодействия с упорядоченными электрическими и магнитными подсистемами, линейный магнитоэлектрический эффект становится разрешенным и матрица Таблица 1.2. Разложение тензорных компонент магнитоэлектрических коэффициентов по неприводимым представлениям группы $ilde{D}^{16}_{2h}$

Γ_1 Γ_2 Γ_3 Γ_4		$\kappa_{11}, \kappa_{22}, \kappa_{33}$ κ_{23} κ_{13} κ_{12}	X11, X22, X33 X23 X13 X12
Γ5 Γ6 Γ7 Γ8	P_x, E_x P_y, E_y $P_z, E_z, \zeta_R, \xi_{01}, \eta_{01}, \zeta_{01}, \zeta_{03}$	Y123 Y111, Y122, Y133 Y112, Y222, Y233 Y113, Y223, Y333	$ \begin{array}{c} \beta_{123}, \beta_{213}, \beta_{312} \\ \beta_{111}, \beta_{122}, \beta_{133}, \beta_{212}, \beta_{313} \\ \beta_{112}, \beta_{211}, \beta_{222}, \beta_{233}, \beta_{323} \\ \beta_{113}, \beta_{311}, \beta_{223}, \beta_{322}, \beta_{333} \end{array} $
Γ_1' Γ_2' Γ_3' Γ_4'	G_{y} F_{x}, G_{z}, H_{x} F_{y}, H_{y} F_{z}, G_{x}, H_{z}	$\delta_{123} \\ \delta_{111}, \delta_{122}, \delta_{133} \\ \delta_{112}, \delta_{222}, \delta_{233} \\ \delta_{113}, \delta_{223}, \delta_{333}$	$\begin{array}{l} \alpha_{123}, \alpha_{132}, \alpha_{213} \\ \alpha_{111}, \alpha_{122}, \alpha_{133}, \alpha_{212}, \alpha_{33} \\ \alpha_{112}, \alpha_{121}, \alpha_{222}, \alpha_{233}, \alpha_{33} \\ \alpha_{113}, \alpha_{131}, \alpha_{223}, \alpha_{232}, \alpha_{33} \end{array}$
Γ'5 Γ'6 Γ'7 Γ'8		$lpha_{11}, lpha_{22}, lpha_{33} \ lpha_{23}, lpha_{32} \ lpha_{13}, lpha_{31} \ lpha_{12}, lpha_{21}$	

коэффициентов магнитоэлектрической восприимчивости становится диагональной для главных осей ромбического кристалла. В первом приближении *z* компонента поляризации определяется выражением

$$P_z = \alpha_{33} H_z \tag{1.4}$$

Из выражения (1.4) следует, что электрическая поляризация является функцией магнитного поля. Экспериментальные исследования также указывают на ориентационную зависимость магнитоэлектрического эффекта в рассматриваемых образцах. На рис. 1.3 показан график зависимости величины P_z, представленной как радиус – вектор вдоль направления магнитного поля в плоскости (1-10) при поле H=1MA/m. На рис. 1.3 видно, что экспериментальная кривая (сплошная линия) хорошо описывается уравнением (1.4) (штриховая линия) везде, за исключением областей, где поле ориентировано почти перпендикулярно оси *z*. Характерно, что знак поляризации при положительных И отрицательных значениях H_7 положителен, т.к. компонента магнитоэлектрической восприимчивости α₃₃


Рис. 1.3. Зависимость z – компоненты поляризации монокристалла Dy_{0.55} Bi_{0.45} Fe O₃ от магнитного поля, z – компонента поляризации представлена в виде радиуса – вектора, направленного вдоль поля в плоскости (1-10) [A1].

изменяет знак при изменении намагниченности F_z . Это также видно на экспериментальных зависимостях Dy_{0.55} Bi_{0.45}FeO₃ в магнитном поле *H*, направленном вдоль оси [001] (рис. 1.4).

Зависимость $P_z(H)$ иллюстрирует гистерезис формы "бабочки", когда абсолютная величина z - компоненты магнитного поля не превышает значение поля коэрцитивности H_c , в этом случае на рис. 1.3 появляются дополнительные узкие области, в которых P_z имеет отрицательный знак в окрестности поля H, перпендикулярного направлению [001]. В этой области образец разбивается на магнитные домены (F_z ,- F_z) и форма данных узких областей зависит от предыстории образца. Наблюдаемые магнитоэлектрические зависимости от величины и направления магнитного поля подтверждают вывод о диагональной форме линейного магнитоэлектрического тензора вдоль главных осей ромбического кристалла, которое в свою очередь говорит о магнитном упорядочении вида Г₄'.



Рис.1.4. Магнитоэлектрический гистерезис Dy_{0.55} Bi_{0.45} Fe O₃ (пластина (001), Н перпендикулярно (001)) [A1].

1.2. Основные взаимодействия в мультиферроиках

Мультиферроики – материалы, объединяющие в себе два вида упорядочения: сегнетоэлектрическое и антиферромагнитное, естественно представить в виде двух взаимодействующих подсистем: магнитной и электрической. Свободная энергия мультиферроика будет включать в себя энергии магнитного, электрического и магнитоэлектрического взаимодействий [8, 81, 122, 125, 128, 129, А4]

$$F = F_m + F_{el} + F_{me} \tag{1.5}$$

энергия магнитного взаимодействия *F*_{*m*} представляется в где виде разложения по параметру порядка, для которого в данном случае используются два вектора: вектор ферромагнетизма M И вектор антиферромагнетизма *L*; тогда энергия *F_m* примет вид [125, 129]

$$F_{m} = \frac{a_{1}m^{2}}{2} + \frac{b_{1}l^{2}}{2} + \frac{b_{2}l^{4}}{2} + \frac{d}{2}(ml)^{2} - MH + F_{anis}(l) + F_{exch}(l) .$$
(1.6)

Здесь a_1, b_1, b_2, d – константы разложения, $m = \frac{M}{|M|}, l = \frac{L}{|L|}$ - единичные вектора ферро- и антиферромагнетизма, H – приложенное магнитное поле, $F_{exch}(l) = A\left(\frac{\partial l_i}{\partial x_i}\right) \left(\frac{\partial l_i}{\partial x_i}\right)$ – энергия неоднородного обменного взаимодействия,

A – константа обменного взаимодействия, $F_{anis}(l)$ – энергия магнитной анизотропии.

В дальнейшем мы будем рассматривать эпитаксиальные пленки BiFeO₃, в которых наводится ростовая анизотропия [126]. Во многих случаях ростовую анизотропию пленок феррита висмута можно представить в виде орторомбической магнитной анизотропии [126]: $F_{anis} = K_1 (nl)^2 + K_2 (n_\perp l)^2$, где K_1 , K_2 – константы орторомбической анизотропии, $n = \frac{l}{l}$ - единичный вектор, направленный вдоль l. Так же как принято в теории антиферромагнетизма [127], используя равномодульное приближение и условие (ml) = 0, мы можем исключить вектор m из свободной энергии F_m , оставив зависимость полной энергии магнитной подсистемы только от параметра l.

Свободную энергию электрической подсистемы, согласно теории сегнетоэлектричества [128], представим в виде разложения по параметру порядка *η*, который определяется симметрией кристалла

$$F_{el} = \frac{a_1 \eta^2}{2} + \frac{a_2 \eta^4}{4} + \dots$$
(1.7)

здесь a_1 , a_2 – константы разложения. В качестве параметра η для простоты выберем поляризацию **P**. Конкретный вид разложения $F_{el}(\eta)$ по параметру порядка для нас не важен. Значение для данной задачи имеет тот факт, что при температурах ниже точки Кюри ($T < T_c$) в системе реализуется спонтанная поляризация **P**. Чтобы удовлетворить этому условию, мы используем функцию $F_{el}(\eta)$, приведенную выше.

Магнитоэлектрическое взаимодействие включает в себя два линейных по электрической поляризации слагаемых [8, 81, 25, 122]

$$F_{me} = F_{me}^1 + F_{me}^2 \tag{1.8}$$

$$F_{me}^{1} = D_{1} \boldsymbol{P}^{2} \left[\boldsymbol{l} \times \boldsymbol{m} \right]^{2} -$$

магнитоэлектрическое взаимодействие типа Дзялошинского – Мория [81, 25, 122], где P - вектор электрической поляризации и $F_{me}^2 = D_2 P\{(l \text{ grad})l - l \text{ div}l\} = -D_2\{P(l \text{ rot}l) + P l \text{ div}l\}$ -

неоднородное магнитоэлектрическое взаимодействие, которое называют также флексомагнитоэлектрическим взаимодействием [8]. Здесь D_1 – константа магнитоэлектрического взаимодействия, D_2 – константа флексомагнитоэлектрического взаимодействия. Неоднородное магнитоэлектрическое взаимодействие F_{me}^2 имеет релятивистскую природу, описывается инвариантом Лифшица в теории фазовых переходов Ландау.

С учетом сделанных допущений мы можем переписать полную энергию мультиферрока (1.5) в виде

$$F = -\frac{\chi_{\perp}}{2} (\boldsymbol{H}_{eff}^{2} - (\boldsymbol{H}_{eff}\boldsymbol{n})^{2}) + F_{exch}(\boldsymbol{l}) + F_{anis}(\boldsymbol{l}) + F_{me}^{2} + \frac{a_{1}P_{z}^{2}}{2} + \frac{a_{2}P_{z}^{4}}{4} , \qquad (1.9)$$

где $H_{eff} = H + H_{me}$ - эффективное магнитное поле, действующее на спины антиферромагнитной подсистемы, $H_{me} = D_1[n \times P]$ - магнитоэлектрическое поле, действующее на антиферромагнитную подсистему и стремящееся создать слабоферромагнитный момент. Физический смысл первого слагаемого очевиден: оно отражает сильную анизотропию восприимчивости антиферромагнитной подсистемы, которая определяется χ_{\perp} ($\chi_{\perp} \sim 10^{-5}$). Выражение (1.9) выводится в [129], при выводе (1.9) предполагается, что система находится вдали от точки Нееля ($T \ll T_N$), поэтому не учитывается продольная магнитная восприимчивость $\chi_{\parallel} \ll \chi_{\perp}$, при дальнейших расчетах данное приближение не имеет принципиального значения.

1.3. Расчет основного состояния в пленках

мультиферроиков

Рассмотрим распределение вектора антиферромагнетизма, реализующееся в мультиферроике при наличии сегнетоэлектрической доменной структуры. В качестве модельного объекта для исследования рассмотрены пленки мультиферроика феррита висмута BiFeO₃. Исследуем случай полосовой сегнетоэлектрической доменной структуры, в которой вектор поляризации в доменах ориентирован вдоль главной оси кристалла <111> и изменяет свое направление скачком при переходе от одного сегнетоэлектрического домена к другому. В угловых переменных плотность свободной энергии системы, введенная в параграфе 1.2, записывается в виде [A2]:

$$f = A\left\{ (\nabla \theta)^{2} + \sin^{2} \theta (\nabla \varphi)^{2} \right\} - K_{1} \sin^{2} \theta + K_{2} \sin^{2} \theta \cos^{2} \varphi + \frac{\chi_{\perp} D_{1}^{2}}{2} P_{z}^{2} \sin^{2} \theta + D_{2} P_{z} \left\{ \cos \varphi \frac{\partial \theta}{\partial x} + \sin \varphi \frac{\partial \theta}{\partial y} \right\}$$
(1.10)

где A – константа неоднородного обменного взаимодействия, K_1 , K_2 – константы орторомбической магнитной анизотропии, D_1 – константа магнитоэлектричекого взаимодействия Дзялошинского – Мория, χ_{\perp} -

магнитная восприимчивость, D_2 - константа неоднородного магнитоэлектрического взаимодействия, P_z - z - компонента вектора поляризации P=(0,0, P_z), θ и φ – полярный и азимутальный углы вектора антиферромагнетизма. Изменение поляризации вдоль пленки можно описать следующим законом

$$\frac{dP_z}{dx} = 2P_0 \sum_{n=-\infty}^{\infty} (-1)^n \delta(x-dn),$$

где *d* – ширина сегнетоэлектрического домена, *P*₀ – величина поляризации в сегнетоэлектрическом домене.

Минимизация функционала свободной энергии (1.10) дает следующие возможные виды решений 1) $\varphi=0$, π , $\theta=\theta(x)$; 2) $\theta=\pi/2$, $\varphi=\varphi(x)$, которые соответствуют двум возможным вращениям спинов: вокруг нормали к пленке и в плоскости пленки. В случае $E=4\sqrt{AK_{eff}}-\pi D_2 P>0$, $K_{eff}=\left|-K_1+K_2+\frac{\chi_{\perp}}{2}D_1^2P_z^2\right|$ энергетически более выгодным является первый тип разворота, который исследован в данной главе. Уравнение Эйлера – Лагранжа для функционала (1.10) имеет вид

$$A\frac{d^2\theta}{dx^2} + K_{eff}\sin\theta\cos\theta = D_2\frac{dP_z}{dx}$$
(1.11)

Используя лемму о том, что решением уравнения $\frac{d^2\theta}{dx^2} - \frac{\theta}{\Delta^2} = \delta(x-x')$ является функция Грина $\theta(x) \equiv G(x-x') = -\frac{\Delta}{2} \exp\left(-\frac{|x-x'|}{\Delta}\right)$, запишем решение уравнения (1.11) в виде

$$\theta(x) = -q_0 \frac{\Delta}{2} \sum_{n=-\infty}^{\infty} (-1)^n \exp\left(-\frac{|x-nd|}{\Delta}\right)$$

$$\theta(x) = q_0 \Delta \left\{ \operatorname{ch} \frac{x}{\Delta} \frac{\exp\left(-\frac{d}{\Delta}\right)}{1 + \exp\left(-\frac{d}{\Delta}\right)} - \frac{\exp\left(-\frac{|x|}{\Delta}\right)}{2} \right\},$$
(1.12)

где
$$\Delta = \sqrt{\frac{A}{K_{eff}}}$$
, $q_0 = \frac{D_2 P_0}{2A}$.

Функция, определяемая формулой (1.12) является симметричной, она достигает максимальных значений $\theta = \theta_0$ в точках $x = \pm (2k+1)d$ и минимальных $\theta = -\theta_0$ при $x = \pm 2kd$, k=0,1,2,..., $\theta_0 = \frac{1 - \exp(-d/\Delta)}{2(1 + \exp(-d/\Delta))}$. Соответственно изменяется и поляризация, принимая отрицательные значения $P=-P_0$ при $x \in [2kd, (2k+1)d]$ и положительные $P=P_0$ при $x \in [(2k+1)d, 2kd]$.

Полученный результат говорит о том, что при наличии периодической сегнетоэлектрической доменной структуры неоднородное магнитоэлектрическое взаимодействие индуцирует периодическое распределение вектора антиферромагнетизма. Решение, определяемое формулой (1.12) получено в приближении малых отклоненй вектора антиферромагнетизма от равновесного положения, что имеет место для пленок мультиферроиков малой толщины. При увеличении толщины пленок и соответственно ширины сегнетоэлектрических доменов приближение $\theta << 1$ не является более корректным и для исследования распределения вектора антиферромагнетизма необходимо решить нелинейное уравнение для угла θ

$$A\frac{d^2\theta}{dx^2} + K_{eff}\sin\theta\cos\theta = 0$$
(1.13)

с граничными условиями, задаваемыми на границе антиферромагнитного и сегнетоэлектрического доменов

$$\frac{d\theta}{dx} = \pm q_0, \quad \text{при } x = \frac{d}{2}, \frac{3d}{2}, \frac{5d}{2}, \dots \quad (\text{знаки} + \text{или} - \text{чередуются при }$$
чередовании положения x) (1.14)

$$\theta = \frac{\pi}{2}$$
 в центре домена (x=0, d, 2d,...). (1.15)

Переход к использованию граничных условий является оправданным, поскольку ширина доменной границы сегнетоэлектрической доменной структуры много меньше ширины доменной границы антиферромагнитной доменной структуры. Отметим, что скачок производной угла θ на границе между сегнетоэлектрическими доменами обусловлен неоднородным магнитоэлектрическим взаимодействием (q_0). Решение уравнений (1.13 – 1.15) имеет вид [A2]

$$\theta = \arcsin\left(\sin\left(\pm\frac{x-x_0}{\Delta m}, m\right)\right),$$
 где $x_0 = x_c \mp \Delta m K(m)$,
 $dn(\pm\frac{x-x_c}{\Delta} + K(m), m) = \pm \Delta q_0$

где sn(x,m), dn(x,m) - эллиптические функции Якоби, K(m) – полный эллиптический интеграл первого рода. Графики зависимости угла θ от координаты х при разных значениях ширины сегнетоэлектрического домена представлены на рис. 1.5. На рис. 1.5 видно, что при малых толщинах ферроэлектрических доменов зависимость $\theta(x)$ является линейной, нелинейность при увеличении толщины *d*, появляется причем она наиболее приближении проявляется ярко при к границе сегнетоэлектрического домена.

На рис. 1.6 показан график изменения угла θ_0 на границе домена в зависимости от толщины сегнетоэлектрического домена (рис.1.5а), графики зависимости изменения скорости разворота угла θ в центре домена от толщины *d* (рис.1.5б). На графиках видно, что при малых толщинах *d* наблюдается существенное изменение данных характеристик, при



Рис.1.5. Графики зависимости угла θ от координаты x ($K_1 < 0$) a) d=10 nm, б) d=100 nm $A=3\cdot10^{-7}$ erg/cm, $K=8\cdot10^5$ erg/cm³, $P_0=6\cdot10^{-5}$ C/cm², $\chi_{\perp} \sim 5\cdot10^{-5}$, $D_2=\frac{4\pi A}{\lambda P_0}$, $\lambda=62$ nm [A2].

увеличении толщины *d* кривые выходят на насыщение, т.е. скорость разворота вектора антиферромагнетизма в центре домена и угол разворота на границе домена практически перестают изменяться.

описания наиболее характерных особенностей полученных Для зависимостей $\theta(x)$ введем параметр размытости $s=\lambda/d$, где λ - период пространственно – модулированной структуры феррита висмута, не реализуемой в основном состоянии. При больших значениях параметра размытости (малых значениях ширины сегнетоэлектрического домена d) для всех рассмотренных ситуаций распределение вектора антиферромагнетизма $\theta(x)$ линейно и имеет «пилообразную» форму, что согласуется с картиной расчетов, полученной в линейном приближении. При уменьшении параметра s (увеличении d) зависимость $\theta(x)$ приобретает нелинейный характер, увеличивается амплитуда угла θ на границе доменов, выходя на насыщение при малых значениях *s*. Полученные зависимости позволяют выявить ряд характерных особенностей микромагнитного распределения в тонких пленках BiFeO₃. В основном состоянии в пленках мультиферроиков наблюдаюется периодическое распределение вектора антиферромагнетизма.



Рис. 1.6. Графики а) зависимости угла $\theta_0 = \theta$ (d/2) на границе домена от толщины сегнетоэлектрического домена d, б) зависимости скорости изменения угла θ в центре домена от толщины домена d.

Характер распределения антиферромагнитного вектора зависит от сегнетоэлектрической доменной параметров структуры, начального магнитной анизотропии, условий состояния системы, на границах сегнетоэлектрических доменов. Исследования [2, 3] говорят о том, что спиновая циклоида - спиральная магнитная структура, реализующаяся в кристаллах феррита висмута, подавляется в пленках BiFeO₃. Однако проведенные расчеты [A2] показывают, что распределение антиферромагнитного вектора на участках сегнетоэлектрических доменов представляет собой фрагменты циклоиды. Это означает, что наличие сегнетоэлектрической доменной структуры частично восстанавливает благодаря неоднородному циклоиду магнитоэлектрическому взаимодействию. Неоднородное магнитоэлектрическое взаимодействие производной угла θ проявляется скачке на границе В между сегнетоэлектрическими доменами (1.14), что приводит к отклонениям угла θ от равновесного положения $\theta_0 = \pi/2$ в окрестности сегнетоэлектрических доменных границ. Это говорит о том, что сегнетоэлектрическая доменная структура оказывает влияние на магнитную структуру пленок

мультиферроиков, магнитный и электрический параметры порядка взаимодействуют в окрестности сегнетоэлектрических доменных границ.

Анализ роли механизмов магнитоэлектрических взаимодействий, влияющих на формирование микромагнитной структуры мультиферроиков, что взаимодействие Дзялошинского – Мория показал, приводит К перенормировке константы магнитной анизотропии, не изменяя существенным образом микромагнитное распределение. За формирование магнитной структуры с неоднородным распределением вектора антиферромагнетизма отвечает неоднородное магнитоэлектрическое взаимодействие. Таким образом, однородное распределение антиферромагнитного вектора В основном состоянии становится энергетически невыгодным.

Проведенное исследование позволило выявить следующие основные закономерности:

-наблюдается корреляция между сегнетоэлектрической магнитной И доменной структурой мультиферроика, наличие периодической сегнетоэлектрической структуры приводит к скачку пространственной производной ОТ магнитного параметра порядка В окрестности сегнетоэлектрических доменных границ, что приводит к пространственной модуляции вектора антиферромагнетизма,

-при наличии периодической сегнетоэлектрической структуры однородное антиферромагнитное состояние не является состоянием с наименьшей энергией. Наименьшей энергии мультиферроика отвечает квазиоднородное состояние, в котором в вектор антиферромагнетизма отклоняется от равновесного положения ($\theta_0 = \pi/2$) в окрестности сегнетоэлектрических доменных границ

-основным физическим механизмом, отвечающим за корреляцию магнитного и сегнетоэлектричекого параметров порядка, проявляющегося в изменении

структуры основного состояния, является механизм неоднородного магнитоэлектрического взаимодействия.

Проведенные расчеты показывают, что антиферромагнитная доменная структура пиннингуется на сегнетоэлектрической доменной структуре за флексомагнитоэлектрического взаимодействия. Ha счет характер антиферромагнитной распределения спинов В доменной структуре существенное влияние оказывает параметр размытости или граничные условия между доменами, таким образом, качественной характеристикой пиннинга являются граничные условия.

1.4. Доменная структура мультиферроиков

В данном параграфе проведено исследование антиферромагнитной доменной структуры мультиферроика типа BiFeO₃. Показано, что наличие сегнетоэлектрической доменной структуры оказывает существенное влияние на характер распределения магнитного момента, а именно антиферромагнитные доменные границы пиннингуются на сегнетоэлектрических границах, направление и характер разворота вектора антиферромагнетизма определяется направлением вектора поляризации в сегнетоэлектрических доменах. Причиной полученных эффектов является неоднородное магнитоэлектрическое взаимодействие.

Геометрия задачи показана на рис.1.7, угол θ отсчитывается от положительного направления оси $OZ || C_3 || < 111 >$, угол φ лежит в плоскости пленки (рис.1.7). Предположим, что P(x) – ступенчатая функция (со скачком сегнетоэлектрических доменов). Данное приближение на границе применимо, т.к. характерные размеры магнитных доменных границ в мультиферроиках значительно превышают размеры сегнетоэлектрических 132], доменных границ [130 _ при ЭТОМ характерная ширина сегнетоэлектрических доменных границ (порядка 1 нм и менее) намного

меньше ширины сегнетоэлектрического домена (изменяющейся от 10 нм до 100 нм) [130, 133].



Рис. 1.7. Рассматриваемая периодическая доменная структура мультиферроика. P – вектор поляризации, l - вектор антиферромагнетизма, d - размер домена. Размеры сегнетоэлектрических и антиферромагнитных доменов совпадают, направления векторов поляризации и антиферромагнетизма в соседних доменах противоположны.

В угловых переменных θ , φ плотность свободной энергии, введенной в параграфе 1.2, запишется в виде

$$F = A \left[\left(\frac{d\theta}{dx} \right)^2 + \sin^2 \theta \left(\frac{d\varphi}{dx} \right)^2 \right] + \left(K_1 - \frac{\chi_\perp D_1}{2} P_z^2(x) \right) \sin^2 \theta + K_2 \sin^2 \theta \cos^2 \varphi$$
$$-D_2 P_z(x) (\cos \varphi \frac{d\theta}{dx} - \sin \theta \cos \theta \sin \varphi \frac{d\varphi}{dx}) \qquad (1.16)$$

Из (1.16) следует, что при $K_{1eff} = K_1 - \frac{\chi_{\perp} D_1}{2} P_z^2 < 0$, $K_2 < 0$ в образце реализуется структура, при которой спины лежат в плоскости ($\theta_0 = \pi/2$, $\varphi_0 = 0$, π). Предположим, что P(x) – ступенчатая функция (со скачком – на границе сегнетоэлектрических доменов). Структуру доменных границ определим из системы уравнений Эйлера – Лагранжа:

$$\frac{d^2\theta}{d\xi^2} - \left\{ \left(\frac{d\varphi}{d\xi} \right)^2 + \kappa - \cos^2 \varphi \right\} \sin \theta \cos \theta + 2\varepsilon_0 \varepsilon(\xi) \sin \varphi \frac{d\varphi}{d\xi} \sin^2 \theta = \varepsilon_0 \frac{d\varepsilon}{d\xi} \cos \varphi, \quad (1.17)$$

$$\frac{d}{d\xi} \left\{ \sin^2 \theta \frac{d\varphi}{d\xi} \right\} - \sin^2 \theta \sin \varphi \cos \varphi - 2\varepsilon_0 \varepsilon(\xi) \sin \varphi \frac{d\theta}{d\xi} \sin^2 \theta = -\varepsilon_0 \frac{d\varepsilon}{d\xi} \sin 2\theta \sin \varphi, \qquad (1.18)$$

здесь использованы обозначения

$$\xi = \frac{x}{\Delta}, \quad \Delta = \sqrt{\frac{A}{|K_2|}}, \quad \varepsilon_0 = \frac{D_2 |P_2|}{2\sqrt{A|K_2|}}, \quad \kappa = \frac{-|K_{\text{leff}}|}{|K_2|},$$

 $\varepsilon(\zeta)$ – периодическая функция с периодом $2d/\Delta$, такая, что на интервале [$-d/\Delta$, d/Δ] $\varepsilon(\zeta)$ принимает значения

$$\varepsilon(\xi) = \begin{cases} 1, & 0 < \xi < \frac{d}{\Delta} \\ -1, & -\frac{d}{\Delta} < \xi < 0 \end{cases}$$
$$\frac{d\varepsilon}{d\xi} = \sum_{n=-\infty}^{\infty} (-1)^n \,\delta\bigg(\xi - \frac{d}{2\Delta}(2n+1)\bigg).$$

Рассмотрим процесс построения решений уравнений (1.17), (1.18) на участке, занимаемым одним сегнетоэлектрическим доменом $[0, d/\Delta]$. Интегрируя уравнения (1.17), (1.18) по ξ по бесконечно малой окрестности границ раздела сегнетоэлектрических доменов $[-\alpha, \alpha]$, $[d/\Delta - \alpha, d/\Delta + \alpha]$, где $\alpha \to 0$, найдем граничные условия для уравнений (1.17), (1.18):

$$\frac{d\theta}{d\xi}\Big|_{\xi=\alpha} - \frac{d\theta}{d\xi}\Big|_{\xi=-\alpha} = \varepsilon_0 \cos\varphi(0)$$

$$\frac{d\theta}{d\xi}\Big|_{\xi=d/\Delta+\alpha} - \frac{d\theta}{d\xi}\Big|_{\xi=d/\Delta-\alpha} = \varepsilon_0 \cos\varphi(\frac{d}{\Delta})$$

$$\frac{d\varphi}{d\xi}\Big|_{\xi=\alpha} - \frac{d\varphi}{d\xi}\Big|_{\xi=-\alpha} = \varepsilon_0 \operatorname{ctg}\theta(0)\sin\varphi(0)$$

$$\frac{d\varphi}{d\xi}\Big|_{\xi=d/\Delta+\alpha} - \frac{d\varphi}{d\xi}\Big|_{\xi=d/\Delta-\alpha} = \varepsilon_0 \operatorname{ctg}\theta(\frac{d}{\Delta})\sin\varphi(\frac{d}{\Delta})$$
(1.19)

2. Решение системы уравнений (1.17) - (1.19) представим в виде ряда теории возмущений, выбрав в качестве малого параметра величину ε_0 $\theta = \theta_0 + \varepsilon_0 \theta_1 + ...$ $\varphi = \varphi_0 + \varepsilon_0 \varphi_1 + ...$ (1.20) Как отмечено выше, будем считать, что $\theta_0 = \pi/2$, тогда нулевое приближение

для угла φ определится решением уравнения $\frac{d^2 \varphi_0}{d\xi^2} - \sin \varphi_0 \cos \varphi_0 = 0$.

Решение имеет вид

$$\varphi_0 = \frac{\pi}{2} + \arcsin\left(\operatorname{sn}\left(\pm\frac{\xi - \xi_0}{m}, m\right)\right), \qquad (1.21)$$

где $\operatorname{sn}\left(\pm\frac{\xi-\xi_0}{m},m\right)$ – эллиптическая функция Якоби,

*ξ*₀, *m* – свободные параметры, которые должны быть определены из дополнительных условий.

3. Будем исследовать случай, когда период антиферромагнитной доменной структуры совпадает с периодом сегнетоэлектрической структуры. Тогда значение модуля эллиптической функции *m* можно найти из условия периодичности распределения антиферромагнитного вектора *l* в рассматриваемой пластине:

$$\frac{2d}{\Delta m} = K(m) \tag{1.22}$$

здесь d – ширина сегнетоэлектрического домена, $K(m) = \int_{0}^{\frac{\pi}{2}} \frac{d\varphi}{\sqrt{1 - m^2 \sin^2 \varphi}}$ -

полный эллиптический интеграл первого рода.

4. Параметр ζ_0 определяет локализацию антиферромагнитных доменных границ (АФДГ) относительно сегнетоэлектрической доменной структуры. Будем полагать, что этот параметр таков, что центры сегнетоэлектрической и антиферромагнитной доменной структур совпадают. В этом случае ζ_0 принимает значение ζ_0 =0. Ниже мы покажем, что данное решение действительно определяется из условия минимума энергии доменной границы.

5. Обратимся к вопросу о том, как выглядит доменная структура мультиферроика. Рассмотрим нулевое приближение по параметру ε_0 в виде:

$$\varphi_0 = \frac{\pi}{2} - \arcsin\left(\operatorname{sn}\left(\frac{\xi - \xi_0}{m}, m\right)\right).$$
(1.23)

В дальнейшем мы покажем, что именно выбранное решение (1.23) отвечает условию минимума энергии доменных границ. Определим первую поправку угла θ по величине ε_0 с помощью уравнения

$$\frac{d^2\theta_1}{d\xi^2} + \left\{ \left(\frac{d\varphi_0}{d\xi} \right)^2 + \kappa - \cos^2 \varphi_0 \right\} \theta_1 + 2\sin \varphi_0 \frac{d\varphi_0}{d\xi} = \cos \varphi_0 \delta(\xi - \frac{d}{2\Delta})$$
(1.24)

с граничными условиями

$$\frac{d\theta_1}{d\xi}\Big|_{\xi=\alpha} - \left.\frac{d\theta_1}{d\xi}\right|_{\xi=-\alpha} = \frac{1}{2}(\cos\varphi_0)\Big|_{\xi=0} = \frac{1}{2}\operatorname{sn}\left(\frac{\xi_0}{m}, m\right)$$
$$\frac{d\theta_1}{d\xi}\Big|_{\xi=d/\Delta+\alpha} - \left.\frac{d\theta_1}{d\xi}\right|_{\xi=d/\Delta-\alpha} = \frac{1}{2}(\cos\varphi_0)\Big|_{\xi=d/\Delta} = -\frac{1}{2}\operatorname{sn}\left(\frac{d}{\Delta} - \frac{\xi_0}{m}, m\right).$$
(1.25)

Первая поправка угла φ находится из уравнения

$$\frac{d^2 \varphi_1}{d\xi^2} - \varphi_1 \cos 2\varphi_0 = 0 \tag{1.26}$$

с граничными условиями

$$\frac{d\varphi_1}{d\xi}\Big|_{\xi=\alpha, d/\Delta+\alpha} - \left.\frac{d\varphi_1}{d\xi}\right|_{\xi=-\alpha, d/\Delta-\alpha} = \frac{1}{2}\operatorname{ctg}\theta_0 \sin\varphi_0 = 0.$$
(1.27)

Следующие поправки определяются аналогичным образом. Исследуем характер разворота вектора антиферромагнетизма, предполагая, что $\xi_0=0$. Решение (1.23) и поправки к углам θ и φ , рассчитанные по формулам (1.24) – (1.27) подставим в формулу (1.20) и найдем значения углов θ и φ как функции координаты ξ . Графики $\theta(\xi)$, $\varphi(\xi)$ при разных значениях толщины сегнетоэлектрического домена *d* показаны на рис.1.8.









Рис.1.8 б





Рис. 1.8. Графики зависимости углов θ , φ от параметра ξ . a) d=20 nm (d/ Δ =3.46), б) d=40 nm (d/ Δ =6.92), в) d=60 nm (d/ Δ =10.39) [A4].

При расчетах использованы следующие физические параметры $A=2\cdot 10^{-7}$ erg/cm, $|K_1|=2\cdot 10^6$ erg/cm³, $|K_2|=6\cdot 10^5$ erg/cm³, $P_0=6$ 10⁻⁵ C/cm², $\lambda=62\cdot 10^{-7}$ cm, $D_2 = \frac{4\pi A}{\lambda P_0}$ ($\kappa=|K_1|//K_2|=3.3$, $\eta = \frac{D_2 P_0}{2\sqrt{A|K_2|}} = 0.58$; $\Delta=5.7\cdot 10^{-7}$ cm).

На графиках видно, что заданной сегнетоэлектрической структуре соответствует определенное распределение антиферромагнитного вектора, другими словами направление вектора антиферромагнетизма связано с направлением вектора поляризации в сегнетоэлектрических доменах. Разворот по углу φ начинается от $\varphi(\xi = d/2\Delta) = 0$ в доменах с положительным направлением вектора **P** и от $\varphi(\xi = -d/2\Delta) = \pi$ в доменах с отрицательным **P**. Угол θ отклоняется от значения $\theta(\xi = -d/2\Delta, d/2\Delta) = \pi/2$, что говорит о выходе спинов из плоскости разворота ХОУ. Новым моментом, характеризующим распределение спинов в доменных границах мультиферроиков, является то, что флексомагнитоэлектрическое взаимодействие вызывает выход спинов из плоскости разворота при приближении к сегнетоэлектрической доменной границе. Это отличает доменные границы мультиферроиков OT традиционных антиферромагнитных доменных границ и по сути дела именно флексомагнитоэлектрическое взаимодействие является причиной пиннинга.

6. Перейдем к рассмотрению энергии доменных границ и покажем, что минимум энергии действительно реализуется при значении параметра локализации равном ζ₀=0. Параметр ζ₀ определим из условия минимума энергии доменных границ. Энергия АФДГ определяется как

$$\sigma_{DW} = \int_{0}^{d} \left\{ A \left[\left(\frac{d\theta}{dx} \right)^{2} + \sin^{2} \theta \left(\frac{d\varphi}{dx} \right)^{2} \right] - \left(|K_{1}| - \frac{\chi_{\perp} D_{1}}{2} P_{z}^{2} \right) \sin^{2} \theta - |K_{2}| \sin^{2} \theta \cos^{2} \varphi \right\} dx -$$

$$\int_{0}^{d} D_{2} P_{z} (\cos \varphi \frac{d\theta}{dx} - \sin \theta \cos \theta \sin \varphi \frac{d\varphi}{dx}) dx$$
(1.28)

Система будет устойчивой при определенном значении параметра ξ_0 , соответствующем минимуму энергии АФДГ. Найдем равновесные значения параметра ξ_0 . Рассмотрим нулевое приближение по параметру ε_0 в виде (1.23). Из уравнений (1.24) - (1.74) найдем $\theta_1(\xi, \xi_0), \varphi_1(\xi, \xi_0)$. Решение (1.20) с

учетом найденных поправок подставим в (1.28) и определим энергию доменных границ как функцию параметра ξ_0 . График энергии АФДГ $\sigma_{DW}(\xi_0)$ показан на рис.1.9. ξ_0 изменяется на интервале [- $d/2\Delta$, $d/2\Delta$]. При этом точке $\xi_0=-d/2\Delta$ соответствует центр сегнетоэлектрического домена с отрицательным направлением вектора поляризации, точке $\xi_0=d/2\Delta$ – центр сегнетоэлектрического домена с положительным направлением вектора поляризации, $\xi_0=0$ приходится на сегнетоэлектрическую доменную границу.



Рис. 1.9. График зависимости энергии доменной границы σ_{DW} от параметра ξ_0 , определяющего локализацию АФДГ, а) d=20 nm (d/ Δ =3.46), б) d=40 nm (d/ Δ =6.92) [A4].

На графиках видно, что минимуму функции $\sigma_{DW}(\xi_0)$ отвечают значения параметра $\xi_0=0$. Это говорит о том, что энергетически устойчивыми являются только АФДГ, локализованные на границах сегнетоэлектрических доменов. Другими словами АФДГ зацепляются за сегнетоэлектрические доменные границы.

Таким образом, показано, что АФДГ локализуются на границах сегнетоэлектрических доменов (т.е. при $\xi_0=0$). Другими словами сегнетоэлектрические доменные границы являются центрами пиннинга для АФДГ.

7. Эффект захвата антиферромагнитных доменных границ сегнетоэлектрическими наблюдался экспериментально [25 – 27, 123]. Дискуссионным остается вопрос о физическом механизме этого явления. В

теоретических работах [26, 123] корреляция антиферромагнитных И сегнетоэлектричеких доменных границ в гексагональных манганитах YMnO₃ объясняется на основе микроскопического механизма Дзялошинского – Мория – механизма антисимметричного обменного взаимодействия между ионами Mn³⁺. Приведенные в этих статьях оценки действительно показывают энергетическое преимущество clamping эффекта - эффекта зацепления антиферромагнитных доменных границ за сегнетоэлектрические. Однако в рамках используемого подхода существенное значение имеет взаимная конфигурация спинов ионов Mn³⁺, определяемая группой магнитной симметрии кристалла. В частности, для соединения ErMnO₃, имеющего другую пространственную группу симметрии, для объяснения clamping эффекта требуется привлечение дополнительных механизмов. Это говорит о том, что вопросы взаимодействия электрического и магнитного параметров порядка В окрестности доменных границ требуют дополнительного исследования. Как показывают многочисленные факты, приведенные в работе [8], при наличии неоднородности магнитного параметра порядка в магнитоэлектрических средах проявляется всегда неоднородное взаимодействие. магнитоэлектрическое Поэтому ЭТО взаимодействие необходимо учитывать исследовании доменной при структуры мультиферроика. При исследовании процессов взаимодействия магнитных и сегнетоэлектрических доменных границ принимались во внимание два линейных ПО поляризации механизма магнитоэлектрических взаимодействий: однородный механизм Дзялошинского _ Мория И неоднородный флексомагнитоэлектрический механизм. Как показали расчеты, в рассмотренной задаче при объяснении эффекта пиннинга антиферромагнитных доменных границ основную играет роль флексомагнитоэлектрическое взаимодействие.

Проведенное исследование показывает, что сегнетоэлектрическая доменная структура кардинально изменяет распределение спиновой плотности в антиферромагнитной доменной границе. Магнитоэлектрические

взаимодействия в мультиферроиках усложняют магнитную доменную структуру следующим образом: антиферромагнитные доменные границы закрепляются на сегнетоэлектрических доменных границах. Возникает более сложная картина распределения спинов в доменных границах. За счет флексомагнитоэлектрического взаимодействия происходит не только изменение распределения намагниченности в плоскости, но и выход спинов плоскости вблизи сегнетоэлектрических ИЗ доменных границ. Флексомагнитоэлектрическое взаимодействие приводит К изменению мультиферроиков. В энергии доменных границ обычных антиферромагнетиках разворот вектора антиферромагнетизма происходит в плоскости образца, энергия АФДГ определяется известным соотношением $\sigma_0 = 4\sqrt{AK_2}$. Как было показано выше, в мультиферроиках при развороте спины выходят из плоскости: положение вектора антиферромагнетизма определяется двумя углами θ , φ , энергия АФДГ рассчитанная по формуле (1.28) отлична от σ_0 .

1.5. Коэрцитивность антиферромагнитных доменных границ мультиферроиков

В данном параграфе исследована антиферромагнитная доменная граница в мультиферроике на фоне периодической сегнетоэлектрической структуры. Показано, что энергия магнитной доменной границы является периодической функцией ОТ координаты, определяющей положение антиферромагнитной доменной границы относительно сегнетоэлектрической, минимум энергии достигается в случае совпадения Установлено, центров обеих границ. ЧТО наличие периодической сегнетоэлектрической структуры за счет механизма неоднородного магнитоэлектрического взаимодействия приводит к коэрцитивности антиферромагнитных доменных границ изменению распределения И

спиновой плотности в антиферромагнитной доменной границе мультиферроика.

Рассмотрим пленки мультиферроика BiFeO₃, в которых реализована полосовая сегнетоэлектрическая структура, представляющая собой цепочку сегнетоэлектрических доменов, расположенных на антиферромагнитной доменной границе. Геометрия задачи показана на рис.1.7, здесь мы считаем, что поляризация направлена вдоль главной оси кристалла $OZ ||C_3|| < 111 > и$ изменяет свое направление при переходе от домена к домену.

Плотность свободной энергии, включающей энергию неоднородного обменного взаимодействия, энергию магнитной анизотропии, магнитоэлектрического взаимодействия Дзялошинского Мория, неоднородного магнитоэлектрического взаимодействия угловых В переменных θ , ϕ представим в виде [A5]

$$f = A \left[\left(\frac{d\theta}{dx} \right)^2 + \sin^2 \theta \left(\frac{d\varphi}{dx} \right)^2 \right] + \left(K_1 - \frac{\chi_\perp D_1^2}{2} P_z^2(x) \right) \sin^2 \theta + K_2 \sin^2 \theta \cos^2 \varphi - D_2 P_z(x) (\cos \varphi \frac{d\theta}{dx} - \sin \theta \cos \theta \sin \varphi \frac{d\varphi}{dx})$$
(1.29)

Уравнения Эйлера – Лагранжа для функционала $F = \int f dV$ имеют вид

$$\frac{d^2\theta}{d\xi^2} - \left\{ \left(\frac{d\varphi}{d\xi} \right)^2 - \kappa - \cos^2 \varphi \right\} \sin \theta \cos \theta + 2\varepsilon_0 \varepsilon(\xi) \sin \varphi \frac{d\varphi}{d\xi} \sin^2 \theta = \varepsilon(\xi) \varepsilon_0 \frac{d\varepsilon}{d\xi} \cos \varphi \quad (1.30)$$

$$\frac{d}{d\xi} \left\{ \sin^2 \theta \frac{d\varphi}{d\xi} \right\} - \sin^2 \theta \sin \varphi \cos \varphi - 2\varepsilon_0 \varepsilon(\xi) \sin \varphi \frac{d\theta}{d\xi} \sin^2 \theta = -\varepsilon_0 \frac{d\varepsilon}{d\xi} \sin 2\theta \sin \varphi \quad (1.31)$$

здесь
$$\xi = \frac{x}{\Delta}$$
, $\Delta = \sqrt{\frac{A}{|K_2|}}$, $\varepsilon_0 = \frac{D_2 |P_2|}{2\sqrt{A|K_2|}}$, $\kappa = \frac{|K_{1eff}|}{|K_2|}$, $K_{1eff} = K_1 - \frac{\chi_{\perp}}{2} D_1^2 P_2^2$

 $\varepsilon(\zeta)$ - периодическая функция с периодом 2*d*. На интервале [-*d*, *d*] $\varepsilon(\zeta)$ определяется формулой

$$\mathcal{E}(\xi) = \begin{cases} 1, & 0 < \xi < d \\ -1, & -d < \xi < 0 \end{cases}$$

здесь *d* - ширина сегнетоэлектрического домена.

Исследуем свойства антиферромагнитной доменной границы на фоне периодической сегнетоэлектрической структуры. Взаимодействие между структурой сегнетоэлектрической доменной И антиферромагнитной доменной границей определяется неоднородным магнитоэлектрическим взаимодействием. Ключевым параметром В данной задаче является отношение характерной ширины антиферромагнитной доменной границы к периоду сегнетоэлектрической доменной структуры.

Графики зависимости углов θ , φ от параметра ξ , определенные из решения уравнений (1.30), (1.31) показаны на рис. 1.10. Физические параметры, использованные для расчета следующие:

 $A=2\cdot 10^{-7} \text{ erg/cm}, |K_1|=6\cdot 10^6 \text{ erg/cm}^3, |K_2|=1\cdot 10^6 \text{ erg/cm}^3, P_0=6\cdot 10^{-5} \text{ C/cm}^2,$ $\lambda=62\cdot 10^{-7} \text{ cm}, D_2 = \frac{4\pi A}{\lambda P_0} (\kappa=|K_1|/|K_2|=6), \varepsilon_0 = \frac{D_2 P_0}{2\sqrt{A|K_2|}} = 0.45; \Delta = \sqrt{\frac{A}{|K_2|}} = 4.4\cdot 10^{-7} \text{ cm}.$



Рис.1.10. Графики распределения углов $\theta(\zeta)$ (а), $\varphi(\zeta)$ (б). На вкладыше к рис.1б показана геометрия задачи [А5].

На графиках видно, что вектор антиферромагнетизма разворачивается в плоскости ХОУ, но в окрестности сегнетоэлектрических доменных границ выходит из плоскости разворота – имеют место отклонения угла $\Delta \theta$ от равновесного положения $\theta_0 = \pi/2$. Такое вид зависимости $\theta(\xi)$ говорит о том, что магнитные спины зацепляются за сегнетоэлектрические доменные границы. Обратим внимание на то, что зависимость имеет несимметричную форму, в центральной части кривой $\theta(\zeta)$ наблюдается сглаженный пик, от которого расходятся симметричные пикообразные кривые. Данный результат согласуется с результатами, полученными в предыдущих параграфах: на краях антиферромагнитной доменной границы угол о приближается к постоянной величине, для угла θ мы получаем распределение аналогичное основному состоянию (п. 1.4), в центре антиферромагнитной доменной границы угол ϕ изменяется, соответствующее распределение угла θ соответствует распределению, полученному для случая доменной структуры (п. 1.5). На рис.1.10 рассмотрен случай с фиксированным положением антиферромагнитной доменной границы, ее центр совпадает с центром сегнетоэлектрической доменной границы. В дальнейшем покажем, что такое расположение является энергетически выгодным. Для этого введем параметр ξ_0 , характеризующий смещение сегнетоэлектрической доменной структуры относительно центра антиферромагнитной доменной границы и рассмотрим энергию антиферромагнитной доменной границы как функцию данного параметра.

Энергию антиферромагнитной доменной границы определим как разность между энергий магнитной неоднородности и энергией основного состояния мультиферроика [A2].

$$\sigma_{DW} = \int_{-\infty}^{\infty} f dx - \int_{-\infty}^{\infty} f_0 dx$$

$$f_0 = A \left(\frac{d\theta}{dx}\right)^2 + \left(K_1 - \frac{\chi_{\perp} D_1^2}{2} P_z^2 (x - x_0)\right) \sin^2 \theta + K_2 \sin^2 \theta - D_2 P_z (x - x_0) \frac{d\theta}{dx}.$$

$$(1.32)$$

Злесь f_0 энергия квазиоднородного магнитного состояния мультиферроика, рассмотренного в п. 1, *f* - энергия неоднородного магнитного состояния определяется формулой (1.10), где $P_z(x-x_0)$. Исследуем зависимость энергии антиферромагнитной доменной границы $\sigma_{DW}(\xi_0)$ от периода сегнетоэлектрической доменной структуры ξ_0 . График зависисмости $\sigma_{DW}(\xi_0)$ приведен на рис. 1.11. На графике видно, что функция $\sigma_{DW}(\xi_0)$ имеет где центры сегнетоэлектрической минимумы В точках, И σ_{eq} антиферромагнитной границ совпадают. Данные равновесные (вырожденные по энергии) состояния отделены друг от друга потенциальным барьером, высота барьера параметров зависит материала ширины OT И сегнетоэлектрического домена.



Рис.1.11. График зависимости энергии магнитной доменной границы σ_{DW} от параметра ξ_{0} , характеризующего смещение магнитной доменной границы относительно сегнетоэлектрической доменной структуры [A5].

В мультиферроиках имеет место магнитоэлектрический пиннинг, т.е. зацепление магнитных спинов за сегнетоэлектрическую доменную границу. Рассмотренная модель – цепочка сегнетоэлектрических доменов, расположенных на антиферромагнитной доменной границе является иллюстрацией данного утверждения.

Проведенное исследование показывает, что наличие сегнетоэлектрической доменной структуры изменяет распределение спиновой плотности в антиферромагнитной доменной границе – спины выходят из плоскости вращения в окрестности сегнетоэлектрических доменных границ. Энергия доменной границы является периодической функцией от координаты, определяющей положение антиферромагнитной доменной границы относительно сегнетоэлектрической доменной границы. Минимум энергии исследованной системы достигается при совпадении центров обеих границ. Трансляционная инвариантность изменяется на периодическую инвариантность, антиферромагнитная доменная граница попадает в потенциальную яму, образованную сегнетоэлектрическими доменами. Вследствие этого антиферромагнитные доменные границы мультиферроиков теряют свойственную им подвижность и становятся коэрцитивными. Коэрцитивная сила антиферромагнитных доменных границ увеличении сегнетоэлектрических уменьшается при числа доменов, периодическая структура сегнетоэлектрических доменов создает периодическую коэрцитивность антиферромагнитных периодическую доменных границ. Новое свойство – коэрцитивность магнитных доменных границ мультиферроиков является важным, оно должно приводить к новым эффектам статически и динамики доменных границ.

1.6. Намагниченность и поляризация в пленках феррита

висмута

Важнейшим параметром для технологического применения мультиферроиков является величина магнитоэлектрического эффекта, а также значения поляризации и намагниченности материала. Больших

величин электрическая поляризация достигает в пленках феррита висмута, по данным работы [1], величина спонтанной поляризации в пленках BiFeO₃ составляет 1Кл/м². Собственные значения намагниченности в монокристаллах BiFeO₃ невелики, по своим магнитным свойствам феррит висмута является слабым ферромагнетиком, из-за небольшого скоса магнитных подрешеток в нем реализуется слабый ферромагнитный момент. Однако, исследования [30, 33, A1, 134, 135] показывают, что создание определенных условий позволяет увеличить величину намагниченности.

В данном параграфе изучается микромагнитное распределение в тонких пленках феррита висмута и на его основе исследуются особенности распределения намагниченности в пленке, электрической поляризации, индуцированной неоднородным распределением спинов в антиферромагнитных доменных границах, а также обсуждаются механизмы, ответственные за появление намагниченности.

В качестве модельного объекта исследования выбраны пленки мультиферроика BiFeO₃. В пленках феррита висмута реализуются разнообразные сегнетоэлектрические доменные структуры. Тип сегнетоэлектрической доменной структуры зависит от ряда факторов: скорости роста эпитаксиальных пленок, кристаллографической ориентации пленок и др. [8, 24, 109 - 113]. При определенных условиях в пленках BiFeO₃ наблюдаются полосовые доменные структуры, В которых сегнетоэлектрические домены разделены 180, 71, 109 границами. В данном параграфе рассмотрено распределение вектора антиферромагнетизма и связанные с ним распределения наведенной электрической поляризации и намагниченности пленки с сегнетоэлектрическими ДЛЯ доменами, разделенными 71, 109 градусными доменными границами. Геометрия задачи выбрана в соответствии с данными работ [4, 23], мы рассматриваем пленку кристаллографической ориентации (001) и, в соответствии с [23], считаем, что вектор антиферромагнетизма в доменах ориентирован по направлениям [110], [1-10] (рис. 1.12).



Рис. 1.12. Геометрия задачи, *Р* –вектор поляризации, *l* - вектор антиферромагнетизма, *d* - размер сегнетоэлектрического домена.

В этом случае полная энергия мультиферроика записывается в виде [А4]

$$F = \int (f_{ex} + f_{DM} + f_{an} + f_{f.m.el}) dx, \qquad (1.33)$$

где

$$f_{ex} = A \left[\left(\frac{d\theta}{dx} \right)^2 + \sin^2 \theta \left(\frac{d\varphi}{dx} \right)^2 \right]$$
 - плотность энергии неоднородного обмена, A –

константа неоднородного обменного взаимодействия,

 $f_{an} = -|K_1|\sin^2 \theta - |K_2|\sin^4 \theta \sin^2 \varphi \cos^2 \varphi$ - плотность энергии магнитной анизотропии. В данном случае мы предполагаем, что магнитная анизотропия является орторомбической анизотропией, удерживающей магнитные спины в плоскости пленки, K_1 , K_2 – константы магнитной анизотропии,

$$f_{DM} = K_{DM} \left(\sin \theta \cos \theta (\cos \varphi + \varepsilon(x) \sin \varphi) + \varepsilon(x) \sin^2 \theta \sin \varphi \cos \varphi \right)$$
 - плотность магнитоэлектрической энергии Дзялошинского - Мория, которая в общем виде определяется формулой $f_{DM} = -\frac{\chi_{\perp} D_1}{2} ([l \times P])^2$. Учитывая, что для выбранной геометрии [23] вектор поляризации имеет вид

$$\boldsymbol{P}(x) = P_0(\boldsymbol{i} + \varepsilon(x)\boldsymbol{j} + \boldsymbol{k}), \quad \varepsilon(x) = \begin{cases} 1 & domain & a \\ -1 & domain & b \end{cases},$$
(1.34)

получим выражение, записанное выше.

Плотность энергии неоднородного магнитоэлектрического взаимодействия – инвариант Лифшица для кубических кристаллов представим как

$$f_{f.m.el.} = D_2 P_0 \{ -\frac{d\theta}{dx} \cos\varphi + \frac{d\varphi}{dx} \left(\sin\theta \cos\theta \sin\varphi + \varepsilon(x) \sin^2\theta \right) \}$$
(1.35)

Отметим, что в общем случае инвариант Лифшица имеет вид $f_{f.m.el.} = \beta_{ij}L_i\partial_jL_k$, тензор β_{ij} зависит от поляризации и константы неоднородного магнитоэлектрического взаимодействия D_2 .

Симметрией рассматриваемого мультиферроика, наряду с разложением (1.35), допускается наличие дополнительных слагаемых вида [30]

$$P_{z}\partial_{z}L_{z}^{2}, P_{z}\partial_{z}(L_{x}^{2}+L_{y}^{2}), P_{z}[\partial_{y}(2L_{x}L_{y})+\partial_{x}(L_{y}^{2}-L_{x}^{2})].$$
(1.36)

Данные слагаемые получаются из полных производных, и в общем случае являются несущественными. Однако, они могут играть определенную роль при изучении поверхностных эффектов, а также в окрестности сегнетоэлектрических доменных границ. Вклад, обусловленный действием членов вида (1.36), будет рассмотрен позже.

Устойчивые конфигурации вектора антиферромагнетизма находятся путем минимизации функционала энергии (1.33). Полученные уравнения Эйлера – Лагранжа решаются методом теории возмущений, в которой углы, задающие положение вектора антиферромагнетизма $l = (\sin \theta \cos \varphi, \sin \theta \sin \varphi, \cos \theta)$ раскладываются в ряд по малому параметру.

$$\theta = \pi/2 + \theta_1 + \dots \tag{1.37}$$

$$\varphi = \varphi_0 + \varphi_1 + \dots$$

Параметром малости данной задачи является величина магнитоэлектрического взаимодействия. В качестве примера, приведем уравнения, определяющие поправки к углам θ_1 , φ_1 для случая сегнетоэлектрической доменной структуры с 71 - градусными доменными границами

$$\frac{d^2\theta_1}{d\xi^2} + \varepsilon_0 \sin\varphi_0 \frac{d\varphi_0}{d\xi} + \theta_1 \left[\left(\frac{d\varphi_0}{d\xi} \right)^2 - \kappa - \sin^2\varphi_0 \cos^2\varphi_0 \right] + \frac{\varepsilon_1}{2} (\cos\varphi_0 + \varepsilon(x)\sin\varphi_0) = 0 \quad (1.38)$$

$$\frac{d^2\varphi_0}{d\xi^2} + \sin 2\varphi_0 \cos 2\varphi_0 = 0$$
(1.39)

где
$$\xi = \frac{x}{\Delta}, \quad \Delta = \sqrt{\frac{A}{|K_2|}}, \quad \varepsilon_0 = \frac{D_2 |P_2|}{2\sqrt{A|K_2|}}, \quad \kappa = \frac{K_1}{|K_2|}, \quad \varepsilon_1 = \frac{K_{DM}}{|K_2|} = \frac{\chi_\perp D_1 P_0^2}{|K_2|}$$

Решение уравнения (1.39) имеет вид

$$\sin 2\varphi_0 = \operatorname{sn}\left(\frac{\xi - \xi_0}{m} + K(m), m\right). \tag{1.40}$$

Здесь $K(m) = \int_{0}^{\frac{\pi}{2}} \frac{d\varphi}{\sqrt{1 - m^2 \sin^2 \varphi}}$ полный эллиптический интеграл первого рода, m

 модуль эллиптического интеграла, значение которого находится из условия периодичности при предположении, что размеры сегнетоэлектрических и антиферромагнитных доменов совпадают.

$$\frac{d}{\Delta m} = 2K(m) \tag{1.41}$$

Принцип построения решений для 109 – градусных доменных границ аналогичен рассмотренной процедуре. При записи основных уравнений нужно учитывать, что для 109 – градусных границ при переходе от домена к домену изменяются две компоненты вектора поляризации [6]. Для геометрии

[4] вектор поляризации записывается в виде

$$P(x) = P_0(i + \varepsilon(x)(j + k)), \quad \varepsilon(x) = \begin{cases} 1 & domen & a \\ -1 & domen & b \end{cases}$$
(1.42)

Рассмотрим полученные результаты. Графики зависимостей углов θ , φ от координаты ξ для 71 – градусных и 109 – градусных доменных границ показаны на рис.1.13, 1.14. При расчетах использованы следующие параметры $A=2\cdot10^{-7}$ erg/cm, $|K_1|=3\cdot10^7$ erg/cm³, $|K_1|=3\cdot10^6$ erg/cm³, $P_0=6$ 10⁻⁵ C/cm², $\lambda=62\cdot10^{-7}$ cm, $D_2 = \frac{4\pi A}{\lambda P_0}$, $\chi_{\perp} \sim 10^{-5}$, $D_1=2\cdot10^7$ erg/cm³ ($\kappa=|K_2|//K_1|=10$, $\varepsilon = \frac{D_2 P_0}{D_2 P_0} = 0.26$; $\Lambda=2.6\cdot10^{-7}$ cm) d=40 nm (d/ $\Lambda=15.49$) На графиках видно

$$\varepsilon_0 = \frac{D_2 P_0}{2\sqrt{A|K_2|}} = 0.26; \Delta = 2.6 \cdot 10^{-7} \text{ cm}), d=40 \text{ nm} (d/\Delta = 15.49).$$
 На графиках видно,

что при заданном виде разворота по углу φ (рис. 1.136, 1.146), направления разворота по углу θ (киральность) в сегнетоэлектрических доменах I типа (71) градусные доменные стенки) и II типа (109 – градусные стенки) различны. Характер перехода вектора антиферромагнетизма от одного домена к другому (вид магнитной стенки) различен для случаев I и II. Вид магнитных направления векторов поляризации стенок зависит OT В соседних сегнетоэлектрических доменах, от относительного расположения АФМ векторов вдоль каких кристаллографических В доменах (от того, направлений ([110], [1-10], [-110], [-1-10]) ориентированы АФМ вектора). Как в первом (I), так и во втором (II) случаях прослеживается асимметрия зависимости $\theta(\xi)$ в пределах одного сегнетоэлектрического домена (рис. 1.13а, 1.14а). Для выяснения причин ассиметричного распределения вектора антиферромагнетизма рассмотрим эффекты, обусловленные включением (Дзялошинского Мория) однородного магнитоэлектрического взаимодействия и неоднородного (флексомагнитоэлектрического) отдельно. Проведенные расчеты показывают, что учет взаимодействия Дзялошинского - Мория приводит к выходу спинов из плоскости пленки в окрестности сегнетоэлектрических доменных границ (появляется зависимость угла θ от

координаты ξ для сегнетоэлектрических доменов I и II), однако распределение антиферромагнитного вектора в этом случае симметрично.



Рис.1.13. Графики зависимостей $\theta(\xi)$ (a) , $\varphi(\xi)$ (б) от координаты ξ , 71 – градусная сегнетоэлектрическая доменная граница, $\xi = \frac{x}{\Delta}$, $\Delta = \sqrt{\frac{A}{|K_2|}} = 26$ нм (для приведенных в тексте параметров).



Рис.1.14. Графики зависимостей $\theta(\xi)$ (а), $\varphi(\xi)$ (б) от координаты ξ , 109 градусная сегнетоэлектрическая доменная граница, $\xi = \frac{x}{\Delta}$, $\Delta = \sqrt{\frac{A}{|K_2|}} = 26$ нм (для приведенных в тексте параметров).

Асимметрия при появляется введении неоднородного (1.35). магнитоэлектрического слагаемого Качественно природу асимметричного распределения антиферромагнитного вектора можно объяснить: присутствие магнитной неоднородности приводит к появлению наведенной электрической поляризации, направление наведенной поляризации определяется направлением разворота антиферромагнитного вектора, в результате результирующая поляризация в сегнетоэлектрическом домене становится неоднородной, что в свою очередь приводит к неоднородному (асимметричному) распределению вектора l.

1. Неоднородное распределение намагниченности индуцирует электрическую поляризацию [137], величину которой можно определить следующим образом

$$F_{m.el.} = D_2 P [(l\nabla)l - l(\nabla l)] \qquad F_{el.} = -PE_{induced}$$

$$E_{induced} = \frac{\partial (F_{me} + F_{el})}{\partial P} = D_2 [(l\nabla)l - l(\nabla l)] \qquad (1.43)$$

$$P_{induced} = \kappa E_{induced} = (\frac{\varepsilon}{4\pi} - 1)D_2 [(l\nabla)l - l(\nabla l)],$$

здесь *к* - электрическая восприимчивость, которая для феррита висмута имеет значения

$$\kappa = \frac{\varepsilon}{4\pi} - 1 \sim 3$$
 $D_2 = \frac{\gamma}{P_0} \sim \frac{0.6 \frac{erg}{cm^2}}{10^{-4} \frac{C}{cm^2}} = 6 \cdot 10^3 \frac{erg}{C}$ или
 $D_2 = \frac{4\pi A}{\lambda P_0}$

Для случая 71 – градусных доменных границ наведенная электрическая поляризация имеет вид

$$\boldsymbol{P}_{induced} = -\kappa D_2 [\boldsymbol{j} \frac{d\varphi}{dx} \varepsilon(x) \sin^2 \theta + \boldsymbol{k} (-\frac{d\theta}{dx} \cos \varphi + \frac{d\varphi}{dx} \sin \theta \cos \theta \sin \varphi)]$$
(1.44)

*P*_{induced} в компонентах

$$P_{y} = -\kappa D_{2}\varepsilon(\xi) \sqrt{\frac{A}{|K_{2}|}} \frac{d\varphi}{d\xi} \sin^{2}\theta$$
$$P_{z} = \kappa D_{2} \sqrt{\frac{A}{|K_{2}|}} \left[\frac{d\theta}{d\xi} \cos\varphi - \frac{d\varphi}{d\xi} \sin\theta \cos\theta \sin\varphi \right]$$

Аналогично определяются компоненты вектора поляризации для 109 – градусных доменных границ:

$$P_{y} = -\kappa D_{2} \sqrt{\frac{A}{|K_{2}|}} \varepsilon(\xi) \frac{d\varphi}{d\xi} \sin^{2} \theta$$
$$P_{z} = \kappa D_{2} \sqrt{\frac{A}{|K_{2}|}} \varepsilon(\xi) \left(\frac{d\theta}{d\xi} \cos\varphi - \frac{d\varphi}{d\xi} \sin\theta \cos\theta \sin\varphi\right)$$

Графики зависимостей компонент наведенной (флексомагнитоэлектрической) поляризации от координаты ξ , соответствующие распределениям антиферромагнитного вектора (рис. 1, 2), показаны на рис. 1.15, 1.16.



Рис.1.15. Графики зависимостей компонент $P_y(\xi)$ (a), $P_z(\xi)$ (b) от координаты ξ (P_x =0), 71 – градусные сегнетоэлектрические границы, $\kappa = \frac{\varepsilon}{4\pi} - 1 \sim 3$, $\xi = \frac{x}{\Delta}$, $\Delta = \sqrt{\frac{A}{|K_2|}} = 26$ нм (для приведенных в тексте параметров).



Рис.1.16. Графики зависимостей компонент $P_y(\xi)$ (а), $P_z(\xi)$ (б) от координаты ξ (P_x =0), 109 – градусные сегнетоэлектрические границы, $\xi = \frac{x}{\Delta}$, $\Delta = \sqrt{\frac{A}{|K_2|}} = 26$ нм (для приведенных в тексте параметров).

На графиках прослеживается асимметрия в распределении электрической поляризации по координате ξ (P_z – компоненты), обусловленная асимметрией распределения вектора антиферромагнетизма (1.44). Это приводит к тому, что результирующая наведенная поляризация всегда принимает ненулевые значения.

2. Важнейшим проявлением магнитоэлектического эффекта является возникновение намагниченности в мультиферроиках. Как было отмечено во введении природа намагниченности и физические механизмы, отвечающие за ее образование, являются спорными и не до конца изученными вопросами.

Ниже мы рассмотрим три возможных механизма формирования намагниченности в пленках феррита висмута.

1. Традиционным механизмом, вызывающим появление слабого ферромагнитного момента в магнитоэлектрических материалах, считается механизм Дзялошинского – Мория. Магнитоэлектрическое взаимодействие обменного происхождения (взаимодействие Дзялошинского – Мория) приводит к созданию в материале эффективного внутреннего поля, действующего на антиферромагнитную подрешетку, за счет которого

происходит скос намагниченностей подрешеток и создается слабый ферромагнитный момент. Величину намагниченности по Дзялошинскому – Мория можно рассчитать, проминимизировав энергию мультиферроика, включающую магнитный и магнитоэлектрический вклады в энергию, по намагниченности [129]

$$\boldsymbol{m} = \frac{\chi_{\perp}}{4M_0^2} \left\{ \boldsymbol{H}_{eff} - (\boldsymbol{H}_{eff} \boldsymbol{l}) \boldsymbol{l} \right\}, \boldsymbol{H}_{eff} = \boldsymbol{H} + D_1 \left[\boldsymbol{l} \times \boldsymbol{P} \right]$$
(1.45)

Для 71 градусных сегнетоэлектрических доменных границ при *H*=0 компоненты намагниченности Дзялошинского – Мория рассчитываются как

$$m_{x} = \frac{\chi_{\perp}}{4M_{0}^{2}} \left\{ D_{1}P_{0}(l_{y} - \varepsilon(\xi)l_{z}) \right\} = m_{0} \left(\sin\theta \sin\varphi - \varepsilon(\xi) \cos\theta \right)$$

$$m_{y} = \frac{\chi_{\perp}}{4M_{0}^{2}} \left\{ D_{1}P_{0}(l_{z} - l_{x}) \right\} = m_{0} \left(\cos\theta - \sin\theta \cos\varphi \right)$$

$$m_{z} = \frac{\chi_{\perp}}{4M_{0}^{2}} \left\{ D_{1}P_{0}(\varepsilon(\xi)l_{x} - l_{y}) \right\} = m_{0} \left(\varepsilon(\xi) \sin\theta \cos\varphi - \sin\theta \sin\varphi \right)$$
(1.46)

Графики зависимостей компонент намагниченности Дзялошинского – Мория, соответствующие распределениям антиферромагнитного вектора (рис. 1.13, 1.14), показаны на рис. 1.17, 1.18.

Характерной особенностью распределений намагниченности, изображенных на рис. 1.17, 1.18, является наличие разрывов намагниченности, которые происходят на сегнетоэлектрических доменных границах. Непрерывность намагниченности восстанавливается при более точном определении формулы для *m*:

$$\boldsymbol{m} = \boldsymbol{m}_0 + \boldsymbol{m}_1, \tag{1.47}$$

где m_0 определяется формулой (1.46), а m_1 находится как

$$\boldsymbol{m}_{1} \approx -\frac{A}{a} (\nabla^{2} \boldsymbol{m}_{0} - \boldsymbol{l} \left(\boldsymbol{l} \nabla^{2} \boldsymbol{m}_{0} \right)) \quad .$$
(1.48)

Формулы (1.47), (1.48) выводятся на основе минимизации термодинамического потенциала мультиферроика

$$F = A \left(\partial_{i} m_{i}\right)^{2} + \frac{am^{2}}{2} + \frac{d}{2} \left(ml\right)^{2} - mh + F_{1}(l), \qquad (1.49)$$
в котором по сравнению с термодинамическим потенциалом [129] учтено неоднородное распределение намагниченности.

При учете слагаемого (1.48)распределение намагниченности выравнивается в окрестности сегнетоэлектрических доменных границ (на рис. 1.17 (с), 1.18 (b, с) исчезают разрывы). Добавочная намагниченность (1.48)является малой величиной по межатомному расстоянию a_0 : $m_1 \approx -\frac{A}{a} \nabla^2(m_0)$, и проявляется лишь на ширине сегнетоэлектрической доменной границы, размер которой составляет, как известно, несколько межатомных расстояний.



Рис.1.17. Графики зависимостей компонент намагниченности $m_{D-Mx}(\zeta)$ (а), $m_{D-My}(\zeta)$ (б), $m_{D-Mx}(\zeta)$ (в) от координаты ζ , 71 – градусные сегнетоэлектрические доменные границы,

$$\xi = \frac{x}{\Delta}, \ \Delta = \sqrt{\frac{A}{|K_2|}} = 26$$
 нм (для приведенных в тексте параметров).



Рис. 1.18. Графики зависимости компонент намагниченности $m_{D-M_X}(\zeta)$ (а), $m_{D-M_y}(\zeta)$ (б), $m_{D-M_z}(\zeta)$ (в) от координаты ζ , 109 – градусные сегнетоэлектрические доменные границы,

$$\xi = \frac{x}{\Delta}, \ \Delta = \sqrt{\frac{A}{|K_2|}} = 26$$
 нм (для приведенных в тексте параметров).

2. В последнее время активно обсуждается новый механизм образования намагниченности в мультиферроиках - механизм доменного происхождения. Теоретические модели, основанные на симметрийном анализе [34, 37] и теории Ландау для систем с двумя ориентационными параметрами порядка [35, 38, 124], говорят В пользу реализации намагниченности на сегнетоэлектрических доменных границах. Последние экспериментальные исследования [24] также указывают на появление намагниченности В окрестности сегнетоэлектрических доменных границ определенного типа.

Интерпретация данных фактов может быть проведена на основе рассмотрения магнитоэлектрического эффекта в пленках мультиферроиков. В окрестности магнитной доменной границы (на магнитной неоднородности) создается электрическое поле, величину которого можно определить, минимизируя электрическую энергию и энергию неоднородного магнитоэлектрического взаимодействия мультиферроика по поляризации *P*:

$$F_{m.el.} = D_2 \boldsymbol{P} \big[(\boldsymbol{l} \nabla) \boldsymbol{l} - \boldsymbol{l} (\nabla \boldsymbol{l}) \big] = -D_2 \big\{ \boldsymbol{P} \big[\boldsymbol{l} \times \operatorname{rot} \boldsymbol{l} \big] + \boldsymbol{P} \boldsymbol{l} \operatorname{div} \boldsymbol{l} \big\} \qquad F_{el.} = \boldsymbol{P} \boldsymbol{E}_{induced}$$

$$\boldsymbol{E}_{induced} = \frac{\partial (F_{me} + F_{el})}{\partial \boldsymbol{P}} = D_2 \frac{\partial \boldsymbol{P}\left\{ \left[\boldsymbol{l} \times \operatorname{rot} \boldsymbol{l} \right] + \boldsymbol{l} \operatorname{div} \boldsymbol{l} \right\}}{\partial \boldsymbol{P}}$$
(1.50)

Т.к. согласно [31] спиновая циклоида в пленках феррита висмута подавляется, в них может реализоваться линейный магнитоэлектрический эффект [30, A1]

$$P_i = \alpha_{ij} H_j$$

$$M_i = \tilde{\alpha}_{ij} E_j$$
(1.51)

Магнитоэлектрический тензор (тензор линейной магнитной восприимчивости) для BiFeO₃ [31] имеет вид:

$$\alpha_{ij} = \begin{vmatrix} -a_1 l_x & , -a_4 l_z + a_1 l_y , -a_2 l_y \\ a_1 l_y + a_4 l_z , & a_1 l_x , & a_2 l_x \\ -a_3 l_y , & a_3 l_x , & 0 \end{vmatrix}$$
(1.52)

После подстановки (1.52) в (1.51) с учетом (1.50) получим

$$M_{x} = -a_{1}l_{x} E_{x} + (a_{1}l_{y} + a_{4}l_{z})E_{y} - a_{3}l_{y}E_{z} = a_{1}D_{2}(l_{y}E_{y} - l_{x}E_{x}) + a_{4}D_{2}l_{z}E_{y} - a_{3}D_{2}l_{y}E_{z}$$

$$M_{y} = (-a_{4}l_{z} + a_{1}l_{y})E_{x} + a_{1}l_{x}E_{y} + a_{3}l_{x}E_{z} = a_{1}D_{2}(l_{y}E_{x} + l_{x}E_{y}) + a_{3}D_{2}l_{x}E_{z} - a_{4}D_{2}l_{z}E_{x}$$
(1.53)

$$M_{z} = -a_{2}l_{y}E_{x} + a_{2}l_{x}E_{y} = a_{2}D_{2}\left(l_{x}E_{y} - l_{y}E_{x}\right) = -a_{2}D_{2}\sin^{3}\theta\cos\varphi\frac{d\varphi}{dx}$$

Порядок коэффициентов при M_i (в формулах (1.53)) $B \sim a_1 D_2 \sim a_2 D_2 \sim a_3 D_2 \sim a_4 D_2$ можно оценить следующим образом: $E_{induced} \sim D_2$ (из формулы (1.44)), $\Delta P = \kappa E_{induced}$, согласно [138] $\kappa = \varepsilon/4\pi \cdot 1 \sim 3$, $\Delta P = 2 \cdot 10^{-5}$ С/m² (6 CGS), тогда $E_{induced} \sim 2$ CGSE, $a_i \sim 1.5 \ 10^{-5}$ в СГС, $B \sim a_1 D_2 \sim a_2 D_2 \sim a_3 D_2 \sim a_4 D_2 \sim 3 \cdot 10^{-5}$ CGSM.

Таким образом, намагниченность доменного происхождения, связанная с неоднородным магнитоэлектрическим эффектом имеет величину $m_z \sim B\Delta_{DW} \sim 3$ Гс (если $\Delta_{DW} = \sqrt{A/K} \sim 10^{-5}$ см), которая сопоставима со вкладом в намагниченность, обусловленным взаимодействием Дзялошинского – Мория ~ 2 Гс.

3. Наряду с рассмотренными выше эффектами, возможен третий (электрический) механизм формирования намагниченности в мультиферроике при наличии сегнетоэлектрической доменной структуры определенного типа. На границах сегнетоэлектрических доменных границ за счет изменения поляризации образуется электрический заряд, плотность которого согласно законам электродинамики пропорциональна

 $\rho_{DW} = - \operatorname{div} \boldsymbol{P}$

По известному закону изменения поляризации, величину заряда можно оценить, например, при $P(x) = P_0(\varepsilon(x)i + j + k), \quad \varepsilon(x) = \begin{cases} 1 & domen & a \\ -1 & domen & b \end{cases}$

$$q_{DW} \sim P_0 \,\delta(x) \tag{1.54}$$

Заряд (1.54), сосредоточенный в стенке, экранируется электронами, приходящими из объема материала. Радиус экранирования (радиус Дебая) зависит от концентрации свободных носителей заряда в объеме BiFeO₃

$$R_{D} = \left(\frac{1}{4\pi} \sum_{i} \frac{kT_{i}}{e_{i}^{2}n}\right)^{1/2} \qquad R_{D} = \left(\frac{E_{F}}{4\pi e^{2}n}\right)^{1/2}$$
(1.55)

Таким образом, в окрестности сегнетоэлектрической доменной границы создается экранированное электрическое поле (с потенциалом $\varphi_D = q \frac{e^{-r/R_D}}{r}$), которое по магнитоэлектрическому сценарию (1.51 – 1.53) (п.2) также приводит к возникновению намагниченности, например, $M_{zel} = -a_2 l_y E_{Dx} + a_2 l_x E_{Dy}$

Концентрация носителей заряда в феррите висмута неизвестна, но считая, что порядок радиуса Дебая R_D порядка ширины магнитной доменной границы, мы можем оценить величину электрического поля E_D :

$$E_D \sim \frac{q_{DW}}{R_D^2}\,,$$

Если $\Delta P = 1$ mC/cm² (3000 *CGS*)(10% *P_s*), $d_{film} = 100$ nm, $\Delta_{f.el. DW} \sim 1$ nm=10⁻⁷ см, $R_D \sim 10^{-6}$ см, $q_{DW} \sim \Delta P \cdot V / \Delta_{f.el. DW}$, то $E \sim 3 \cdot 10^5$ *CGS* (*D*₂), учитывая, что $a_i \sim 1.5 \cdot 10^{-5}$ в СГС, получим величину намагниченности, обусловленной экранированным электрическим полем сегнетоэлектрической доменной границы порядка $m_{el} \sim a_i E \sim 2$ Гс.

Исследован магнитоэлектрический эффект В тонких пленках мультиферроика BiFeO₃, основными проявлениями которого являются намагниченность и индуцированная микромагнитным распределением поляризация. Показано, что характер изменения наведенной поляризации и намагниченности зависит от распределения вектора антиферромагнетизма по объему образца. Наличие полосовой сегнетоэлектрической доменной структуры свою очередь формировании В сказывается на антиферромагнитной доменной структуры. За счет магнитоэлектрических взаимодействий спины выходят из плоскости разворота в окрестности сегнетоэлектрических границ. Направление доменных разворота антиферромагнитного вектора (киральность) определяется видом сегнетоэлектрической доменной структуры (видом сегнетоэлектрических

доменных границ). Микромагнитное распределение будет различным для случаев 180 (I), 109 (II), 71 (III) – градусных сегнетоэлектрических доменов. В случае I реализуются 180 градусные антиферромагнитные домены, распределение вектора антиферромагнетизма в сегнетоэлектрическом домене симметрично, в случаях II, III антиферромагнитные домены 90 – градусные, распределение вектора антиферромагнетизма в сегнетоэлектрическом домене асимметрично. В случае I выход спинов из плоскости разворота обусловлен неоднородным магнитоэлектрическим взаимодействием, в двух других (II, III) однородным взаимодействием Дзялошинского – Мория, неоднородный магнитоэлектрический механизм приводит к асимметрии в распределении Расположение спинов в окрестности сегнетоэлектрической спинов. доменной границы (другими словами, вид магнитной доменной границы) будет отличным для 109 и 71 – градусных сегнетоэлектрических доменов. Отмеченные особенности сказываются на основных зависимостях индуцированной поляризации И намагниченности, которые также различаются для 71 и 109 градусных сегнетоэлектрических доменов. Показано, что особенности индуцированной поляризации обусловлены в основном неоднородным магнитоэлектрическим взаимодействием. вызывающим асимметрию в распределении антиферромагнитного вектора. Механизмы, влияющие на намагниченность мультиферроика, не столь очевидны. В работе показано, что дополнительные факторы, такие как линейный магнитоэлектрический эффект, имеющий место в пленках мультиферроиков; неоднородное магнитоэлектрическое взаимодействие; электрические заряды, возникающие в окрестности сегнетоэлектрических доменных границ, могут сказываться на намагниченности. В традиционном мультиферроиков намагниченность определяется подходе магнитоэлектрическим взаимодействием Дзялошинского – Мория. Порядок дополнительных вкладов, рассмотренных выше, сопоставим по порядку намагниченностью, обусловленной величины c взаимодействием Дзялошинского - Мория. Таким образом, учет дополнительных факторов

может изменить результирующую намагниченность системы, в определенных случаях приводя к ее компенсации.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ К ГЛАВЕ 1

Проведено исследование влияния магнитоэлектрических взаимодействий на магнитные и электрические свойства мультиферроика BiFeO₃, рассмотрен линейный магнитоэлектрический эффект В монокристаллах феррита висмута, исследованы эффекты, обусловленные неоднородным магнитоэлектическим взаимодействием В пленках мультиферроиков. На примере ряда теоретических моделей показано энергетическое преимущество локализации антиферромагнитных доменных границ на сегнетоэлектрических доменных границах, обоснован эффект магнитоэлектрического пиннинга. В результате проведенного исследования получены следующие основные результаты.

Впервые показано, что в отличие от обычного антиферромагнетика однородное антиферромагнитное состояние мультиферроика не является состоянием с наименьшей энергией. В мультиферроике энергетически неоднородное распределение выгодным становится вектора антиферромагнетизма - пространственная модуляция спинов в основном состоянии. Основным физическим механизмом, отвечающим за корреляцию магнитного и сегнетоэлектричекого параметров порядка, проявляющегося в структуры состояния, изменении основного является механизм неоднородного магнитоэлектрического взаимодействия.

Магнитоэлектрические взаимодействия в мультиферроиках усложняют магнитную доменную структуру: антиферромагнитные доменные границы закрепляются на сегнетоэлектрических доменных границах. За счет флексомагнитоэлектрического взаимодействия происходит не только

изменение распределения намагниченности в плоскости, но и выход спинов из плоскости вблизи сегнетоэлектрических доменных границ.

Установлено, что в результате взаимодействия магнитной системы с сегнетоэлектрической изменяется структура и энергия антиферромагнитной доменной границы. Сегнетоэлектрическая доменная структура выступает в магнитной доменной роли коэрцитивного механизма для стенки, В окрестности сегнетоэлектрических доменных границ изменяется распределение спиновой плотности. Энергия антиферромагнитной доменной границы становится периодической функцией координаты, определяющей положение антиферромагнитной границы относительно сегнетоэлектрической доменной структуры. Энергия магнитной стенки достигает минимальных значений при совпадении центров сегнетоэлектрической и магнитной доменных границ.

Характер микромагнитного распределения в пленках мультиферроиков зависит от вида сегнетоэлектрических доменных границ. Показано, что в случае наклонных сегнетоэлектрических доменных границ (109⁰, 71⁰) распределение вектора антиферромагнетизма характеризуется асимметрией. Особенности микромагнитного распределения влияют на намагниченность в пленках мультиферроиков и приводят к возникновению добавочной электрической поляризации, индуцированной неоднородным распределением спиновой плотности.

ГЛАВА 2

НЕОДНОРОДНЫЙ МАГНИТОЭЛЕКТРИЧЕСКИЙ ЭФФЕКТ В ДВУХСЛОЙНЫХ ФЕРРОМАГНИТНЫХ ПЛЕНКАХ

Введение

В настоящее время изучение магнитоэлектрических явлений направлениям. Bo проводится по трем основным первых, магнитоэлектрические эффекты исследуются непосредственно В мультиферроиках, рассмотренных в главе 1 (симметрия кристаллической данных веществ допускает возможность одновременного структуры существования магнитных и электрических свойств), во – вторых, в многослойных структурах, в которых магнитоэлектрический эффект может сочетания магнитострикционных реализовываться 3a счет И пьезоэлектрических материалов. В третьих, магнитоэлектрический эффект может реализовываться в структурах с неоднородным распределением области магнитной неоднородности намагниченности: в возникает электрическая поляризация. Исследование, проведенное в данной главе, посвящено последнему классу магнитоэлектрических эффектов, связанных с механизмом неоднородного магнитоэлектрического взаимодействия.

Неоднородное магнитоэлектрическое взаимодействие было введено в работах [137 - 139] В связи c возможностью возникновения В магнитоупорядоченных кристаллах длиннопериодических структур И проявления обратного эффекта - образования электрической поляризации на Впервые магнитных доменных границах. класс неоднородных магнитоэлектрических эффектов был рассмотрен в работе Барьяхтара [137, 139, 140]. Качественно картину возникновения неоднородного магнитоэлектрического эффекта можно представить следующим образом. Однородный магнитоэлектрический эффект тесно связан с магнитной

симметрией системы [141]. Он появляется в тех случаях, когда в однородном кристалле (относящемуся к определенному классу магнитной симметрии [141]) имеется равновесная плотность электрической поляризации, зависящая от состояния магнитной подсистемы. Если в магнитном кристалле образуется магнитная неоднородность, то группа его магнитной симметрии сужается. Это приводит к тому, что в области магнитной неоднородности возникает электрическая поляризация, симметрия пространственного распределения которой определяется симметрией магнитной неоднородности. Данный эффект (неоднородный магнитоэлектрический эффект по терминологии Барьяхтара) должен иметь место в магнитных кристаллах любой симметрии (в том числе и не допускающих однородного магнитоэлектрического эффекта). Если характерные размеры неоднородности намного превышают размеры элементарной ячейки, то неоднородный магнитоэлектрический эффект можно описать в рамках феноменологического подхода, OH определяется вкладом в свободную энергию вида

$$F^{FME} = P_i M_j \nabla_k M_l \tag{2.1}$$

где *P* – электрическая поляризация, а *M* – магнитный параметр порядка – намагниченность или вектор антиферромагнетизма. Наличие пространственной модуляции магнитного параметра порядка *M* в материале приводит к возникновению электрической поляризации *P*, в свою очередь электрическое поле изменяет неоднородное магнитное упорядочение.

пространственной Физическая природа модуляции может быть различной: периодические спиновые структуры образуются BO фрустрированных мультиферроиках в результате конкурирующих обменных взаимодействий [9 - 11], в феррите висмута вследствие природы магнитоэлектрического упорядочения [30, 105, 106], в пленках ферритов – гранатов в результате установления микромагнитной конфигурации [14 -16]. Эффекты пространственной модуляции спинов, приводящие к появлению

электрической поляризации (неоднородный магнитоэлектрический эффект), были исследованы ранее и активно исследуются сейчас. Основными объектами такого рассмотрения являются фрустрированные мультиферроики [9 - 11], магнитные неоднородности типа доменных границ [14 – 16, 137], спиральных структур [142], блоховских линий [143], вихрей и скирмионов [144, 145].

Необходимым условием для реализации описанных эффектов является отличие от нуля пространственных производных от магнитного параметра порядка $\nabla_i M_j$, что создает предпосылки для проявления неоднородного магнитоэлектрического взаимодействия. Ряд эффектов, обусловленных неоднородным магнитоэлектрическим взаимодействием, нашел экспериментально подтверждение.

В работах [9 - 11] была установлена связь электрической поляризации с наличием в веществе пространственно – модулированных структур, в [13 - 16] обнаружены эффекты управления магнитной структурой с помощью электрического поля, нечетные по полю, в [146] исследовано влияние неоднородного магнитоэлектрического взаимодействия на спектры магнонных возбуждений, которые в мультиферроиках приобретают новое качество электромагнонов.

Возникновение электрической поляризации, связанной с наличием неоднородности (не обязательно магнитной) является общим физическим свойством, которое может проявляться в средах, удовлетворяющих симметрии. Взаимодействие определенным законам данного вида описывается инвариантом Лифшица, который присутствует в разложении свободной энергии кристаллов определенных групп симметрии, допускающих существование линейного по производным инварианта.

Следует отметить, что раньше, чем в теории магнетизма данное взаимодействие нашло применение в теории жидких кристаллов – средах, которые также характеризуются ориентационным упорядочением.

Параметром порядка нематических жидких кристаллов является директор n. В 1969 г. Мейер показал [147], что в нематической среде, обладающей центром инверсии, возможен особый пъезоэлектрический эффект, в настоящее время называемый флексоэлектрическим. Его возникновение обуславливается наличием в свободной энергии нематика инварианта вида (1.6), где в качестве компонент параметра порядка M_i выступают компоненты директора n_i . Флексоэлектрический эффект в нематическом жидком кристалле приводит к возникновению электрической поляризации в результате изгиба и закручивания директора n в пространстве

$$\boldsymbol{P} = f_1 \, \boldsymbol{n} \, div \, \boldsymbol{n} + f_2 \big[rot \, \boldsymbol{n} \times \boldsymbol{n} \big]$$
(2.2)

Здесь *n* - директор, f_1 , f_2 – флексоэлектрические коэффициенты. Выражение вида (2.2) допускается симметрией нематического жидкого кристалла. При наличии неоднородного распределения n(r) в среде, невозмущенное состояние которой n_0 описывается точечной группой симметрии $D_{\infty h}$ всегда можно построить векторы n divn, [rotn n], которые преобразуются так же, как вектор поляризации **P** при действии операций симметрии из группы $D_{\infty h}$. Также, как и в магнитоэлектриках наличие флексоэлектрического эффекта в жидких кристаллах приводит к широкому разнообразию физических процессов [148 – 151, А6, А7]: к новым фазовым переходам, , возникновению упорядоченных состояний – статических вихревых новых структур. исследованных в работе [А7]. Данные образования (статические вихри в жидких кристаллах и жидкокристаллических соединениях твердых фаз) не связаны с внешними воздействиями, а определяются внутренней симметрией структуры, В группе симметрии которой отсутствует операция пространтственной инверсии – условие необходимое для существования инварианта Лифшеца (2.1).

Существование аналогии между пространственно – модулированными спиновыми структурами в сегнетомагнетиках и пространственной

модуляцией директора в нематических жидких кристаллах было отмечено в работе [152]. С этого времени начинается активное развитие теории неоднородного магнитоэлектрического эффекта в физике магнитоэлектриков.

Неоднородное магнитоэлектрическое взаимодействие имеет универсальную природу, степень его проявления определяется величиной неоднородного магнитоэлектрического эффекта, значение которого различно для разных материалов. В феррите висмута величина неоднородного магнитоэлектрического эффекта составляет $\gamma_{BiFeO3} \sim 10^{-11}$ СГС, а в пленках ферритов – гранатов $\gamma_{(BiLu)3(FeGa)5O12} \sim 10^{-9}$ СГС [96, 97].

Исследование, проведенное в главе 1, показало, что неоднородное магнитоэлектрическое взаимодействие играет существенную роль в процессе формирования антиферромагнитных доменных структур в тонких пленках мультиферроиков. На основе учета данного взаимодействия удается и объяснить ряд новых физических эффектов, связанных с обнаружить влиянием сегнетоэлектрической доменной структуры на антиферромагнитную структуру в тонких пленках BiFeO₃. Следует ожидать, что учет неоднородного магнитоэлектрического взаимодействия в пленках ферритов – гранатов также должен привести к интересным физическим эффектам, тем более что величина данного взаимодействия у (BiLu)3(FeGa)5012>> Исследование особенностей доменных границ, обусловленных γ_{BiFeO3}. наличием неоднородного магнитоэлектрического взаимодействия в пленках ферритов – гранатов проводится в МГУ [14 - 16]. Ферриты - гранаты перспективными магнитоэлектриками, в них являются обнаружен однородный (линейный и квадратичный) магнитоэлектрический эффект, который проявляется при комнатных температурах [153, 154], квазистатические магнитоэлектрические эффекты [92, 155 - 157], к достоинствам ферритов – гранатов относится то, что они являются удобными объектами для экспериментальных исследований (методами магнитооптики).

В данной главе исследован неоднородный магнитоэлектрический эффект на магнитной неоднородности, реализующейся в окрестности границы раздела двухслойной обменно – связанной пленки. В качестве модельных объектов исследования рассмотрены пленки ферритов – гранатов. В параграфе 2.1 приведены краткие сведения о кристаллической и магнитной структуре ферритов – гранатов, магнитоэлектрическим свойствам данных материалов. В параграфах 2.2 – 2.5 изложены результаты оригинальных исследований проявлений магнитоэлектрического эффекта и особенностей электрической поляризации в двухслойных ферромагнитных структурах с различным характером спинового упорядочения в окрестности границы раздела слоев. В параграфах 2.2, 2.3 изложены результаты исследований магнитоэлектрического эффекта электрической И поляризации В намагничиваемой двухслойной перпендикулярно ферромагнитной структуре [А8, А9]. В параграфе 2.4 рассмотрены процессы намагничивания зависимости поляризации двухслойной ферромагнитной И пленки С ферромагнитным межслойным взаимодействием в продольном магнитном поле [А10 - А11]. Параграф 2.5. посвящен исследованию особенностей магнитоэлектрического эффекта в двухслойной магнитной пленке С антиферромагнитным межслойным взаимодействием [А12 - А16].

2.1. Магнитоэлектрические свойства ферритов – гранатов

Ферриты - гранаты являются кубическими кристаллами с пространственной группой симметрии $O_h^0 = Ia3d$, с легкими осями, совпадающими с пространственными диагоналями куба.

Ферримагнитные свойства феррит – гранатов были открыты в 1956 г. Берто, Форра и Потене [159]. Общая формула феррит гранатов

$Me_3Fe_2Fe_3O_{12}$,

где Ме – один из редкоземельных ионов, а также иттрий. На рис.2.1 показано расположение катионов в 1/8 ячейки элементарного куба иттрий –

железистого граната Y₃Fe₅O₁₂. Элементарная ячейка содержит 8 формульных единиц и может быть разделена на 8 кубов с ребром a/2, одинаковых по своему строению, но различным образом повернутых друг относительно друга. Симметрично эквивалентными являются два из кубов, таких пар в элементарной ячейке четыре. Анионы условно кислорода образуют кубическую структуру, пустоты между ионами кислорода занимают меньшие по размеру катионы. В структуре феррита – граната существует три типа таких пустот (рис. 2.1): октаэдрические положения (а – положения), окруженные шестью ионами кислорода; тетраэдрические положения (d – положения), окруженные четырьмя ионами кислорода; додекаэдрические положения (с – положения), окруженные восьмью ионами кислорода. В формульной единице **(B** октанте) 3 одной одном содержится и 3 тетраэдрические позиции додекаэдрические, 2 октаэдрические ${Y_3}[Fe_2](Fe_3)O_{12}$ [159].

Основными элементами кристаллической структуры ферритов – гранатов являются координационные тетраэдры, образованные ионами кислорода, которые расположены определенным образом и взаимно связаны с остальными катионами. Тетраэдры расположены таким образом, что никогда не имеют общей вершины. Между тетраэдрами образуются октаэдрические и додекаэдрические междоузлия для остальных катионов. Каждый ион кислорода расположен в вершине одного тетраэдра, одного октаэдра и двух додекаэдров.

В отличие от катионов, координаты которых всегда определяются как рациональные дробные части ребер элементарного куба (рис.2.1), положение ионов кислорода определяется тремя степенями свободы, так что их позиции можно определить тремя координатами x, y и z, так – называемые h-позиции, которые допускают смещение x, y, z без искажения общей кубической



Рис.2.1. Структура элементарной ячейки феррита – граната. Координационные многогранники и их упорядочение в структуре граната. [*a*] – октаэдрические позиции, (*d*) – тетраэдрические позиции, {*c*} – додекаэдрические позиции [159].

симметрии кристалла. Значения этих параметров изменяются в зависимости от химического состава граната и зависят от размеров катионов.

Локальная симметрия окружения для *a* и *d* положений не является строго кубической. Детальный анализ показывает, что в октанте присутствуют три искаженных тетраэдрических положения (*d* - позиция) с локальной тетрагональной симметрией ($\overline{4}$), два искаженных октаэдрических положения (*a* - позиция) с локальной тетрагональной симметрией ($\overline{3}$), *c* – положения обладают орторомбической локальной симметрией [160].

Ориентация локальных осей неэквивалентна относительно осей симметрии элементарного куба. Для октаэдрических позиций одна из четырех тригональных осей совпадает с направлением <111>. Другие локальные оси октаэдров повернуты на углы $\alpha = \pm 28^{\circ}$ относительно оси <111>. Тетраэдрические d- положения обладают локальной тетрагональной симметрией, направление одной из четырех тетрагональных осей совпадает с направлением <100>, две другие тетрагональные оси повернуты на угол $\pm 16^{\circ}$ относительно <100>. В структуре граната существует шесть неэквивалентных с-положений, отличающихся ориентацией трех взаимно перпендикулярных локальных осей относительно осей куба. Ориентацию локальных осей для всех с- положений можно получить поворотом $\pm 45^{\circ}$ локальной системы координат на үглы относительно кристаллографических осей <100>, <010>, <001>.

Параметр элементарной ячейки беспримесного иттрий – железистого граната равен *a*=12.376 А. В процессе роста или при направленном легировании происходит замещение части катионов элементами, входящими в состав раствора – расплава, что приводит к изменению параметра решетки. Легирующие элементы, вводимые для получения материалов с заданными свойствами, имеют предпочтение к той или иной координации. Предпочтительность к координации определяется размерами катиона и строением электронных оболочек.

Для заполнения октаэдрических и тетраэдрических позиций решающим является требование сферической симметрии основного состояния электронных оболочек ионов в кристаллическом поле соответствующих позиций. Это ограничение относится прежде всего к ионам переходных элементов с неполностью заполненной d – оболочкой. Поэтому ион Fe³⁺ собой единственный магнитный представляет ион, который может существовать в больших концентрациях в d – позициях. Если электронная оболочка обладает сферической симметрией, как в октаэдрическом, так и в тетраэдрическом положениях, то решающим для распределения становится размер: большие ионы размещаются в a – позициях, меньшие в d – позициях [159].

Для объяснения магнитных свойств ферритов – гранатов Неель [161] предложил рассматривать решетку этих веществ как состоящую из трех подрешеток – рис.2.1. В подрешетках a, d расположены ионы Fe³⁺, тетраэдрических мест больше, чем октаэдрических. В третьей подрешетке с расположены ионы Me³⁺. По Неелю между первыми двумя подрешетками имеет место сильное отрицательное взаимодействие, в результате чего возникает результирующая намагниченность. Ионы намагничиваются слабым полем подрешеток d и a, в результате чего моменты в местах с направлены противоположно намагниченности в подрешетке с. Магнитные материалы, имеющие неэквивалентные подрешетки относятся к классу ферримагнетиков. Намагниченность насыщения *M_s* определяется вектрной суммой намагниченностей отдельных подрешеток

$$M_s = M_a + M_c + M_d$$

где M_a , M_c , M_d – намагниченность насыщения отдельных подрешеток. В иттриевом гранате имеются две магнитные подрешетки, т.к. иттрий – немагнитный ион.

Получение ферритов – гранатов в виде эпитаксиальных пленок дает возможность варьирования химического состава. Наличие трех катионных позиций разных размеров позволяет вводить в состав больше половины химических элементов таблицы Менделеева, что обуславливает многообразие их физических свойств. Наличие трех магнитных подрешеток, связанных ферримагнитным взаимодействием, и наведенной в процессе роста магнитной анизотропии позволяет в широких пределах изменять размер доменов (от 10^{-7} до 10^{-3} м), намагниченность насыщения (от 0 до >1.5 10^2 кА/м), константу одноосной анизотропии (от -10^4 до > 10^4 Дж/м³), параметр затухания и другие параметры.

Теоретические и экспериментальные исследования указывают на широкий спектр магнитных фаз [162 - 167, A17], которые могут реализовываться в пленках ферритов - гранатов, разнообразие магнитных неоднородностей, реализующихся в виде различного рода магнитных доменных структур [168, 169, A18]. К широкому многообразию магнитных, оптических явлений, которые могут быть реализованы в пленках ферритов – гранатов в последние годы добавились магнитоэлектрические свойства.

Исследования [14 - 16, 153, 154] показывают, что в пленках ферритов – гранатов наблюдается магнитоэлектрический эффект. Согласно данным работы [111] в кубических редкоземельных феррит – гранатах наблюдается квадратичный магнитоэлектрический эффект. В эпитаксиальных пленках граната в [110] наблюдался линейный магнитоэлектрический феррита эффект аномально большой величины. Линейный по электрическому полю магнитоэлектрический эффект может наблюдаться только в тех кристаллах, группа магнитной симметрии которых, не содержит пространственной инверсии. В эпитаксиально выращенных пленках возможно понижение симметрии по сравнению с монокристаллами, которая может быть связана с неоднородными деформациями пленки подложкой, а также с избирательным заселением определенных позиций в структуре граната редкоземельными ионами. Значения магнитоэлектрического коэффициента для феррит – гранатовых пленок $(YBi)_3(FeGa)_5O_{12}$, $(YBiLaPr)_3(FeGa)_5O_{12}$ составляют величину α ~10⁻², что на порядок выше величины магнитоэлектрического эффекта в Cr₂O₃ и на три порядка выше величины квадратичного

магнитоэлектрического эффекта, разрешенного в монокристаллах феррит – гранатов.

В работах [92, 156, 157, 170, 171] было показано, что в ферритах гранатах может быть реализован динамический магнитоэлектрический эффект. Исследование квазистатических магнитоэлектрических эффектов проводилось в сильных электрических и магнитных полях. Приложение полей понижало симметрию системы И квазистатические сильных магнитоэлектрические эффекты второго порядка и выше становились Проявление возможными. магнитоэлектрического взаимодействия В магнитооптических эффектах позволило определить фарадеевское вращение в отдельных доменах [156]. Данные эффекты, как показывают исследования [92, 171] могут быть объяснены на основе использования трехподрешеточной модели. Следует отметить, что в ряде случаев при анализе физических свойств ферритов – гранатов можно использовать приближение, т.е. одноподрешетчное считать ферриты гранаты ферромагнетиками. Например, одноподрешеточное приближение хорошо работает при описании доменной структуры, построении фазовых диаграмм, анализе динамических сверхвысокочастотных свойств. Но при рассмотрении явлений, зависящих от индивидуальных свойств магнитных ионов в разных приближения одной подрешетки позициях, становится недостаточно. Примерами таких явлений могут служить магнитное рассеяние нейтронов и парамагнетизм ИЖГ выше температуры Кюри, для которых важны индивидуальные свойства атомов в *а* -, *d* – позициях. В этом случае требуется двухподрешеточное приближение с намагниченностями M_a, M_d. Для динамических эффектов В ИЖГ, обусловленных описания магнитоэлектрическим и антифероэлектрическим взаимодействием авторы [92, 171] применили трехподрешеточное приближение. Оно было основано на том, что магнитные ионы в d – позициях разделены на две группы, связанные операцией пространственной инверсии. Этому разделению

соответствует введение двух магнитных подрешеток M_{d1} , M_{d2} , вместо одной подрешетки с намагниченностью

 $\boldsymbol{M}_{d} = \boldsymbol{M}_{d1} + \boldsymbol{M}_{d2} + \boldsymbol{M}_{d},$

Подрешетки M_{d1} , M_{d2} подрешеткой M_{a} вместе с образуют трехподрешеточную модель ИЖГ, позволяющую описать динамические магнитэлектрические И антиферроэлектричекие эффекты В данном магнетике.

Исследования последних лет показали возможность существования неоднородного магнитоэлектрического эффекта в феррит – гранатовых пленках. В работах [14 - 16] изучался неоднородный магнитоэлектрический эффект, реализованный в окрестности магнитной доменной границы. Теоретические. a также экспериментальные исследования показали возможность управления магнитной доменной границей с помощью приложенного электрического поля. Интерпретация данных эффектов была рассмотрения проведена на основании неоднородного магнитоэлектрического вклада в термодинамический потенциал. Симметрия существование данных веществ допускает неоднородного магнитоэлектрического слагаемого – инварианта Лифшица (2.1) [8], для кристаллов кубической симметрии может быть также который представлен в виде

$$F_{me} = D_2 P\left\{ \left(\boldsymbol{M} \text{ grad} \right) \boldsymbol{M} - \boldsymbol{M} \text{ div} \boldsymbol{M} \right\} = -D_2 \left\{ P\left(\boldsymbol{M} \text{ rot} \boldsymbol{M} \right) + P \boldsymbol{M} \text{ div} \boldsymbol{M} \right\}, \qquad (2.3)$$

где P - вектор поляризации, M - вектор намагниченности, D_2 - константа неоднородного магнитоэлектрического взаимодействия. Экспериментальные исследования [15] позволили оценить величину неоднородного магнитоэлектрического эффекта. Проведенные оценки показывают, что коэффициент в формуле (2.3) имеет порядок 10⁻⁹ (СГС) для пленок феррит – граната, выращенных на GaGd подложке, что на два порядка превышает

аналогичную величину константы феррита висмута, обуславливающую существование пространственно – модулированной структуры.

образом, Таким пленки ферритов гранатов обладают исследование магнитоэлектрическими свойствами И возможностей магнитоэлектрических эффектов проявления В материалах данных представляет научный и практический интерес.

2.2. Магнитоэлектрический эффект в двухслойной структуре с ферромагнитным межслойным взаимодействием

Рассмотрим двухслойную структуру, состоящую из ферромагнитных слоев, помещенную в постоянное магнитное поле H и электрическое поле E. Систему координат выберем следующим образом: начало координат поместим на границе раздела сред, ось OZ направим вдоль нормали к поверхности, ось OY ориентируем вдоль границы раздела. Постоянное магнитное поле приложено вдоль оси OZ, электрическое поле направлено вдоль оси OX. Магнитные пленки различаются толщиной, величиной и знаком магнитной анизотропии К \perp , К_{пл}. Геометрия задачи представлена на рис.2.2.



Рис.2.2. Геометрия задачи.

Плотность полной энергии системы является суммой плотностей энергии магнетиков, а именно: плотностей обменной энергии f_{ex} , энергий анизотропии f_{an} , энергии системы во внешнем магнитном поле f_H , энергии системы во внешнем электрическом поле f_E , энергии электрической поляризации f_P , энергии межслойного обменного взаимодействия f_J , энергии неоднородного магнитоэлектрического взаимодействия f_{me} [8, 80, 81, 119, 167], т.е.

$$f = f_{ex} + f_{an} + f_H + f_E + f_P + f_{me} + f_J$$
(2.4)

где
$$f_{ex} = \sum_{i=1}^{2} A_i \left[\left(\frac{\partial M_{ix}}{\partial x} \right)^2 + \left(\frac{\partial M_{iy}}{\partial y} \right)^2 + \left(\frac{\partial M_{iz}}{\partial z} \right)^2 \right] -$$
энергия обменного

взаимодействия, здесь *i* =1, 2 – номер слоя,

$$f_{an} = -K_{nn} \left(\overrightarrow{M_1 n} \right)^2 + K_{\perp} \left(\overrightarrow{M_2 n} \right)^2$$
 - энергия магнитной анизотропии,

 $f_H = -\overrightarrow{M}\overrightarrow{H}$ - энергия системы во внешнем магнитном поле,

 $f_{J} = -J \overrightarrow{M_{1}} \overrightarrow{M_{2}}$ - энергия взаимодействия спинов на границе раздела слоев (z=0),

 $f_{\scriptscriptstyle E}=-\overrightarrow{P}\overrightarrow{E}\,$ - энергия системы в электрическом поле,

$$f_{P} = \frac{P_{x}^{2} + P_{y}^{2} + P_{z}^{2}}{2\chi_{e}} -$$
энергия электрической поляризации,
$$f_{me} = D_{2}\vec{P} \Big[(\vec{M}\nabla\vec{M}) - \vec{M}(\nabla\vec{M}) \Big] -$$
энергия неоднородного

магнитоэлектрического эффекта [8].

Здесь A_i (*i*=1, 2) – константы неоднородного обменного взаимодействия в пленках (1, 2), K_{\perp} , K_{nn} – константы магнитной анизотропии типа «легкая ось», «легкая плоскость», J – константа межслойного обменного взаимодействия, D_2 – константа неоднородного магнитоэлектрического взаимодействия,

 $\vec{M_1}$, $\vec{M_2}$ - вектора намагниченности пленок 1, 2, \vec{H} - вектор магнитного поля, \vec{E} - вектор электрического поля, \vec{P} - вектор электрической поляризации.

Электрическую поляризацию **Р** и направление распределения намагниченности $\theta(z)$ определим из условия минимума функционала плотности свободной энергии (2.4) $F = \int_{-b}^{a} f dz$:

$$\vec{P} = \chi_e \vec{E} - D_2 \chi_e \left[(\vec{M} \nabla \vec{M}) - \vec{M} (\nabla \vec{M}) \right]$$
(2.5)

$$\theta = \theta(K_{nn}, K_{\perp}, H, a, b, A_1, A_2, J)$$
(2.6)

Здесь a – толщина верхней пленки 1, b – толщина нижней пленки 2. Задача нахождения равновесного распределения намагниченности была решена численно [A9, A10]. Каждый магнитный слой разбивался на N подслоев, параллельных плоскости образца и обменно - связанных между собой. Вектор намагниченности в каждом подслое задавался независимым вектором M_i . Модуль намагниченности считался во всех слоях одинаковым и равным M_s . В полярных координатах положение каждого вектора M_i задавалось углами θ_i , φ_i , здесь i – номер подслоя (см. рис.2.2). Мы предполагаем, что разворот намагниченности осуществляется в плоскости XOY, тогда в данной геометрии сохраняется P_y компонента вектора поляризации. Тогда положение вектора намагниченности определяется полярным углом θ . Энергия двухслойного образца в расчете на единицу площади может быть представлена в виде

$$F = \frac{a}{N} \left[\sum_{k=2}^{N} (K_{nn} \sin^{2} \theta_{k}^{a} - M_{1} H \cos \theta_{k}^{a}] + \frac{A_{1}N}{a} \sum_{k=2}^{N} (\theta_{k}^{a} - \theta_{k-1}^{a})^{2} + D_{2} \chi_{e} \sum_{k=2}^{N} (\theta_{k}^{a} - \theta_{k-1}^{a}) + \frac{b}{N} \left[\sum_{k=2}^{N} (-K_{\perp} \sin^{2} \theta_{k}^{b} - M_{2} H \cos \theta_{k}^{b}] + \frac{A_{2}N}{b} \sum_{k=2}^{N} (\theta_{k}^{b} - \theta_{k-1}^{b})^{2} + D_{2} \chi_{e} \sum_{k=2}^{N} (\theta_{k}^{b} - \theta_{k-1}^{b}) + J \left(\cos \theta_{1}^{b} \cos \theta_{1}^{a} + \sin \theta_{1}^{b} \sin \theta_{1}^{a} \right)$$

$$(2.7)$$

где M_1 – намагниченность насыщения пленки 1, M_2 – намагниченность насыщения пленки 2, θ_i^a – полярный угол, задающий направление намагниченности в *i*- ом подслое в верхней пленке 1, θ_i^b – полярный угол, задающий направление намагниченности в *i*- ом подслое в нижней пленке 2, N – число подслоев в пленке 1, пленке 2. Для построения кривых намагничивания и расчета равновесных значений углов выражение (2.7) численно минимизировалось по всем переменным θ_i^a , θ_i^b . Для решения поставленной задачи использовалась процедура многомерной оптимизации, основанная на использовании метода множителей Лагранжа, процедура разработана Numerical Algorithm Group. Полученные равновесные значения углов использовались для расчета компонент вектора поляризации. Полная поляризация получалась в результате интегрирования выражения (2.5) по толщине образца.

На основе описанной методики по формулам (2.6) рассчитаны зависимости $\theta(z)$ в электрическом поле и в отсутствии электрического поля, построены графики зависимости поляризации от постоянного магнитного поля, констант магнитной анизотропии. На рис. 2.3 приведена разностная кривая, т.е. график зависимости разности между углами $\theta_E(z)$ и $\theta(z)$, определяющими распределение намагниченности в системе при наличии электрического поля Е и в его отсутствии. Максимум разностной кривой совпадает с границей раздела слоев. Это значит, что воздействие электрического поля приводит К изменениям распределения намагниченности. Максимальная величина эффекта наблюдается в области максимальной неоднородности намагниченности.



Рис. 2.3. Разностная кривая зависимости θ_E - θ от координаты z, θ_E - угол разворота намагниченности в присутствии электрического поля θ - угол разворота намагниченности в отсутствии электрического поля , $z \in [-b, a]$, $K \perp = 2 \cdot 10^4 \text{ erg/cm}^3$, $K_{nn} = 7 \cdot 10^4 \text{ erg/cm}^3$, H=100 Э [A10].

Графики поляризации, полученные на основе расчетов, проведенных по формулам (2.3) рассмотрены и проанализированы в следующем параграфе.

ферромагнитным Процессы намагничивания двухслойной пленки С взаимодействием спинов объясняют особенности изменения поляризации. Магнитная неоднородность в двухслойной структуре появляется при определенном сочетании физических параметров слоев, а также в результате Изменение приложения однородного магнитного поля. величины И направления приложенного магнитного поля влияет на магнитную конфигурацию и электрическую поляризацию рассматриваемой системы. В качестве примера для анализа рассмотрим, например, рис.2.4а – двухслойную структуру, состоящую из магнитных пленок с K_{лл}<K_⊥. В этом случае в нулевом магнитном поле имеет место магнитная неоднородность с 90° разворотом намагниченности. При увеличении величины магнитного поля, приложенного в отрицательном направлении оси OZ, намагниченность M_1 в



Рис.2.4. Графики зависимости полной поляризации P_z от магнитного поля H. a) $K_{nn} = 7 \cdot 10^5$ эрг/см³, $K \perp = 2 \cdot 10^4$ эрг/см³, б) $K_{nn} = 2 \cdot 10^4$ эрг/см³, $K \perp = 7 \cdot 10^5$ эрг/см³, в) $K_{nn} = 2 \cdot 10^6$ эрг/см³, $K \perp = 2 \cdot 10^3$ эрг/см³, г) $K_{nn} = 2 \cdot 10^3$ эрг/см³, $K \perp = 2 \cdot 1$

пленке 1 (см. рис.2.2), характеризуемой меньшим значением K_{nn} , начинает поворачиваться по полю, что приводит к уменьшению угла разворота и, следовательно, уменьшению поляризации. При увеличении величины магнитного поля, приложенного в положительном направлении оси *OZ*, намагниченность M_1 в верхней пленке начинает поворачиваться по полю до тех пор, пока полный разворот магнитных моментов M_1 и M_2 в обеих пленках не достигнет 180⁰, поляризация при этом достигает максимального значения. Как показывают проведенные расчеты графики зависимостей поляризации и

тангенса угла наклона намагниченности от магнитного поля коррелируют друг С другом. При дальнейшем увеличении магнитного поля переворачивается намагниченность пленки 2: M_2 – наблюдается переход первого рода в однородно - намагниченное состояние типа спин – флоп, соответственно скачком исчезает электрическая поляризация. В случае, представленном на рис. 2.46 K_{лл}>K_⊥ при изменении величины и направления магнитного поля сначала переориентируются магнитные моменты M_2 пленки 2 (увеличение магнитной жесткости пленки 1 затрудняет разворот M_1), после осуществляется разворот намагниченности M_1 и резкого скачка поляризации уже не наблюдается. В этом случае при величине магнитного поля, близкой к нулю, магнитные моменты обеих пленок M_1 и M_2 выстраиваются почти параллельно друг другу, и поляризация системы резко уменьшается (см. рис. 2.46). Аналогичное объяснение наблюдаемых эффектов имеет место и для случаев K_{лл}>>К⊥, K_{лл}<<К⊥. Симметрия магнитной неоднородности и симметрия пространственного распределения поляризации связаны друг с другом. Таким образом, если в рассматриваемой структуре допускается асимметричная магнитная конфигурация, соответствующее распределение поляризации также имеет асимметричную форму.

2.3. Электрическая поляризация двухслойной пленки при перпендикулярном намагничивании

Рассмотрим характер изменения электрической поляризации, индуцированной магнитной неоднородностью при изменении величины и направления приложенного магнитного поля. Исследуем трансформационные зависимости локальной поляризации при разных значениях внешнего магнитного поля, а также построим зависимости интегральной поляризации системы от магнитного поля *H* при разных параметрах слоев. Значения компонент вектора поляризации в каждом (*i* –

ом) подслое, другими словами значения локальной поляризации в *i* - ой точке образца вычисляются через значения углов, соответствующих равновесному распределению намагниченности, определенному из условия минимизации функционала свободной энергии системы:

$$P_i^{y} = D_2 \left[\frac{d\theta_i}{dz} \cos\varphi - \frac{d\varphi_i}{dz} \sin\theta_i \cos\theta_i \sin\varphi_i \right], \ P_i^{z} = -\gamma \frac{d\varphi_i}{dz} \sin^2\theta_i$$

Интегральная поляризация получается путем суммирования локальных поляризаций по всем подслоям системы: $P_y = \sum_{i=1}^{N} P_i^y$, $P_z = \sum_{i=1}^{N} P_i^z$.

На рис.2.5 представлены графики зависимостей локальной поляризации от координаты $z, z \in [-b, a]$ при разных значениях магнитного поля H. Соответствующее распределение намагниченности показано на вкладышах к рисункам. На графиках видно, что величина локальной поляризации увеличивается при увеличении величины магнитного поля, а ширина кривой сужается. На рис.2.5 представлены случаи $K_{n,n}$ К \perp . При разных значениях констант анизотропии слоев локальная поляризация и кривая распределения намагниченности имеют несимметричную форму. Максимальные значения поляризации получаются для случая $K_{n,n}$ К \perp . Следует отметить, что в случае K_{\perp} = $K_{n,n}$ локальная поляризация и магнитная конфигурации практически симметричны.

Результаты расчетов зависимости поляризации от приложенного магнитного поля *H* представлены на рис. 2.4. На рис.2.4 показаны графики зависимости полной поляризации системы от величины магнитного поля при разных значениях констант магнитной анизотропии слоев. На графиках видно, что электрическая поляризация наблюдается в определенном диапазоне магнитных полей, ширина интервала зависит от констант магнитной анизотропии ферромагнитных слоев. При увеличении магнитного поля поля поля поля поляризация может возникать или исчезать как плавно, так и скачком.



Рис.2.5. Графики зависимости локальной поляризации P^{loc}_{z} от координаты $z, z \in [-b, a]$ а) $K_{nn} = 7 \cdot 10^5 \text{ эрг/см}^3$, $K \perp = 2 \cdot 10^4 \text{ эрг/см}^3$, б) $K_{nn} = 2 \cdot 10^4 \text{ эрг/см}^3$, $K \perp = 7 \cdot 10^5 \text{ эрг/см}^3$, кривая 1 соответствует H=3000 Э, кривая 2 – H =0 Э, кривая 3- H=-100 Э [A10].

Характер изменения поляризации определяется процессами намагничивания. В структурах с сопоставимыми по порядку величины значениями констант магнитной анизотропии электрическая поляризация наблюдается в отсутствии магнитного поля (рис.2.4 а. 2.4 б). В структурах вида магнитожесткая – магнитомягкая магнитная пленка при K_{nn} >>К⊥, K_{nn} <<К⊥ (рис.2.4 в, г) в отсутствии магнитного поля отсутствует поляризация. В случае K_{nn} <<К⊥ при включении магнитного поля поляризация появляется скачком и возрастает до определенной величины с увеличением магнитного поля, после чего скачком обращается в нуль. В случае K_{nn} >>К⊥ поляризация возникает при включении магнитного поля, как в положительном, так и в отрицательном направлении оси *OZ*, при увеличении величины магнитного поля величина поляризации уменьшается, плавно достигая нуля при критических значениях магнитного поля. При расчетах использованы следующие основные параметры: A_1 =10⁻⁷ эрг/см, A_2 =2·10⁻⁷ эрг/см, a=2·da, b=2·db, da=4 $\sqrt{A_1/K_1}$, db=4 $\sqrt{A_2/K_{nn}}$, M_1 =200 Гс, M_2 =90 Гс, J=10000 эрг/см³, χ_e =10² СГСЕ, γ =10⁹ СГСМ.

Резюмируя, в двухслойной обменно - связанной магнитной пленке магнитная неоднородность и связанная с ней электрическая поляризация имеют место как в отсутствии поля H (при К $\perp \approx K_{nn}$), так и возникает в поле при К_{лл}>>К⊥, К_{лл}<<К⊥. Форма магнитной неоднородности и локальной поляризации зависит от соотношений физических и геометрических параметров слоев. Изменяя соотношения констант магнитной анизотропии можно получать как симметричную, так и асимметричные конфигурации распределения намагниченности И локальной поляризации. Полная электрическая поляризация двухслойной ферромагнитной пленки может возникать и исчезать как плавно, так и скачком в магнитном поле *H*. Воздействие электрического поля приводит к изменениям распределения намагниченности. Максимальная величина эффекта наблюдается в области максимальной неоднородности намагниченности.

2.4. Процессы намагничивания и электрическая поляризация в

двухслойной пленке в продольном магнитном поле

В данном параграфе исследованы особенности электрической поляризации в двухслойной ферромагнитной структуре с ферромагнитным упорядочением на границе раздела слоев в магнитном поле ориентированном вдоль поверхности. Систему координат выберем следующим образом: начало координат поместим на границе раздела сред, ось OZ направим вдоль нормали к поверхности, ось OY ориентируем вдоль границы раздела (геометрия задачи аналогична геометрии, представленной в параграфе 2.2), постоянное магнитное поле приложено вдоль оси OY, электрическое поле направлено вдоль оси OX. Магнитные пленки различаются толщиной, величиной и знаком магнитной анизотропии К \perp , К_{лл}.

Плотность свободной энергии системы запишем в виде [А11]:

$$f = \sum_{i=1}^{2} A_{i} \left[\left(\frac{\partial M_{x}}{\partial x} \right)^{2} + \left(\frac{\partial M_{y}}{\partial y} \right)^{2} + \left(\frac{\partial M_{z}}{\partial z} \right)^{2} \right] - K_{nn} \left(\overrightarrow{M_{1}} \overrightarrow{n} \right)^{2} + K_{\perp} \left(\overrightarrow{M_{2}} \overrightarrow{n} \right)^{2} - \overrightarrow{M} \overrightarrow{H} - J \overrightarrow{M_{1}} \overrightarrow{M_{2}} + \frac{P_{x}^{2} + P_{y}^{2} + P_{z}^{2}}{2\chi_{e}} - \overrightarrow{P} \overrightarrow{E} + D_{2} \overrightarrow{P} \left[(\overrightarrow{M} \nabla \overrightarrow{M}) - \overrightarrow{M} (\nabla \overrightarrow{M}) \right]$$

$$(2.7)$$

Численная минимизация функционала свободной энергии $F = \int_{-b}^{a} f dz$ позволяет определить равновесное распределение намагниченности в системе и компоненты вектора поляризации дифференциальной и интегральной. Мы предполагаем, что разворот намагниченности осуществляется в плоскости *XOY*, тогда в данной геометрии сохраняется P_y компонента вектора поляризации. Процедура построения решений описана в параграфе 2.2. На основе данной методики рассчитаны зависимости $\theta(z)$ в электрическом поле и в отсутствии электрического поля, построены графики зависимости поляризации от постоянного магнитного поля, констант магнитной анизотропии. На рис.2.6 представлены графики зависимости поляризации от величины приложенного магнитного поля для трех характерных случаев: $K_{nn} > K_{\perp}$, $K_{nn} < K_{\perp}$, $K_{nn} = K_{\perp}$ (рис.2.6 (a-c)).



Рис.2.6. Графики зависимости полной поляризации P_z от магнитного поля H. a) $K_{nn} = 2 \cdot 10^4$ эрг/см³, $K \perp = 2 \cdot 10^5$ эрг/см³(кривая 1), $K_{nn} = 2 \cdot 10^5$ эрг/см³, $K \perp = 2 \cdot 10^3$ эрг/см³(кривая 2), $K_{nn} = 2 \cdot 10^5$ эрг/см³, $K \perp = 2 \cdot 10^2$ эрг/см³(кривая 3),б) $K_{nn} = 2 \cdot 10^4$ эрг/см³, $K \perp = 2 \cdot 10^5$ эрг/см³ (кривая 1), $K_{nn} = 2 \cdot 10^3$ эрг/см³, $K \perp = 2 \cdot 10^5$ эрг/см³ (кривая 2), $K_{nn} = 2 \cdot 10^2$ эрг/см³, $K \perp = 2 \cdot 10^5$ эрг/см³ (кривая 1), $K_{nn} = 2 \cdot 10^3$ эрг/см³, $K \perp = 2 \cdot 10^5$ эрг/см³ (кривая 2), $K_{nn} = 2 \cdot 10^2$ эрг/см³, $K \perp = 2 \cdot 10^5$ эрг/см³ (кривая 3), в) $K_{nn} = 2 \cdot 10^4$ эрг/см³ (кривая 1), $K_{nn} = 2 \cdot 10^3$ эрг/см³, $K \perp = 2 \cdot 10^4$ эрг/см³ (кривая 1), $K_{nn} = 2 \cdot 10^3$ эрг/см³, $K \perp = 2 \cdot 10^4$ эрг/см³ (кривая 1), $K_{nn} = 2 \cdot 10^3$ эрг/см³, $K \perp = 2 \cdot 10^4$ эрг/см³ (кривая 1), $K_{nn} = 2 \cdot 10^3$ эрг/см³, $K \perp = 2 \cdot 10^4$ эрг/см³ (кривая 1), $K_{nn} = 2 \cdot 10^3$ эрг/см³, $K \perp = 2 \cdot 10^4$ эрг/см³ (кривая 1), $K_{nn} = 2 \cdot 10^3$ эрг/см³, $K \perp = 2 \cdot 10^3$

На графиках рис.2.6 а - с видно, что поляризация может изменяться как плавно, так и скачком в зависимости от соотношений между константами магнитной анизотропии пленок, а также от величины приложенного магнитного поля. Плавное изменение поляризации имеет место в случае $K_{nn}>K\perp$ В остальных случаях изменение поляризации при изменении магнитного поля происходит скачком, величина скачка будет больше для $K_{nn}<K\perp$. Локальная поляризация может принимать как симметричную, так и асимметричную форму в зависимости от величины и направления приложенного магнитного поля. Рис. 2.7 иллюстрирует изменение положение максимума локальной поляризации и формы кривой $P_y(z)$ под действием приложенного магнитного поля.



Рис.2.7. Зависимость локальной поляризации от координаты $z, z \in [-b, a]$. $K_2 = 1 \cdot 10^6$ erg/cm³; $A_1 = 1 \cdot 10^{-7}$ erg/cm, $A_2 = 2 \cdot 10^{-7}$ erg/cm, кривая 1 соответствует H=6000 Oe, curve 2 – H=0 Oe, curve 3 – H=-2000 Oe [A11].

Мы рассмотрели структуру, в которой магнитная анизотропия верхней пленки неоднородна по толщине, константа магнитной анизотропии изменяется по закону $K_{nn}=kx$, где k варьируется от $2\cdot10^5$ эрг/см³ до $2\cdot10^6$ эрг/см³. На рисунке видно, что при увеличении величины магнитного поля, приложенного в отрицательном направлении оси **OY**, увеличивается величина максимума зависимости $P_y(z)$, кривая $P_y(z)$ сужается. Напротив, увеличение магнитного поля, приложенного в отридательном направлении оси в положительном направлении

оси **ОУ**, приводит к уширению кривой $P_y(z)$ и уменьшению максимального значения $P_y(z)$. Особенности изменения поляризации связаны с процессами намагничивания двухслойной обменно – связанной ферромагнитной пленки. Магнитная неоднородность в двухслойной структуре появляется при определенном сочетании физических параметров слоев, а также в результате приложения однородного магнитного поля. Графики зависимости полярного угла θ , определяющего положение вектора намагниченности, от величины магнитного поля для разных соотношений констант магнитной анизотропии слоев показаны на рис.2.8.



Рис.2.8. График зависимости намагниченности от величины магнитного поля для случая

а) $K_2 > K_1$, $K_2 = 2.10^5$ erg/cm³; $K_1 = 2.10^3$ erg/cm³, кривая, обозначенная • описывает положение вектора намагниченности, определяемого углом θ_a на поверхности пленки 1, кривая, обозначенная • соответствует изменению угла θ_b на поверхности пленки 2, кривая, обозначенная • соответствует изменению угла θ_c на границе раздела между слоями.

б) $K_2 < K_1$, $K_2 = 2 \cdot 10^3$ erg/cm³; $K_1 = 2 \cdot 10^5$ erg/cm³, кривая **•** описывает положение вектора намагниченности, определяемого углом θ_a на поверхности пленки 1, кривая **•** соответствует θ_b на поверхности пленки 2, кривая **•** соответствует θ_c на границе раздела между слоями [A11].

На графиках видно, что изменение величины и направления приложенного магнитного поля влияет на магнитную конфигурацию и следовательно изменяет электрическую поляризацию рассматриваемой системы.

Проведенные исследования показывают, что воздействие электрического поля приводит к изменениям распределения намагниченности. Величина эффекта достигает наибольшего значения в области максимальной неоднородности намагниченности.

Резюмируя, в двухслойной обменно - связанной ферромагнитной пленке на магнитной неоднородности реализуется электрическая поляризация, причем как поляризация, так и магнитная неоднородность могут существовать как в отсутствии поля H (при $K_{\perp}\approx K_{nn}$), так и возникать в поле при $K_{nn}>K_{\perp}$, $K_{nn}<K_{\perp}$. Полная электрическая поляризация двухслойной ферромагнитной пленки может возникать и исчезать как плавно, так и скачком в магнитном поле H. Величина и характер изменения поляризации зависит от соотношений констант магнитной анизотропии, направления приложенного магнитного поля, а также толщин ферромагнитных слоев.

2.5. Магнитоэлектрический эффект в двухслойной структуре с антиферромагнитным межслойным взаимодействием

В данном параграфе исследуем двухслойную структуру, составленную из ферромагнитных пленок, с магнитной анизотропией вида «легкая ось» (верхняя пленка) и «легкая плоскость» (нижняя пленка) с антиферромагнитным упорядочением спинов на границе раздела слоев. Геометрия задачи показана на рис. 2.2, ось *OY* направлена вдоль границы раздела слоев, ось *OZ* ориентирована вдоль нормали к поверхности, система находится в магнитном поле, направленном вдоль оси *OZ*.

Распределение намагниченности в системе, а также значение электрической поляризации находятся исходя из минимума функционала (2.4) при J<0. При расчетах используется процедура минимизации свободной энергии, изложенная в предыдущих параграфах. Предполагается, что разворот намагниченности осуществляется в плоскости **XOZ**. В этом случае сохраняется P_x компонента поляризации.
Рассмотрим особенности поведения электрической поляризации, индуцированной неоднородным распределением магнитного момента. абсолютная величина и знак Следует отметить, ЧТО электрической поляризации будет зависеть от соотношения между константами магнитной анизотропии слоев, направления и величины приложенного магнитного поля. Сначала остановимся на основных зависимостях, полученных для локальной электрической поляризации. На рис. 2.9 показаны графики зависимостей локальной электрической поляризации от координаты z, для разных соотношений между константами анизотропии ферромагнитных слоев. Соответствующие графики распределения наманиченности, положение которой определяется углом θ , показаны на вкладышах к рисункам. На графиках видно, что локальная поляризация имеет различную полярность в антиферромагнитно – связанных слоях. Отметим, что в рассмотренном ранее случае ферромагнитного взаимодействия спинов в области границы раздела электрическая поляризация всегда была положительна. Антиферромагниное взаимодействие спинов на границе раздела предполагает наличие магнитной неоднородности в системе и как следствие электрической поляризации. В зависимости от соотношения между физическими параметрами слоев магнитная неоднородность может быть как локализована в окрестности интерфейса, так и распределена по объему двухслойной пленки. Только в случае достаточно тонких магнитных пленок намагниченность пленок не изменяется и электрическая поляризация отсутствует. В остальных случаях локальная поляризация присутствует в пленках. В случае сопоставимых абсолютных величин констант магнитной анизотропии пленок полная поляризация в системе также равна нулю, т.к. распределения локальной поляризации в пленках взаимно компенсируют друг друга (рис. 2.9 а). В случаях разных констант магнитной анизотропии в системе реализуется электрическая поляризация и при отсутствии внешнего магнитного поля.

На графиках видно, что форма магнитной неоднородности узкая в магнитожестком слое и широкая в магнитомягком слое, таким образом,

величина электрической поляризации больше в пленке с меньшим значением константы магнитной анизотропии. Исходя из зависимостей, полученных на рис. 2.9 можно сделать вывод о направлении полной электрической поляризации в отсутствии внешних воздействий. В случае $K_1 >> K_2$ интегральная поляризация положительна, в случае $K_1 << K_2 -$ отрицательна.

Воздействие внешнего магнитного поля приводит К перераспределению намагниченности в системе и соответственно изменению величины и направления электрической поляризации. При различных соотношениях между константами магнитной анизотропии получается многообразие трансформационных зависимостей интегральной электрической поляризации от величины и направления приложенного магнитного поля. Рассмотрим процессы намагничивания и характер изменения полной электрической поляризации в случае K₁>> K₂. Приложим магнитное поле в положительном направлении оси ОZ. Намагниченность верхней пленки сохраняет начальную ориентацию, в то время как намагниченность нижней пленки переориентируется В направлении поля. Переход в насыщенное состояние магнитного осуществляется постепенно, полная поляризация изменяется монотонно, приближаясь к нулевому значению. Если магнитное поле приложено в противоположном направлении, ситуация изменяется. Магнитное поле переориентирует спины в нижней магнитомягкой пленке, при определенном значении магнитного поля в нижней пленке распределение намагниченности становится



Рис.2.9. Графики зависимостей локальной поляризации P(z) от координаты z, $A=2\cdot10^{-7}$ erg/cm², J=0.9 erg/cm². На вкладышах показаны графики зависимостей угла $\theta(z)$ от координаты z. a) $K_1=K_2=10^4$ erg/cm³, б) $K_1=5\cdot10^4$ erg/cm³, $K_2=5\cdot10^3$ erg/cm³, в) $K_1=5\cdot10^3$ erg/cm³, $K_2=5\cdot10^4$ erg/cm³ [A14].

однородным, а во всей структуре реализуется квази- антиферромагнитное упорядочение (в нижней пленке все магнитные спины ориентированы по направлению магнитного поля, а в верхней пленке магнитные спины ориентированы в противоположном направлении). Полная поляризация в системе в данном случае равна нулю. При увеличении абсолютной величины магнитного поля спины магнитожесткого слоя переориентируются скачком, соответственно изменяется и электрическая поляризация. При дальнейшем увеличении величины магнитного поля, значения поляризации медленно уменьшаются. Рис. иллюстрирует данную ситуацию. В случае обратного соотношения констант магнитной анизотропии $K_1 << K_2$ наблюдается другая картина (рис. 2.10). При *H*<0 полная поляризация принимает положительные значения, при H>0 полная поляризация принимает отрицательные значения, антиферромагнитное квазиоднородное состояние В ЭТОМ случае не реализуется.

Таким образом, внешнее магнитное поле через процессы намагничивания влияет на индуцированную электрическую поляризацию в двухслойной системе. Отметим, что полученные зависимости электрической поляризации от магнитного поля инвертируются при обратном цикле намагничивания. Величина межслойного обменного взаимодействия также влияет на магнитоэлектрические эффекты. В данной главе проведено исследование магнитоэлектрического эффекта, реализованного на магнитной неоднородности в области границы раздела двухслойной ферромагнитной пленки с различным характером спинового упорядочения на границе раздела сред: ферромагнитного и антиферромагнитного. Отметим основные черты сходства и различия рассмотренных ситуаций. В двухслойной обменно – связанной ферромагнитной структуре, состоящей из пленок с различным характером магнитной анизотропии, В окрестности магнитной неоднородности возникает электрическая поляризация, направление электрической поляризации определяется направлением вращения намагниченности. В случае ферромагнитного упорядочения спинов В



Рис. 2.10. Графики зависимостей полной поляризации от приложенного магнитного поля *H* для случая $K_2 < K_1$, a) J < 0, $K_1 = 5 \cdot 10^4$ erg/cm³, $K_2 = 5 \cdot 10^3$ erg/cm³, б) J < 0, $K_2 = 1 \cdot 10^4$ erg/cm³, $K_1 = 1 \cdot 10^3$ erg/cm³

окрестности границы раздела сред локальная поляризация сконцентрирована в области интерфейса, знак локальной поляризации одинаков во всем образце. В случае антиферромагнитного упорядочения спинов в окрестности границы раздела знаки локальной поляризации в слоях противоположны. Это свойство приводит к особенностям интегральной поляризации.

Отметим тот факт, что в случае ферромагнитного упорядочения спинов полная поляризация, локализованная в окрестности границы раздела сред, в отсутствии магнитного поля всегда реализуется в двухслойной системе. В случае антиферромагнитного упорядочения спинов в отсутствии магнитного поля полная поляризация локализована в магнитомягком слое, в случае сопоставимых по величине значений констант магнитной анизотропии в слоях полная поляризация в системе равна нулю (вследствие компенсации поляризаций разных знаков в соседних слоях).

Характер изменения полной поляризации под воздействием приложенного магнитного поля для исследованных случаев также имеет характерные отличия. В случае ферромагнитной конфигурации спинов на границе раздела полная поляризация всегда положительна, в случае антиферромагнитной конфигурации полная поляризация может принимать

как положительные, так и отрицательные значения. Первые в случае, когда магнитное поле приложено в направлении противоположном направлению нормали к поверхности, вторые в случае, когда магнитное поле приложено вдоль нормали к поверхности. Для ситуации K₁>K₂ полная поляризация изменяется непрерывно при изменении направления магнитного поля В случае ферромагнитного упорядочения, в случае антиферромагнитного упорядочения изменении напрвления магнитного при поля полная поляризация изменяется скачком. Интересная ситуация реализуется в случае обратного соотношения между константами магнитной анизотропии $K_1 < K_2$. В интервале магнитных полей $[H_{c1}, H_{c2}]$ в системе с определенном антиферромагнитным упорядочением спинов реализуется квазиантиферромагнитное упорядочение спинов в исследуемой системе. При этом магнитные моменты одного слоя ориентированы в одном направлении, а магнитные моменты другого слоя ориентированы в противоположном направлении. В результате магнитная неоднородность в системе отсутствует и как следствие полная поляризация оказывается равной нулю. В случае ферромагнитного упорядочения спинов на границе раздела такой ситуации не возникает.

Следует отметить, что, несмотря на то, что трансформациооные свойства полной поляризации отличаются случаях ферро В — И антиферромагнитного упорядочения спинов в окрестности границы раздела, наблюдаются общие закономерности. Величиной и характером изменения полной поляризации можно управлять с помощью внешнего магнитного поля. В зависимости от соотношения между константами анизотропии слоев полная поляризация в двухслойной системе может появляться как плавно, так и скачком. В случае K₁>K₂ графики зависимости поляризации от направления магнитного поля имеют симметричную форму.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ К ГЛАВЕ 2

В данной главе проведено исследование магнитоэлектрического эффекта на магнитной неоднородности, реализующейся при намагничивании двухслойной ферромагнитной структуры с различным характером упорядочения спинов в области границы раздела слоев и различными типами магнитной анизотропии слоев. Получены следующие основные результаты:

-в окрестности магнитной неоднородности в двухслойной обменно – связанной ферромагнитной пленке возникает электрическая поляризация

-зависимость локальной электрической поляризации от координаты, изменяющейся вдоль толщины пленки, может иметь как симметричную, так и асимметричную форму. Формой зависимости можно управлять, изменяя соотношения между константами магнитной анизотропии слоев

-электрическая поляризация в системе может возникать и исчезать как плавно, так и скачком в приложенном магнитном поле. Характер изменения электрической поляризации определяется соотношением констант магнитной анизотропии слоев, а также величиной и направлением приложенного магнитного поля

-воздействие электрического поля на двухслойную ферромагнитную пленку приводит к изменениям распределения намагниченности. Максимальная величина эффекта наблюдается в области максимальной неоднородности намагниченности.

ГЛАВА 3

РАЗМЕРНЫЕ РЕЗОНАНСЫ МАГНИТОУПРУГИХ И УПРУГИХ ВОЛН В ДВУХСЛОЙНОЙ СИСТЕМЕ МАГНЕТИК – НЕМАГНИТНЫЙ ДИЭЛЕКТРИК

Введение

Магнитоупругие волны в ферромагнетиках изучались на протяжении многих лет, они активно исследуются и в настоящее время. Теория связанных магнитоупругих волн была разработана в работах Турова [40], Ахиезера [41], Киттеля [42]. Магнитоупругое взаимодействие играет важную роль В формировании статических И динамических свойств магнитоупорядоченных кристаллов. Явление магнитострикции – изменение размеров и формы тела при намагничивании; эффект «магнитоупругой щели» или «застывшей решетки» [42 - 44], магнитоакустический резонанс [49, 50], процессы спиновой релаксации [46 - 48], нелинейная динамика [172, 1731 и др. обусловлены механизмом магнитоупругого взаимодействия. Взаимодействие между упругой и спиновой подсистемами приводит к возникновению В магнитоупругих колебаний, магнетике связанных обладающих рядом интересных свойств.

В общем случае магнитоупругое взаимодействие является слабым $\zeta = \Delta c/c$, где c – характерный модуль упругости, Δc – изменение этого модуля за счет магнитоупругого взаимодействия, для типичных магнетиков его 10⁻⁴ [172]. Однако в определенных физических величина составляет ситуациях связь между упругой и магнитной подсистемами оказывается существенной. В окрестности ориентационных фазовых переходов при потере устойчивости в магнитной подсистеме роль магнитоупругого взаимодействия эффективно возрастает ПО сравнению с другими взаимодействиями в магнетике. В области ориентационных фазовых переходов реализуются новые типы нелинейных магнитоупругих волн [172],

большие наблюдаются аномально значения термодинамических И кинетических величин (теплоемкости, теплопроводности и др.) [173], фазовых переходов, в которой достаточно большая область вблизи увеличение затухания связанных колебаний не препятствует аномальному росту различных магнитоупругих эффектов, интересных с практической точки зрения [46]. Магнитоупругим взаимодействием нельзя пренебрегать при изучении динамики композитных сред, контактирующие элементы которых, состоят из магнитных и немагнитных элементов. Внешние воздействия, такие как магнитное поле, усиливают роль магнитоупругих взаимодействий.

В работах [40 42] ранних теоретических _ исследовались безграничных магнитоупругие волны В средах. Исследования взаимодействующих объемных (однородных) спиновых и упругих волн (магнитоупругие волн), распространяющихся в неограниченных магнетиках разнообразие эффектов. показывают широкое динамических Были спектры магнитоупругих волн, особенности протекания рассчитаны нелинейных процессов, характер зависимости скорости звука от поля и давления, особенности ферромагнитного резонанса, аномалии законов дисперсии и др. [49, 52, 53, 57, 58, 176, 177]. Результаты расчетов способствовали пониманию экспериментов, выполненных на массивных образцах: стержнях, пластинах, дисков.

В дальнейшем внимание исследователей сконцентрировалось на изучении магнитоупругих волн в средах, в которых принципиальную роль играют граничные условия. На первом этапе преобладал подход изучения акустики твердого тела. Основное внимание уделялось исследованию влияния магнитной подсистемы на распространение ультразвука. Поэтому в основном обсуждались волны, которые имеют фазовые скорости, близкие к скорости звука в безграничной среде. В большинстве работ рассчитывались волны, прилегающие к границе раздела сред, одна из сред считалась полуограниченной. Была показана возможность существования

магнитоупругого аналога волн Гуляева – Блюстейна [178, 179], волны типа Рэлея и Лява в ферритовой пленке на полубесконечной диэлектрической подложке рассматривались при различных ориентациях внешнего магнитного поля, обсуждались волны типа Стоунли на границе двух ферромагнитных полупространств [54, 180 - 182] и др.

Магнитоупругие волны в слоях конечной толщины исследовались в работах [56, 58, 59, 182 - 186]. В ограниченных кристаллах, используемых на практике наряду с объемными, могут возбуждаться поверхностные волны. Динамические свойства ограниченных структур различны для случаев распространения волн вдоль поверхности и вдоль нормали к поверхности. В [183] рассматривалась основная (однородная по толщине) упругая мода, была сформулирована общая теория – получены дисперсионные уравнения для всех магнитоупругих мод (с учетом обмена). Однако результаты в основном касались поверхностных магнитоупругих ВОЛН. Гибридные магнитоупругие волны исследовались в работах [58, 184 – 186]. Они возникают ферромагнитных пластинах И пленках результате В В взаимодействия резонансного магнитостатических И упругих ВОЛН. Резонансное взаимодействие магнитостатических волн И мод Лэмба происходит вблизи пересечения законов дисперсии такого типа волн. Оно приводит к образованию гибридных магнитоупругих волн, имеющих большие фазовые скорости («быстрых» магнитоупругих волн).

Последовательная теория магнитоупругих явлений в ограниченных по толщине магнитных пленках была предложена Тирстеном [56], впоследствии она была развита в работах [55] для объяснения магнитоупругих эффектов, связанных со спонтанным нарушением симметрии, в работах [60] для расчета особенностей частот ферромагнитных резонансов.

Спектры магнитоупрупругих и упругих волн в магнитных пластинах, двухслойных и многослойных структурах исследовались в работах [50, 54 – 56, 58, 59, 61 - 63, 182 – 192]. Особенности взаимодействия волн различных типов, в том числе электромагнитных, магнитоупругих, упругих и спиновых,

двухслойных структурах магнетик – немагнитный упругий слой В исследованы в работах [47, 50, 53, 54, 59, 61, 62, 189]. Однородное переменное поле возбуждает неоднородные колебания намагниченности как компоненты связанных магнитоупругих волн. В данном случае этот процесс происходит благодаря поверхностной магнитоупругой связи, определяемой граничными условиями. Магнитоупругие волны, возбуждаемые переменным полем, существуют в области частот, расположенных как выше, так и ниже щели в спектре спиновых волн. В обоих случаях при определенных соотношениях между частотой переменного поля и толщиной пластинки место размерные резонансы, позволяющие возбуждать имеют звук однородным магнитным полем.

В последние годы активно исследуются динамические процессы в многослойных структурах, составленных из чередующихся магнитных и немагнитных слоев [45, 63, 190]. Исследования показывают, что динамика волновых процессов существенно зависит от свойств материалов (типа магнитного упорядочения, кристаллографической симметрии и др.), геометрии задачи (взаимной ориентации волнового вектора и возбуждающих колебания внешних магнитных полей) [45, 64, 192], числа магнитных и немагнитных слоев.

В данной главе представлены результаты оригинальных исследований магнитоупругих и упругих волн, распространяющихся в ограниченных по толщине (001), (111) – ориентированных планарных структурах, рассчитаны частоты размерных резонансов связанных магнитоупругих и упругих волн, возбуждаемых переменным магнитным полем. В параграфе 3.1 рассмотрены уравнения, которые используются для свойств основные описания исследуемых представлены результаты расчетов систем, основных магнитных состояний пластин кубического ферромагнетика, ориентированных в направлениях (001) [167] и (111) [А17]. В параграфах 3.2 - 3.5 на основе решения связанных уравнений динамики (параграф 3.2) с использованием граничных условий (параграф 3.3) автором рассчитаны

частоты размерных резонансов магнитоупругих и упругих волн, распространяющихся в двухслойных (001) [А19 – А21], (111) – ориентированных структурах [А22]. Показано, что присутствие немагнитной компоненты приводит к ряду особенностей в поведении резонансных частот. Исследованы зависимости частот размерных резонансов от толщины магнитного слоя, упругих параметров сред, граничных условий на поверхности образца, величины приложенного постоянного магнитного поля.

3.1. Энергия, основные состояния и уравнения движения магнитоупругой среды

Исследование спектра низкочастотных колебаний взаимодействующих магнитной и упругой подсистем проводится на основе неравновесного термодинамического потенциала [41, 44, 57, 174]:

$$F = \int f(\mathbf{r}) d^3 r$$

плотность которого, состоит из магнитного, магнитоупругого и упругого вкладов. Отметим, что в общем случае различают три типа магнитострикции: линейную магнитострикцию, которая возникает вследствие зависимости магнитной деформации, объемную анизотропии кристалла ОТ магнитострикцию, возникающую вследствие зависимости обменной энергии эффект формы, возникающий вследствие зависимости от деформации, дипольной энергии или энергии размагничивания в объемном образце от деформации. Линейную магнитострикцию, наиболее существенную для дальнейшем рассматриваемого В круга явлений будем называть магнитоупругой связью. В данном параграфе рассмотрим линейную связь между намагниченностью и деформацией, обусловленную магнитоупругой связью в пластинах магнетика. Плотность свободной энергии магнетика

кубической симметрии с учетом магнитного, упругого, магнитоупругого взаимодействий запишем в виде [41, 44, 57]

$$f = f_A + f_y + f_{My} + f_\sigma, \tag{3.1}$$

где

$$\begin{split} f_A &= K_1 (m_x^2 m_y^2 + m_y^2 m_z^2 + m_x^2 m_z^2) + K_2 m_x^2 m_y^2 m_z^2 \\ f_y &= \frac{1}{2} C_{11} (u_{xx}^2 + u_{yy}^2 + u_{zz}^2) + C_{12} (u_{xx} u_{yy} + u_{xx} u_{zz} + u_{zz} u_{yy}) + 2 C_{44} (u_{xy}^2 + u_{xz}^2 + u_{yz}^2) \\ f_{xy} &= B_1 (m_x^2 u_{xx}^2 + m_y^2 u_{yy}^2 + m_z^2 u_{zz}^2) + B_2 (m_x m_y u_{xy} + m_x m_z u_{xz} + m_y m_z u_{yz}) \\ f_\sigma &= \frac{\sigma}{3} ((u_{xx} + u_{yy} + u_{zz}) + 2 (u_{xy} + u_{yz} + u_{xz})) \end{split}$$

 K_1 , K_2 – константы кубической магнитной анизотропии, C_{11} , C_{12} , C_{44} – константы упругости, B_1 , B_2 – константы магнитоуругой связи, σ – напряжения, прикладываемые вдоль нормали к поверхности пластины, m – единичный вектор намагниченности, u_{ik} – тензор деформаций.

Равновесные значения тензора деформаций и намагниченности находятся из условия минимума термодинамического потенциала. Для определения спектра магнитоупругих колебаний в общем случае следует перейти к лабораторной системе координат и воспользоваться уравнением Ландау – Лифшица с диссипативным членом и уравнениями динамики сплошной среды [41, 57, 193]

$$\frac{d\mathbf{M}}{dt} = -\gamma \left[\mathbf{M} \times \mathbf{H}_{\text{eff}} \right] + r_1 \mathbf{H}_{\text{eff}} - r_2 \left[\mathbf{M} \times \left[\mathbf{M} \times \mathbf{H}_{\text{eff}} \right] \right]$$
(3.2)

$$\rho \frac{d^2 u_i}{dt^2} = \frac{\partial \sigma_{ik}^f}{\partial x_k} , \qquad (3.3)$$

здесь $\gamma > 0$ – гиромагнитное отношение, $H_{eff} = \frac{\delta F}{\delta m}$ - эффективное магнитное поле, r_1 , r_2 – безразмерные параметры затухания магнитной подсистемы,

 $\sigma_{ik} = \frac{\partial f}{\partial u_{ik}}$ - тензор упругих напряжений, *u* – вектор смещения, ρ – плотность вещества. Для расчета толщинных мод систему уравнений (3.2), (3.3) следует решать при выполнении граничных условий [56 - 59].

В задачах, которые будут рассмотрены в следующих параграфах, исследованы толщинные моды в планарных структурах с различной ориентацией относительно кристаллографических осей кристалла, а именно пластины вида (001), (111). Выбор пластин обусловлен следующими факторами. Разработку теоретической модели, позволяющей выявить основные закономерности толщинных мод магнитоупругих колебаний в двухслойных структурах, удобнее проводить для пластины (001), т.к. вычисления для пластины (111) являются более громоздкими. Однако, экспериментальные измерения проводились на пластинах (111), поэтому для апробации теоретических результатов необходимо провести расчеты также для двухслойных и трехслойных структур ориентированных в направлении (111). Равновесные значения тензора деформаций и намагниченности для данных двух случаев получаются на основе следующих расчетов [167, А17].

Пластина (001)

Для исследования однородных состояний (магнитных фаз) пластины (001) перейдем к системе координат *OX* ||[100], *OY* ||[010], *OZ* ||[001]. Равновесные значения тензора деформаций находятся из условия минимума энергии (3.1) по u_{ik}

 $\frac{\partial f}{\partial u_{ik}} = 0$, откуда следует

$$u_{xx}^{(0)} = \frac{B_2}{C_{11}^2 + C_{11}C_{12} - 2C_{12}^2} \Big[C_{12}(m_x^2 + m_y^2) - m_z^2(C_{11} + C_{12}) \Big]$$

$$u_{yy}^{(0)} = \frac{B_2}{C_{11}^2 + C_{11}C_{12} - 2C_{12}^2} \Big[C_{12}(m_x^2 + m_z^2) - m_y^2(C_{11} + C_{12}) \Big]$$
(3.4)

$$u_{zz}^{(0)} = \frac{B_2}{C_{11}^2 + C_{11}C_{12} - 2C_{12}^2} \Big[C_{12}(m_y^2 + m_z^2) - m_x^2(C_{11} + C_{12}) \Big]$$
(3.4)

$$u_{xy}^{(0)} = \frac{B_2}{2C_{44}} m_x m_y$$

$$u_{yz}^{(0)} = \frac{B_2}{2C_{44}} m_y m_z$$

$$u_{xz}^{(0)} = \frac{B_2}{2C_{44}} m_x m_z$$

Для определения равновесных значений вектора намагниченности запишем энергию (3.1) в угловых переменных [167]

$$f = K_u \sin^2 \theta + K_1 \left(\sin^4 \theta \sin^2 \varphi \cos^2 \varphi + \sin^2 \theta \cos^2 \theta \right) + K_2 \sin^4 \theta \cos^2 \theta \sin^2 \varphi \cos^2 \varphi , \qquad (3.5)$$

где θ , φ – полярный и азимутальный углы вектора намагниченности в полярной системе координат, связанной с нормалью к поверхности. Однородные состояния пластины находятся из условия минимума энергии

(3.5), т.е. из решения уравнений $\frac{\partial f}{\partial \theta} = 0, \frac{\partial f}{\partial \varphi} = 0$

при условии
$$\frac{\partial^2 f}{\partial \theta^2} \frac{\partial^2 f}{\partial \varphi^2} - \frac{\partial^2 f}{\partial \theta \partial \varphi} \frac{\partial^2 f}{\partial \varphi \partial \theta} > 0, \qquad \frac{\partial^2 f}{\partial \theta^2} > 0, \frac{\partial^2 f}{\partial \varphi^2} > 0.$$

Расчеты [167] показывают, что при различных соотношениях между константами анизотропии реализуется семь возможных магнитных фаз, которые показаны на рис. 3.1. Отметим, что 3 фазы являются высокосимметричными $\Phi_{[001]}$ (θ =0, π), $\Phi_{[100]}$ (θ = $\pi/2$, φ =0, $\pi/2$, 3 $\pi/2$), $\Phi_{[110]}$ (θ = $\pi/2$, φ = $\pi/4$, 3 $\pi/4$, 5 $\pi/4$, 7 $\pi/4$), 4 – угловыми. На рис.3.1 сплошными

линиями отмечены линии фазовых переходов, пунктирными – линии лабильности фаз.



Рис.3.1. Ориентационная фазовая диаграмма пластины (001) для случаев: $K_u>0$ (а), $K_u<0$ (б). Здесь сплошными кривыми обозначены СПФП, пунктирными – границы потери устойчивости фаз [167].

Пластина (111)

Для исследования однородных состояний (магнитных фаз) пластины (001) перейдем к системе координат $OX \parallel [11\overline{2}], OY \parallel [\overline{1}10], OZ \parallel [111].$ Равновесные значения тензора деформаций находятся из условия минимума энергии (3.1) по u_{ik}

Компоненты тензора деформации определим из условия минимума свободной энергии

$$\frac{\partial f}{\partial u_{ik}} = 0$$

$$u_{xx}^{(0)} = \frac{1}{12 \ a \ b \ c} \Big\{ m_x^2 \Big[B_1 \big(-4ac - 2bc \big) - 3B_2 ab \Big] + m_y^2 \Big[B_1 \big(-4ac + 2bc \big) + B_2 ab \Big] + m_z^2 \Big[-4B_1 ac + 2B_2 ab \Big] + m_x m_z \Big[4\sqrt{2}B_1 bc - 2\sqrt{2}B_2 ab \Big] \Big\},$$

$$u_{yy}^{(0)} = \frac{1}{12 \ a \ b \ c} \Big\{ m_x^2 \Big[B_1 \Big(-4ac + 2bc \Big) + B_2 ab \Big] + m_y^2 \Big[B_1 \Big(-4ac - 2 \ bc \Big) - B_2 ab \Big] + m_z^2 \Big[-4B_1 ac + 2B_2 ab \Big] + m_x m_z \Big[-4\sqrt{2}B_1 bc + 2\sqrt{2}B_2 ab \Big] \Big\} ,$$

$$u_{zz}^{(0)} = \frac{1}{6 \ b \ c} \Big\{ \Big(m_x^2 + m_y^2 \Big) \Big[-2B_1 c + B_2 b \Big] - 2m_z^2 \Big[B_1 c + B_2 b \Big] \Big\} ,$$

$$u_{xy}^{(0)} = \frac{m_y}{6 \ a \ c} \left\{ -2m_x \left[B_1 c + B_2 a \right] + \sqrt{2}m_z \left[-2B_1 c + B_2 a \right] \right\} , \qquad (3.6)$$

$$u_{yz}^{(0)} = \frac{m_y}{6 ac} \left\{ \sqrt{2}m_x \left[-2B_1 c + B_2 a \right] - m_z \left[4B_1 c + B_2 a \right] \right\} ,$$

$$u_{xz}^{(0)} = \frac{\sqrt{2}}{12 \ a \ c} \left\{ \left(m_x^2 - m_y^2 \right) \left[2B_1 c - B_2 a \right] - \sqrt{2} m_x m_z \left[4B_1 c + B_2 a \right] \right\},\$$

где $a = C_{11}^{l} - C_{12}^{l}$, $b = C_{11}^{l} + C_{12}^{l}$, $c = C_{44}^{l}$.

Для определения равновесных значений вктора намагниченности запишем энергию (3.1) в угловых переменных [А17, А18]

$$f = K_u \sin^2 \theta + K_1 \left(\frac{1}{4} \sin^4 \theta + \frac{1}{3} \cos^4 \theta + \frac{\sqrt{2}}{3} \sin^3 \theta \cos \theta \cos 3\phi \right) + \frac{1}{54} \left[\sin^3 \theta \cos 3\phi + \frac{\sqrt{2}}{2} \cos \theta (3 \sin^2 \theta - 2 \cos^2 \theta) \right]^2 , \qquad (3.7)$$

где θ , φ – полярный и азимутальный углы вектора намагниченности в полярной системе координат, связанной с нормалью к поверхности [111]. Однородные состояния пластины находятся из условия минимума энергии (3.7).

Расчеты [A17] показывают, что при различных соотношениях между константами анизотропии реализуется 7 возможных магнитных фаз, которые показаны на рис. 3.2. Отметим, что 2 фазы являются симметричными $\Phi_{[111]}$ (θ =0, π), $\Phi_{[10-1]}$ (θ = $\pi/2$, φ = $\pi/6$, $\pi/2$, $5\pi/6$, $7\pi/6$, $3\pi/2$, $11\pi/2$), 3 относятся к угловым, четвертая является фазой общего вида. На рис.3.2 [A17] сплошными линиями отмечены линии фазовых переходов, пунктирными – линии лабильности фаз.



Рис. 3.2. Ориентационная фазовая диаграмма пластины (111) для случаев $K_u > 0$ (a), $K_u < 0$ (б) [A17].

В дальнейшем будем исходить из того, что магнетик находится в высокосимметричных магнитных фазах и перейдем к следующей части задачи о динамике магнитоупругих и упругих волн: построению и решению связанной системы уравнений магнитоупругости и упругости для двухслойных планарных структур (001) и (111).

3.2. Связанные уравнения динамики магнитоупругих и упругих волн

Рассмотрим двухслойную пластину, состоящую из кубического ферромагнетика и немагнитной упругой подложки, ограниченную по толщине плоскостями x=d и x=-l, причем $\overline{OX} ||[001]$. Будем считать, что намагниченность в основном состоянии, намагничивающее поле Н $(\overline{M} ||\overline{H}||\overline{OZ})$, волновой вектор \vec{k} ($\vec{k} ||\overline{OX}$) и переменное поле \overline{h} ($\overline{h} ||\overline{OY}$) взаимноперпендикулярны (рис.3.3). При такой геометрии в системе возбуждаются поперечные упругие колебания.



Рис.3.3. Геометрия двухслойной структуры.

Система связанных уравнений магнитодинамики для векторов намагниченности и деформаций в этом случае имеет вид [41, 193, A19 – A21]:

$$\frac{d\boldsymbol{m}}{dt} = -\gamma \left[\boldsymbol{m} \times \boldsymbol{H}_{eff} \right], \quad \text{где} \quad \boldsymbol{H}_{eff} = \frac{\delta f}{\delta \boldsymbol{m}}$$

$$\rho_{1} \frac{d^{2} u_{i}}{dt^{2}} = \frac{\partial \sigma_{ik}^{f}}{\partial x_{k}}, \quad \sigma_{ik}^{f} = \frac{\partial f}{\partial u_{ik}}$$

$$\rho_{2} \frac{d^{2} v_{i}}{dt^{2}} = \frac{\partial \sigma_{ik}^{s}}{\partial x_{k}}, \quad \sigma_{ik}^{s} = \frac{\partial f}{\partial v_{ik}}$$
(3.8)

плотность энергии

$$f = f_H + f_y + f_{My} + f_a$$
(3.9)

где *f_H*=-*МН* - Зеемановская энергия взаимодействия системы с магнитным полем,

$$f_{y} = \frac{1}{2}C_{11}^{I}(u_{xx}^{2} + u_{yy}^{2} + u_{zz}^{2}) + C_{12}^{I}(u_{xx}u_{yy} + u_{xx}u_{zz} + u_{xx}u_{zz}) + 2C_{44}^{I}(u_{xy}^{2} + u_{yz}^{2} + u_{xz}^{2}) + \frac{1}{2}C_{11}^{II}(v_{xx}^{2} + v_{yy}^{2} + v_{zz}^{2}) + C_{12}^{II}(v_{xx}v_{yy} + v_{xx}v_{zz} + v_{xx}v_{zz}) + 2C_{44}^{II}(v_{xy}^{2} + v_{yz}^{2} + v_{xz}^{2})$$

упругая энергия магнитной (I) и немагнитной (II) систем,

$$f = B_1(m_x^2 u_{xx} + m_y^2 u_{yy} + m_z^2 u_{zz}) + 2B_2(m_x m_y u_{xy} + m_x m_z u_{xz} + m_y m_z u_{yz})$$

энергия магнитоупругого взаимодействия

$$f_a = K_1(m_x^2 m_y^2 + m_y^2 m_z^2 + m_x^2 m_z^2) + K_2 m_x^2 m_y^2 m_z^2$$

энергия магнитной анизотропии.

где, B_1 , B_2 – константы магнитоупругой связи, K_1 , K_2 – константы магнитной анизотропии, $H = \{he^{-i\omega t}, H_0, 0\}$ - магнитное поле, $m_i = \frac{M_i}{M_0}$ - компоненты единичного вектора намагниченности, ρ_1 , ρ_2 – плотность вещества магнитного и немагнитного слоя.

При решении связанной системы уравнений теории упругости и магнитодинамики рассматривают только плоские волны [44] $\vec{a} = \vec{a_0}(\vec{x})\vec{e}^{i\omega t}$, где $\vec{a} = \{\vec{m}, \vec{u}, \vec{v}, \vec{h}\}$. Решения в виде плоских волн в случае произвольного направления распространения рассмотрел Шлеман [194] для случая, когда поле H_0 направлено вдоль оси [100]. В общем случае возможно два типа сдвиговых волн [44, 194]:

Сдвиговые волны круговой поляризации, распространяющиеся вдоль поля *H*₀.

2) Линейно – поляризованные сдвиговые волны, распространяющиеся перпендикулярно *H*₀, в которых смещение ориентировано вдоль *H*₀.

В данной задаче [A19 – A21] мы рассматриваем второй случай, а именно магнитоупругие волны, линейно поляризованные вдоль постоянного магнитного поля и распространяющиеся перпендикулярно этому полю. Решение системы уравнений (3.8) будем искать в виде плоских бегущих волн с $k \mid OX$ [44]:

 $a = a_0 \exp(i\omega t)$, где $a = \{m, u, v\}$

Линеаризованные уравнения движения намагниченности и упругости в данной структуре (3.8) имеют вид [A21]:

$$\frac{dm_x}{dt} = \gamma \omega_h \frac{dm_y}{dx} - \gamma h \frac{dm_z}{dx}
\frac{dm_y}{dt} = -\gamma \omega_h \frac{dm_x}{dx} + \frac{B_2 m_0^2}{2} \frac{d^2 u_z}{dx^2}
\frac{dm_z}{dt} = 0
\rho_1 \frac{d^2 u_x}{dt^2} = C_{44}^1 \frac{du_{xx}}{dx}
\rho_1 \frac{d^2 u_z}{dt^2} = -C_{44}^1 \frac{du_{xy}}{dx}
\rho_1 \frac{d^2 u_z}{dt^2} = C_{44}^1 \frac{du_{xz}}{dx} + B_2 m_z \frac{dm_x}{dx}
\rho_2 \frac{d^2 v_z}{dt^2} = C_{44}^2 \frac{dv_{xz}}{dx}
\rho_2 \frac{d^2 v_x}{dt^2} = C_{44}^2 \frac{dv_{xx}}{dx}
\rho_2 \frac{d^2 v_y}{dt^2} = -C_{44}^2 \frac{dv_{xx}}{dx}
(3.10)$$

где

$$\omega_h = 2K_A + \frac{2B_1C_{12}}{(C_{11} - C_{12})(C_{11} + 2C_{12})} + H.$$

Будем решать систему связанных уравнений для векторов намагниченности \overline{m} и деформаций \overline{u} и \overline{v} . Решения несвязанных уравнений в системе (3.10) для u_i и v_i .положим равными нулю (i=x,y). Таким образом, получим систему четырех дифференциальных уравнений: уравнения (1, 2, 6, 7) из системы (3.10) относительно четырех неизвестных m_y , m_x , u_z , v_z при заданных граничных условиях. Условие разрешимости полученной системы линейных уравнений определяет дисперсионное уравнение [A21]:

$$(\rho_2\omega^2 - C_{44}^2k_2)(-\rho_1\omega^4 + \rho_1\omega^2\omega_h^2 + C_{44}^1k^2(\omega^2 - \omega_h^2) + \left(\frac{B_2k\omega_h}{2}\right)^2) = 0$$
(3.11).

Уравнение (3.11) является уравнением четвертой степени относительно k, w и имеет две пары независимых решений $k=k_{1,2}$, $\eta=k_{3,4}$. В дальнейшем мы будем использовать положительные значения корней, так как отрицательные

решения приведут к тем же результатам. Отметим, что мы пренебрегаем обменным эффектом при решении данной задачи, т.к. для большинства материалов он сказывается при значениях *k*~10⁵ см или больших.

3.3. Метод расчета частот размерных резонансов магнитоупругих и упругих волн в двухслойной планарной структуре

Для расчета толщинныхсдвиговых мод магнитоупругих и упругих волн требуется задание граничных условий на поверхности образца и на границе раздела сред [44, 47, 56 – 59, 211]. Выбор граничных условий играет важную роль при моделировании волновых процессов в твердом теле. Изучению распространения волн в упругих твердых телах посвящено большое число работ [195 – 198], причем при постановке задач в большинстве случаев принимается одно из двух предположений: условия свободных границ (условия Нейнмана) или условия жестко закрепленных границ (условия Дирихле). В применении к рассматриваемой задаче первый случай является важным с практической точки зрения - такая ситуация была реализована на эксперименте. Условия упругого закрепления представляют исследовательский интерес. Например, условия жестких границ позволяют свести задачу для тела с тонким покрытием к задаче с упругим закреплением на границе, моделируя таким образом эффект покрытия на волновые процессы, протекающие в системе.

Рассмотрим систему граничных условий, которые были использованы при расчете толщинных сдвиговых мод в двухслойной структуре магнетик – немагнитный диэлектрик. На границе раздела сред требуется выполнение условий непрерывности напряжений и деформаций:

$$\sigma_{ik}^{f} n_{k} = \sigma_{ik}^{s} n_{k} \qquad x=0 , \qquad (3.12)$$
$$u_{i} = v_{i}$$

c

на свободных поверхностях возможна реализация граничных условий двух типов:

1) непрерывность напряжений на границе раздела пластины с воздухом;

$$\sigma_{ik}^{f} n_{k} = 0 \qquad \qquad x = d$$

$$\sigma_{ik}^{s} n_{k} = 0 \qquad \qquad x = -l \quad , \qquad (3.13)$$

2) непрерывность деформаций на границе раздела пластины с воздухом

$$u_i=0$$
 $x=d$

$$v_i=0,$$
 $x=-l$. (3.14)

Здесь индексы f и s служат для обозначения переменных в пленке и подложке, \overline{n} – вектор нормали к поверхности.

При решении задачи расчета частот размерных резонансов в пластине (001) были рассмотрены обе ситуации [A19 – A21]. Для двухслойной структуры, свободная энергия которой определяется выражением (3.9), условия непрерывности напряжений на границе раздела пластины с воздухом (3.12), (3.13) имеют вид

$$C_{44}^{f} \frac{du_{z}}{dx} + \frac{B_{2}}{m_{0}} m_{y} = 0 \qquad x = d$$

$$C_{44}^{f} \frac{du_{z}}{dx} + \frac{B_{2}}{m_{0}} m_{y} = C_{44}^{s} \frac{dv_{z}}{dx} \qquad x = 0$$

$$u_{z} = v_{z} \qquad x = 0 \qquad (3.15)$$

$$C_{44}^{s} \frac{dv_{z}}{dx} = 0 \qquad x = -l$$

Условия непрерывности деформаций на границе раздела пластины с воздухом (3.12), (3.14) примут вид

$$u_{z} = 0 \qquad x = d$$

$$C_{44}^{f} \frac{du_{z}}{dx} + \frac{B_{2}}{m_{0}} m_{y} = C_{44}^{s} \frac{dv_{z}}{dx} \qquad x = 0$$

$$u_{z} = v_{z} \qquad x = 0$$

$$v_{z} = 0 \qquad x = -l$$
(3.16)

Уравнения (3.10) представляют собой систему дифференциальных уравнений второго порядка с независимыми переменными m_y , m_x , u_z , v_z . Уравнения магнитодинамики (3.10) являются неоднородными дифференциальными уравнениями. Граничные условия вида (3.15) – (3.16) представляют собой систему однородных дифференциальных уравнений. Уравнения (3.10) совместно с граничными условиями (3.12) – (3.14) полностью определяют краевую задачу по расчету частот размерных резонансов магнитоупругих и упругих волн в двухслойной системе.

Решение данной краевой задачи было проведено [А19 – А21] в рамках модели, предложенной Тирстеном [56] для расчета толщинных мод магнитной пластинки, намагниченной в направлении оси *OZ*. Согласно Тирстену представим намагниченность магнитной подсистемы в виде суммы двух слагаемых:

$$m = m_1(t) + m_2(r, t)$$
 (3.17)

где $m_1(t)$ -пространственно-неизменяющаяся намагниченность, описывающая прецессионное движение в переменном магнитном поле h,

 $m_2(r, t)$ – намагниченность, изменяющаяся с изменением координат.

Выражение (3.17) подставим в систему уравнений (3.10) и отбросим в полученной системе пространственно не изменяющиеся члены, содержащие $m_1(t)$. Данная процедура позволяет получить уравнения динамики в виде системы однородных дифференциальных уравнений.

Напротив, после подстановки (3.17) в систему уравнений (3.12) – (3.14) получим неоднородные дифференциальные уравнения:

$$C_{44}^{f} \frac{du_{z}}{dx} + \frac{B_{2}}{m_{0}} m_{y} = -\frac{B_{2}}{m_{0}} m_{y}^{0} \qquad x = d$$

$$C_{44}^{f} \frac{du_{z}}{dx} + \frac{B_{2}}{m_{0}} m_{y} = C_{44}^{s} \frac{dv_{z}}{dx} - \frac{B_{2}}{m_{0}} m_{y}^{0} \qquad x = 0$$

$$u_{z} = v_{z} \qquad x = 0 , \qquad (3.18)$$

$$C_{44}^{s} \frac{dv_{z}}{dx} = 0 \qquad x = -l$$

при x=0,
$$d m_y^0 = -\frac{\gamma M \omega_u h}{\omega_u^2 - \omega^2} \cos \omega t$$
, $\omega_u = \gamma (H + \frac{2K_1}{M})$ (3.19)

Выражение (3.19) для m_y^0 показывает, что не изменяющаяся в пространстве часть намагниченности совершает однородное прецессионное движение с амплитудой, пропорциональной напряженности возбуждающего поля *h*. На однородное прецессионное движение накладываются стоячие магнитоупругие волны, определяемые уравнениями (3.10) и удовлетворяющие граничным условиям (3.18).

Зависящую от координат часть решения для векторов *m*, *u* и *v* будем искать в виде:

$$u_{z} = C_{1}u(k)\cos(kx) + C_{2}u(k)\sin(kx)$$

$$m_{y} = C_{1}m(k)\cos(kx) + C_{2}m(k)\sin(kx)$$

$$v_{z} = v_{1}\cos(\eta x) + v_{2}\sin(\eta x)$$
(3.20)

где $m(k_1)$, $u(k_1)$ и $v_{1,2}$ –малые отклонения от равновесного состояния системы. Значения m(k), u(k) находятся из системы уравнений Ландау-Лифшица и уравнений непрерывности после подстановки выражений (3.17), (3.20) в (3.10). Подставим выражения (3.17), (3.20) в уравнения, определяющие граничные условия (3.15), (3.16). В результате такой операции, мы получим систему неоднородных алгебрагических уравнений для определения коэффициентов C_1 , C_2 , v_1 , v_2 в выражении (3.20). При равенстве нулю определителя неоднородной системы алгебрагических уравнений амплитуды магнитоупругих и упругих волн, определяемые коэффициентами C_1 , C_2 , v_1 , v_2 достигают экстремальных значений и в исследуемой структуре магнетик – немагнитный диэлектрик реализуется резонанс стоячих магнитоупругих и упругих волн, определия в поперечном к плоскости пленки направлении. Полученные уравнения для определения резонансных частот имеют следующий вид [A21]:

$$C_{44}^{1}u(k)k\sin(kd)\cos(\eta l) + C_{44}^{2}u(k)\eta\cos(kd)\sin(\eta l)$$

-B₂m₀m(k)sin(kd)\cos(\eta l) = 0 (3.21)

Выражение (3.21) соответствует случаю свободных границ (условия (3.15)) и

$$C_{44}^{1}u(k)k\cos(kd)\sin(\eta l) + C_{44}^{2}u(k)\eta\sin(kd)\cos(\eta l) , \qquad (3.22)$$

+ $B_{2}m_{0}m(k)\cos(kd)\sin(\eta l) = 0$

Выражение (3.22) соответствует случаю закрепленных границ (условия (3.16)).

3.4. Размерные резонансы магнитоупругих и упругих волн в двухслойной структуре. Расчет для пластины (001)

Совместное решение уравнений (3.11), (3.21) и (3.11), (3.22) позволяет исследовать зависимости резонансных частот от внешних параметров: толщины магнитного слоя, величины постоянного магнитного поля. Результаты численных расчетов представлены на рис. 3.4-3.7.

На рис.3.4 приведена зависимость изменения первых четырех гармоник резонансных частот от доли магнитного слоя при сохранении постоянной полной толщины образца.



Рис. 3.4. График зависимостей гармоник частот размерных резонансов от толщины магнитного подслоя d, кривая 1 получена при равенстве нулю деформаций на границах раздела пластины с воздухом, кривая 2 – при равенстве нулю напряжений на границах раздела пластины с воздухом, а)первая гармоника, б) вторая гармоника, в) третья гармоника, г) четвертая гармоника, 1+d=const=0.055 см, $C_{44}^{-1}<C_{44}^{-2}$, $C_{44}^{-1}=6.64 \cdot 10^{11}$ эрг.см³, $C_{44}^{-2}=7.64 \cdot 10^{11}$ эрг.см³, $C_{11}=26.9 \cdot 10^{11} \frac{3p2}{cM^3}$; $C_{12}=10.77 \cdot 10^{11} \frac{3p2}{cM^3}$; $B_2=6.67 \cdot 10^{6} \frac{3p2}{cM^3}$; $B_1=3.48 \cdot 10^{6} \frac{3p2}{cM^3}$; $K=1.3 \cdot 10^{4} \frac{3p2}{cM^3}$; $m_0=140\Gamma c$; $\gamma=1.76 \cdot 10^{7} (\Im \cdot ce\kappa)^{-1}$ [A21]

Можно отметить следующие характерные особенности, во-первых, на графиках видно, что при использовании граничных условий разного типа изменяется ход кривой f_i(d): кривая 1 построена для пластины с закрепленными концами, кривая 2 построена для пластины со свободными концами. Во-вторых, на графике f_i(d) появляются перетяжки, причем при

увеличении порядкового номера гармоники число перетяжек возрастает. Это может быть связано с тем, что при попадании границы раздела пленкаподложка на место максимальной деформации происходит замедление скорости распространения магнитоупругой волны. Колебания магнитной подсистемы подстраиваются к колебаниям упругой подложки. В предельных случаях l=0, d=0 рассчитанные значения резонансных частот согласуются с ожидаемыми результатами [56].



Рис.3.5. График зависимости первой гармоники резонансной частоты от толщины магнитного подслоя d, 1+d=const=0.055 см. а) $C_{44}{}^{1}$ > $C_{44}{}^{2}$, $C_{44}{}^{1}$ =7.64 · 10¹¹ эрг.см³, $C_{44}{}^{2}$ =6.64 · 10¹¹ эрг.см³, кривая 1 получена при равенстве нулю напряжений на границах раздела пластины с воздухом, кривая 2 – при равенстве нулю деформаций на границах раздела пластины с воздухом [A21].

На рис. 3.5 показана зависимость частоты первой гармоники от толщины магнитного слоя d при $C_{44}^{1}>C_{44}^{2}$ (1+d=const). Частота колебаний уменьшается с увеличением d. Остальные особенности поведения резонансных частот, такие как различный ход кривых при изменении типа граничных условий, а также наличие перетяжек на кривых $f_i(d)$ более высоких гармоник сохраняются при $C_{44}^{1}>C_{44}^{2}$.



Рис.3.6. График зависимости первой гармоники резонансной частоты от толщины магнитного подслоя d, 1+d=const=0.055 см. при равенстве нулю напряжений на границах раздела пластины с воздухом, $C_{44} \, {}^{1}=C_{44} \, {}^{2}=7.64 \cdot 10^{11}$ эрг.см³, кривая 1 соответствует H=100Э, кривая 2-H=10³Э, кривая 3- H=10⁴ Э [A21].

Зависимость изменения резонансной частоты ОТ постоянного магнитного поля наиболее ярко проявляются при равных значениях модулей упругости пленки и подложки $C_{44} = C_{44}^2$ (рис.3.6). Это связано с тем, что в области низких частот основную роль играют упругие взаимодействия. При С₄₄ ¹ и С₄₄ ² упругие взаимодействия превалируют над различных магнитоупругими и мешают проследить за зависимостью частоты от магнитных параметров. На рис.4 видно, что частота возрастает с ростом Н и в полях порядка 1000 Э приходит к насыщению. Ход частотной зависимости первой гармоники резонансной частоты от толщины d изменяется. Кривая 1 (рис. 3.6), полученная для пластины со свободными краями, $C_{44}^{-1} = C_{44}^{-2}$ сопоставима с кривой 1 (рис. 3.4а), полученной для пластины с закрепленными краями, $C_{44}^{1} < C_{44}^{2}$. Таким образом, характер изменения f(d)зависит от соотношения модулей упругости сред.

Наличие особенностей – перетяжек на графиках *f*(*d*) позволяет сделать вывод о том, что гармоники резонансных частот двухслойной системы отклоняются от идеального гармонического ряда. Это можно

проиллюстрировать, построив зависимость f_n/n от порядкового номера гармоники п. Графики зависимостей f_n/n приведены на рис. 3.7.



Рис.3.7. График зависимости приведенной гармонической частоты f_n/n от номера гармоники n. Кривая 1 получена при равенстве нулю деформаций на границах раздела пластины с воздухом, кривая 2 – при равенстве нулю напряжений на границах раздела пластины с воздухом, l=0.055 см; a) d=0.001 см, б) d=0.0025 см, в) d=0.005 см, г) d=0.01 см [A21].

Мы рассмотрели большое число гармоник, что соответствует условиям эксперимента, случаи различных толщин подложки и пленки при 0 < d < (d+1)/2, различные условия на границах раздела пластины с воздухом. В области $d \approx (d+1)/2$ отклонения от гармонического ряда минимальны и на графике $f_n(n)$ получается прямая параллельная оси n. Как видно из рисунка резонансные частоты отклоняются от идеальной прямой. Причем, при изменении типа граничных условий, соотношений модулей упругости пленки

и подложки, а также при переходе в область (d+l)/2 < d < (d+l) происходит смена знака отклонений f_n/n (кривые 1 и 2, рис.3.7).

Из анализа полученных зависимостей можно сделать следующие выводы. В общем случае наблюдается нелинейная зависимость частоты размерного резонанса $f(f = \omega/(2\pi))$ от толщины магнитного слоя d. Форма резонансной кривой зависит от упругих характеристик двух сред: соотношений модулей упругостей и волновых сопротивлений $Z^i = \rho_i V_{_{36.}}^i$,

где $V_{_{36.}}^{i} = \sqrt{\frac{C_{44}^{i}}{\rho_{i}}}$ (i=1,2). При равных значениях плотностей двух сред

 $(\rho_1 = \rho_2)$ немонотонность функции f(d) проявляется в наличии перетяжек (рис. 3.4, 3.5). Линейной зависимость f(d) становится при равных значениях волновых сопротивлений $Z_1=Z_2$ (рис. 3.6 б). Немонотонная зависимость частоты составной структуры проявляется в ангармоничном расположении резонансных частот (рис.3.7,6).

Проведенные расчеты показывают, что в поведении резонансных частот двухслойной системы наблюдается ряд особенностей. При совпадении положения границы раздела с узлами стоячих волн в случае системы с закрепленными границами раздела пластины с воздухом, либо пучностями стоячих волн в случае свободных границ раздела пластины с воздухом изменяется скорость распространения упругих и магнитоупругих колебаний, что проявляется в наличии характерных перетяжек на графиках гармоник резонансных частот. Гармонический ряд двухслойной структуры отклоняется от идеального гармонического ряда и этими отклонениями можно управлять, изменяя упругие параметры и размеры рассматриваемых подсистем. Полученные результаты позволяют спрогнозировать характер изменения резонансных частот для различных материалов.

3.5. Толщинные моды магнитоупругих и упругих волн в планарной структуре вида (111)

Исследуем толщинные моды магнитоупругих и упругих волн в планарной структуре, состоящей из кубического ферромагнетика и немагнитной упругой подложки, ориентированной в кристаллографическом направлении <111>. Выберем следующую геометрию задачи. Намагничивающее поле H направлено вдоль [$\overline{1}$ 10] кристаллографической оси, $M | |H| | OY | | [\overline{1}$ 10], переменное поле $h | |OX| | [11\overline{2}]$, волновой вектор k направлен по нормали к поверхности k | |OZ| | [111]. Рассмотрим связанные колебания намагниченности и деформаций вблизи равновесного состояния с M | |H| | OZ.

Равновесные значения намагниченности и деформаций, найденные из условия минимума свободной энергии (3.9), для пластины (111) были получены в п.3.1. Частоты размерных резонансов магнитоупругих и упругих волн, распространяющихся в пластине (111), определены на основе подхода, изложенного в параграфе 3.2 для случая пластины с незакрепленными свободными границами [A22]. На рис.3.8 представлена зависимость первых трех гармоник резонансных частот от толщины магнитного слоя d при различных соотношениях волновых сопротивлений сред Z_1 и Z_2 . Здесь

 $Z_i = V_i \rho_i$, где $V_i = \sqrt{\frac{C_{12}^l + 2 \cdot C_{44}^l + \frac{C^*}{3}}{\rho_i}}$ - скорость распространения поперечной волны, где $C^* = C_{11}^l - C_{12}^l - 2 \cdot C_{44}^l$, i=I,II. Аналогично ситуации, описанной в предыдущем параграфе, на зависимостях $f_i(d)$ наблюдаются немонотонности. Проведенные исследования показывают, что форма немонотоннотонных областей на кривых $f_i(d)$ зависист от соотношений между волновыми сопротивлениями сред, в данном случае они имеют вид перетяжек. На рис.3.8 видно, что при Z_I<Z_{II} перетяжка совпадает с положением границы раздела

сред, при обратном соотношении между волновыми сопротивлениями $Z_I > Z_{II}$ немонотонность перемещается к границам раздела магнитной и немагнитной среды с воздухом. При равенстве волновых сопротивлений сред ($Z_I = Z_{II}$) зависимость *f*(*d*) имеет линейный характер.



Рис. 3.8. График зависимостей гармоник частот размерных резонансов от толщины магнитного слоя d, 1+d=const=0.055 см, кривая 1 получена при Z¹<Z² (C₄₄ ^I=7.64 * 10¹¹ эрг/см³, ρ_{I} =5.2г, ρ_{II} =6.7 г, C₄₄ ^{II}=7.64 * 10¹¹ эрг/см³), кривая 2 – при Z_I>Z_{II} (C₄₄ ^I=7.64 * 10¹¹ эрг/см³), ρ_{I} =5.2г, ρ_{II} =5.7 г, C₄₄ ^{II}=6.5 * 10¹¹ эрг/см³) C₁₁ⁱ=C₁₂ⁱ+2·C₄₄ⁱ; B₂=6.67·10⁶ $\frac{3p2}{cM^3}$; B₁=3.48·10⁶ $\frac{3p2}{cM^3}$; K=1.3·10⁴ $\frac{3p2}{cM^3}$; m₀=140Гс; γ =1.76·10⁷(Э·сек)⁻¹

а) первая гармоника, б) вторая гармоника, в) третья гармоника [А22].

Следует отметить, что, также как и в случае <100> - ориентированной пластины немонотонное поведение частоты составной структуры приводит к нарушениям эквидистантного расположения частот гармонического ряда. Характер отклонений от линейной (гармонической) зависимости изменяется в зависимости от доли магнитного слоя в композитной структуре. С d толщины кривые, определяющие нарушение увеличением расположении резонансных приобретают эквидистантности В частот квазипериодический характер. При изменении соотношений между волновыми сопротивлениями происходит смена знака кривой, определяющей отклонения f_n/n, аналогично ситуации, наблюдаемой при изменении типа граничных условий на поверхности образца (см. рис.3.7).

ЗАКЛЮЧЕНИЕ К ГЛАВЕ 3

Исследованы толщинные моды магнитоупругих и упругих волн в двухслойных планарных структурах магнетик – немагнитный диэлектрик. Показано, что для составных структур наблюдаются существенные отличия в поведении частот размерных резонансов по сравнению с однослойной магнитной пластиной. Резюмируя, отметим следующие основные особенности:

-зависимость резонансных частот от относительной толщины магнитного слоя является немонотонной функцией при разных упругих модулях, плотностях сред, магнитоупругих параметрах. Немонотонный вид частотных зависимостей определяется в основном упругими свойствами системы. Форма немонотонных областей зависит от условий на поверхности образца (характером закрепления границ), а также от упругих свойств материалов (волновых сопротивлений сред)

-в слоистых структурах имеет место неэквидистантное расположение гармоник резонансных частот

-направление изменения частотных зависимостей определяется различием упругих модулей сред, которое проявляется в изменении скорости распространения упругих и магнитоупругих волн. Соответственно при равных плотностях сред, но разных значениях упругих модулей будет изменяться угол наклона кривых f(l) (f(d))

-форма немонотонных областей в основном зависит от плотностей сред. При равных значениях упругих модулей и разных значениях плотностей материалов вид немонотонных участков на кривых f(l) (f(d)) будет изменяться (перетяжки)

-влияние магнитных параметров на частотные зависимости f(l) (f(d)) незначительно. Однако, в магнитных материалах с высокими константами магнитоупругой связи частотный диапазон немонотонности приближается к соответствующим значениям изменения частот, наблюдаемым за счет эффекта упругих параметров в пленках с малыми значениями магнитоупругих констант.

Таким образом, регулируя размеры, количество и физические параметры слоев, составляющих многослойную магнитосодержащую систему, можно подобрать условия наиболее оптимального возбуждения определенных номеров гармоник частот размерных резонансов.
ГЛАВА 4

ОСОБЕННОСТИ РАЗМЕРНЫХ РЕЗОНАНСОВ МАГНИТОУПРУГИХ И УПРУГИХ ВОЛН ПРИ ПЕРПЕНДИКУЛЯРНОМ И ПРОДОЛЬНОМ НАМАГНИЧИВАНИИ

Введение

Исследование многослойных магнитосодержащих структур представляет несомненный научный интерес, т.к. свойства этих структур сложнее и разнообразнее свойств однослойных магнитных пленок. В последнее время внимание к слоистым структурам обусловлено также широкими возможностями их практических приложений.

При исследовании физических процессов в многослойной пленке необходимо учитывать взаимодействие между слоями, которое сказывается на всех ее свойствах. Учет размеров образцов также оказывает влияние на характер протекающих в них процессов. С точки зрения изучения динамики волновых процессов необходимо обратить внимание на то, что в ограниченных кристаллах наряду с объемными, могут возбуждаться поверхностные (неоднородные) волны. Последние локализованы вблизи свободных поверхностей или поверхностей раздела между различными средами. Различные типы поверхностных волн исследованы в классических работах [178, 179, 195 - 200]. Это поверхностные волны Рэлея, Лява, Стоунли, Лэмба для немагнитных сред [195 - 198], сдвиговые поверхностные акустические волны Гуляева – Блюстейна [178, 179] в кристаллах с пъезоэлектрическим эффектом. Для чисто магнитной подсистемы известны поверхностные волны Деймана – Эшбаха [199, 200]. Исследования [201] показывают, что магнитоупругое взаимодействие приводит к возникновению

новых типов волн. Сдвиговая объемная упругая волна в ферромагнитном кристалле с магнитострикционным и дипольным взаимодействием при некоторых направлениях внешнего магнитного поля трансформируется в поверхностную волну [180]. Поверхностные упругие волны Рэлея, Лява, Стоунли из-за связи с магнитной подсистемой могут затухать вследствие излучения спиновых волн вглубь кристалла [54, 181, 182, 202 - 204]. В работах [205] предсказаны новые типы самолокализованных поверхностных волн в магнетиках, существование которых полностью связано С магнитоупругим взаимодействием и нелинейностью магнитной подсистемы. Взаимодействие поверхностных волн с объемными упругими волнами исследовано в работах [206 - 208], взаимодействие поверхностных магнитостатических и объемных упругих волн в работах [209, 210].

Наличие межслойного взаимодействия приводит К новым особенностям динамических характеристик системы. Объемные волны одной физической природы (электромагнитной, упругой, спиновой), распространяющиеся в слоистых структурах, исследованы в работах [47, 211, 212]. Теория распространения двух связанных волн различной природы В работах [205] разработана В [203,204]. исследованы спектры магнитоупругих волн для случая чередующихся ферромагнитных и немагнитных упругих слоев. В [213] рассмотрен случай чередования ферромагнитных слоев с различными упругими и магнитными свойствами. Отметим, что в обозначенном круге работ в основном исследованы особенности спектров магнитоупругих волн, распространяющихся вдоль поверхности. Толщинные моды магнитоупругих волн в ограниченных структурах исследовались экспериментально и теоретически [51, A21, A22, А27]. Результаты экспериментальных исследований [51] указывают на многомодовый характер стоячих магнитоупругих волн в образцах. Физические причины многомодовости могут быть различны. Одной из возможных причин может являться взаимодействие между различными видами волн, распространяющихся в ограниченных структурах.

В настоящее время постановка задач, связанных с возможными практическими приложениями приобретает все большее значение. С точки зрения практического использования наиболее актуальными являются образцы конечных размеров, таким образом, введение в задачи динамики ограничений по толщине позволяет приблизиться к реальным физическим системам. В большинстве случаев учет граничных условий усложняет физическую задачу, однако при этом удается выявить и исследовать новые особенности в поведении ее основных параметров. Решение граничных задач представляет интерес также и с фундаментальной точки зрения.

В данной главе проведено исследование особенностей размерных резонансов в ограниченных по толщине слоистых структурах. Показано, что учет немагнитной компоненты в двухслойной системе приводит к существенным особенностям в поведении ее динамических характеристик: изменяется характер поведения частот размерных резонансов, приводя к появлению неэквидистантного расположения гармоник резонансных частот в низко частотной области спектра в отличии от случая однородной магнитной пленке. Исследованы законы дисперсии поперечных магнитоупругих волн в магнитной пленке, ограниченной по толщине при учете взаимодействия с магнитупругой волной, распространяющейся вдоль поверхности. Показано, что учет этих двух факторов приводит к особенностям законов дисперсии. Рассчитаны динамические восприимчивости двухслойной структуры Показано, магнетик немагнитный диэлектрик. ЧТО присутствие немагнитной компоненты влияет на эффективность возбуждения частот размерных резонансов. Определены условия, при которых эффективность возбуждения резонансных частот принимает максимальные и минимальные значения. Исследование динамической восприимчивости позволяет выявить оптимальные условия возбуждения определенных волновых мод.

Структура главы следующая: в параграфе 4.1 представлены оригинальные результаты исследования размерных резонансов магнитоупругих и упругих волн в трехслойных структурах, проведено

сопоставление результатов теоретических расчетов с экспериментальными результатами [А23 – А33]. В параграфе 4.2 исследована эффективность возбуждения размерных резонансов магнитоупругих и упругих волн в двухслойных структурах вида магнетик – немагнитный диэлектрик [А29 – АЗ2]. В параграфе 4.3 представлены результаты расчетов частот стоячих магнитоупругих волн при учете взаимодействия с магнитоупругой волной, распространяющейся вдоль поверхности в магнитной пластине [АЗ4 - АЗ8], в параграфе 4.4 рассчитаны особенности резонансных частот стоячих магнитоупругих волн при учете взаимодействия с продольной магнитоупругой волной в двухслойной структуре магнетик – немагнитный диэлектрик [А37, А39, А40].

4.1. Неэквидистантное расположение гармоник резонансных частот. Трехслойные и двухслойные структуры

Рассмотрим структуры вида магнетик - немагнитный диэлектрик, в магнитном поле. Постоянное насыщающее поле H_0 и переменное магнитное поле **h** перпендикулярны друг другу и лежат в плоскости образца, [111] ориентирована кристаллографическая ось вдоль нормали к поверхности. Начало координат для двухслойной структуры поместим на границу раздела пленка – подложка, для трехслойной структуры - в центре координат выберем немагнитного слоя. Оси следующим образом: $OX \| [11\overline{2}] \| h, OY \| [\overline{1}10] \| M \| H_0, OZ \| [111] \| k$ (рис. 4.1).



Рис.4.1. Геометрия задачи: а) двухслойная структура, б) трехслойная структура.

Распространение и взаимодействие магнитоупругих и упругих колебаний описывается на основе решения связанной системы уравнений магнитодинамики Ландау-Лифшица и уравнений теории упругости для магнитных и немагнитных сред [41, 193]:

$$\frac{dM}{dt} = -\gamma \left[M \times H_{\text{eff}} \right] \qquad H_{\text{eff}} = \frac{\delta F}{\delta M}$$

$$\rho_1 \frac{d^2 u_i}{dt^2} = \frac{\partial \sigma_{ik}^{\text{I}}}{\partial x_k} \qquad \sigma_{ik}^{\text{I}} = \frac{\partial E}{\partial u_{ik}} \left(\frac{1 + \delta_{ik}}{2}\right)$$

$$\rho_2 \frac{d^2 v_i}{dt^2} = \frac{\partial \sigma_{ik}^{\text{II}}}{\partial x_k} \qquad \sigma_{ik}^{\text{II}} = \frac{\partial E}{\partial v_{ik}} \left(\frac{1 + \delta_{ik}}{2}\right)$$
(4.1)

где $\rho_{1,} \rho_{2}$ – плотности вещества магнитного и немагнитного слоя, u_{ik} , v_{ik} – тензоры деформаций в магнитном и немагнитном слое, σ_{ik}^{I} , σ_{ik}^{II} – тензоры напряжений магнитного и немагнитного слоя, M –намагниченность, γ - гиромагнитное отношение, f - плотность свободной энергии системы.

Граничные условия, относящиеся к двухслойным и трехслойным структурам, определяются следующими уравнениями [211, A21, A27]

$$\begin{cases} \sigma_{xz}^{I} = 0, & z = d \\ \sigma_{xz}^{I} = \sigma_{xz}^{II}, & z = 0 \\ u_{z} = v_{z}, & z = 0 \\ \sigma_{xz}^{II} = 0, & z = -l \end{cases}$$
(4.2a)

граничные условия для двухслойной структуры,

$$\begin{cases} \sigma_{xz}^{I} = 0, & z = \frac{d+l}{2} \\ \sigma_{xz}^{I} = \sigma_{xz}^{II}, & z = \pm \frac{d}{2} \\ u_{z} = v_{z}, & z = \pm \frac{d}{2} \\ \sigma_{xz}^{I} = 0, & z = -\frac{d+l}{2} \end{cases}$$
(4.26)

граничные условия для трехслойной структуры, здесь *l* – толщина немагнитного слоя, *d* – толщина магнитного слоя.

Уравнения (4.1) представляют собой полную систему уравнений магнитоупругости, которая решается в линейном приближении по динамическим переменным $M^{l}_{i}=M_{i}\cdot M^{0}_{i}$, $u^{l}_{ik}=u_{ik} -u^{0}_{ik}$ [42, 44, 47]. При этом спонтанные деформации u^{0}_{ik} и равновесные направления вектора намагниченности M^{0}_{i} находятся из минимума плотности свободной энергии системы, которая в случае кристаллов кубической симметрии имеет вид [44, 80, 167, 193, A21, A27]

$$f = f_H + f_y + f_{My} + f_a$$
(4.3)

где *f_H*=-*MH* - Зеемановская энергия взаимодействия системы с магнитным полем,

$$f_{y} = \frac{1}{2}C_{11}^{I}(u_{xx}^{2} + u_{yy}^{2} + u_{zz}^{2}) + C_{12}^{I}(u_{xx}u_{yy} + u_{xx}u_{zz} + u_{xx}u_{zz}) + 2C_{44}^{I}(u_{xy}^{2} + u_{yz}^{2} + u_{xz}^{2}) + \frac{1}{2}C_{11}^{II}(v_{xx}^{2} + v_{yy}^{2} + v_{zz}^{2}) + C_{12}^{II}(v_{xx}v_{yy} + v_{xx}v_{zz} + v_{xx}v_{zz}) + 2C_{44}^{II}(v_{xy}^{2} + v_{yz}^{2} + v_{xz}^{2}) - C_{44}^{II}(v_{xy}^{2} + v_{yz}^{2} + v_{yz}^{2}) - C_{44}^{II}(v_{xy}^{2} + v_{yz}^{2} + v_{xz}^{2}) - C_{44}^{II}(v_{xy}^{2} + v_{yz}^{2} + v_{yz}^{2}) - C_{44}^{II}(v_{xy}^{2} + v_{yz}^{2$$

упругая энергия магнитной (I) и немагнитной (II) систем,

$$f_{_{MY}} = B_1(m_x^2 u_{_{XX}} + m_y^2 u_{_{YY}} + m_z^2 u_{_{ZZ}}) + 2B_2(m_x m_y u_{_{XY}} + m_x m_z u_{_{XZ}} + m_y m_z u_{_{YZ}})$$
энергия магнитоупругого взаимодействия

$$f_a = K_1(m_x^2 m_y^2 + m_y^2 m_z^2 + m_x^2 m_z^2) + K_2 m_x^2 m_y^2 m_z^2$$

энергия магнитной анизотропии.

Где C_{11}^{i} , C_{12}^{i} , C_{44}^{i} – константы упругости (*i* - I – магнитный слой, *i* = II – немагнитный слой), B_{I} , B_{2} – константы магнитоупругой связи, K_{1} , K_{2} – константы магнитной анизотропии, $m_{i} = \frac{M_{i}}{M_{0}}$ - компоненты единичного вектора намагниченности, u_{ik} – тензор деформаций магнитного слоя, v_{ik} – тензор деформаций немагнитного слоя, $H = \{h e^{-i\omega t}, H_{0}, 0\}$ - магнитное поле.

Как показывают расчеты [A17], в магнитной пластине (111) возможно существование шести магнитных фаз, две из которых симметричные, а четыре угловые. В дальнейшем мы будем исходить из того, что магнетик находится в одной из симметричных фаз с $M \parallel [\bar{1}10]$. Решение системы уравнений (4.1) находим, считая, что намагниченность, деформации магнитного и немагнитного слоев {M, u, v }= a изменяются как

$$a = A + a_0(z)e^{i(\omega t - kr)} \tag{4.4}$$

где *A* – равновесные значения, *a*₀ – малые отклонения от равновесных значений.

Соответствующее дисперсионное уравнение, связывающее волновые вектора распространяющихся волн с их частотой определяется соотношением

$$\omega = \omega(k, C_{ik}^l, B_1, B_2, K_1, K_2)$$
(4.5)

Для решения краевой задачи (4.1), (4.2) используем методику расчета, предложенную Тирстеном в работе [56]. Следуя Тирстену, представим намагниченность магнитной пленки в виде суммы двух составляющих

$$\boldsymbol{M} = \boldsymbol{M}^{t}(t) + \boldsymbol{M}^{sp}(\boldsymbol{r}, t) \tag{4.6}$$

где $M^{t}(t)$ отвечает за прецессию намагниченности в переменном магнитном поле h, $M^{sp}(r,t)$ – пространственно-изменяющаяся часть намагниченности. Зависящую от координат часть решения (4.4) запишем в виде

$$u_{y} = A_{1}u(k)\cos(kz) + A_{2}u(k)\sin(kz)$$

$$M_{z}^{sp} = A_{1}m(k)\cos(kz) + A_{2}m(k)\sin(kz)$$

$$v_{y} = v_{1}\cos(\eta z) + v_{2}\sin(\eta z)$$
(4.7)

где k и η волновые вектора магнитоупругих и упругих волн в магнитных пленках и подложке, $u_y - y$ - компонента вектора смещения магнитного слоя, $v_y - y$ -компонента вектора смещения немагнитного слоя. Соотношения для m(k), u(k) находятся из связанной системы уравнений Ландау-Лифшица и уравнений упругости (4.1). Подставим выражения (4.7) в граничные условия (4.2a), (4.2б) и получим систему четырех (для двухслойной структуры) и шести (для трехслойной структуры) неоднородных алгебрагических уравнений для определения коэффициентов A_1 , A_2 , v_1 , v_2 выражении (4.7). При равенстве нулю определителя полученной системы алгебрагических уравнений в исследуемых системах магнетик – немагнитный диэлектрик (2ухслойной и 3 –слойнох структурах) реализуется резонанс стоячих магнитоупругих и упругих волн, распространяющихся в поперечном к плоскости пленки направлении. Частоты резонансных мод находятся из условия равентсва нулю определителя систем алгебрагическких уравнений и определяются внутренними параметрами

$$\omega^{2cn} = \omega^{2cn}(C_{ik}^{I}, C_{ik}^{II}, \rho_{I}, \rho_{II}, B_{1}, B_{2}, K_{1}, K_{2}, H, l, d)$$
(4.8)

$$\omega^{3cn} = \omega^{3cn}(C_{ik}^{I}, C_{ik}^{II}, \rho_{I}, \rho_{II}, B_{1}, B_{2}, K_{1}, K_{2}, H, l, d)$$
(4.9)

Аналитические выражения для уравнений (4.8), (4.9) громоздки и трудны для анализа. Поэтому исследование особенностей частот размерных резонансов при варьировании параметров системы проводилось численно [А25 – А27]. Мы исследовали поведение гармоник резонансных частот в зависимости от доли немагнитного слоя *l* и построили соответствующие частотные зависимости f(l). Далее, проследили за изменениями частотных зависимостей f(l) при различных соотношениях между модулями упругости и плотностями $C_{ik}^{I}, C_{ik}^{II}, \rho_{I}, \rho_{II}, \rho_{$ системы параметров B_1, B_2, K_1, K_2, H . Такое рассмотрение позволило количественно оценить влияние неоднородности структуры (присутствия немагнитной составляющей) на резонансные свойства стоячих магнитоупругих и упругих волн.

Результаты численных расчетов и эксперимент

Исследуем зависимости гармоник резонансных частот $f_n(l)$ ($f = \frac{\omega}{2\pi}$, n -номер гармоники) от толщины немагнитной прослойки l при различных упругих и магнитных параметрах рассматриваемых систем. На рис. 4.2 представлены зависимости приведенных гармоник частот размерных резонансов $\frac{f_n}{n}$ от толщины немагнитного слоя l при l+d=const. Видно, что зависимость $\frac{f_n}{n}(l)$ носит немонотонный характер. Экстремальные значения на зависимостях наблюдаются при совпадении положения границы раздела

сред с областью максимальной деформации стоячей волны, причем число областей увеличивается пропорционально немонотонных увеличению номера гармоники. Количество немонотонных областей на графиках $\frac{f_n}{d}(l)$ (рис. 4.2а, 4.2б) больше в двухслойных чем в трехслойных структурах. Отметим, что зависимости $\frac{f_n}{l}(l)$ для двухслойных и трехслойных структур на участках АВ сопоставимы друг с другом. Частоты первой, третьей и других нечетных гармоник обнаруживают равное число немонотонных областей, ход соответствующих кривых (1 (рис. 4.2а) и 1 (рис.4.2б), 3 (рис. 4.2а) и 2 (рис. 4.2б)) на выделенном участке одинаков. В двухслойных структурах на частотных диаграммах (рис. 4.2а) присутствуют как четные, так и нечетные трехслойной структуре сохраняются гармоники, В только нечетные гармоники.



Рис. 4.2. График зависимости приведенной частоты резонанса f_n/n от толщины подложки l $(\rho_1=5.17 \ c/cm^3, \ \rho_2=6.7 \ c/cm^3, \ C_{44}^{-1}=7.64 \ 10^{11} \ spc/cm^3,$

 C_{44}^{II} =8.85 10^{11} эрг/см³, B_1 =3.48·10⁶эрг/см³, B_2 =6.67 10^{6} эрг/см³, C_{12}^{I} =10.7 10^{11} эрг/см³, C_{12}^{II} =10.7 10^{11} эрг/см³, $C_{11}^{III} = C_{12}^{I,II} + 4 C_{44}^{I,II}$), а) двухслойная структура ИЖГ-ГГГ: кривая 1 соответствует частоте f_1 , кривая 2- $f_2/2$, кривая 3- $f_3/3$, б) трехслойная структура ИЖГ-ГГГ-ИЖГ: кривая 1 соответствует частоте f_1 , кривая 2- $f_2/2$, кривая 2- $f_3/3$, кривая 3- $f_5/5$ [А27].

На рис. 4.3 приведены графики зависимости приведенных частот $\frac{f_n}{n}$ от номера гармоники *n*. Отклонения $\frac{f_n}{n}(n)$ от постоянных значений наблюдаются как в двухслойной, так и в трехслойной структуре. Как видно на рис. 4.3 в двухслойной структуре наблюдаются своего рода осцилляции относительно прямой, параллельной оси *n* (кривая 2, рис. 4.3). При уменьшении толщины второго слоя *l* число осцилляций увеличивается, приводя в предельном случае (*l*=0) к постоянной величине $\frac{f_n}{n}(n)$. В трехслойной структуре частота осцилляций уменьшается (кривая 1, рис. 4.3).



Рис. 4. 3. График зависимости приведенной частоты резонанса f_n/n от номера гармоники n, d=0.005 см, l=0.04 см, кривая 1 соответствует трехслойной структуре ИЖГ-ГГГ-ИЖГ, кривая 2-двухслойной структуре ИЖГ-ГГГ ($\rho_1=5.17 \ e/cm^3$, $\rho_2=6.7 \ e/cm^3$, $C_{44}^{II}=7.64$ 10^{11} эрг/с m^3 , $C_{44}^{II}=8.85 \ 10^{11}$ эрг/с m^3 , $B_1=3.48 \ 10^6$ эрг/с m^3 , $B_2=6.67 \ 10^6$ эрг/с m^3 , $C_{12}^{II}=10.7 \ 10^{11}$ эрг/с m^3 , $C_{11}^{III}=C_{12}^{I,II}+4 \ C_{44}^{I,II}$).

В работе проведено исследование влияния магнитных параметров, таких как параметры магнитоупругой связи, магнитной анизотропии, величины постоянного магнитного поля на частотные зависимости *f*(*l*). Эффекты, обусловленные магнитными параметрами, являются для ИЖГ гораздо менее ярко выраженными по сравнению с воздействием упругих параметров. Однако ΜЫ можем отметить следующие характерные особенности: немонотонность на кривой f(l) наиболее сильно проявляется в малых полях H=100 Э. При достаточно высоких значениях поля H кривая f(l)становится прямой линией. В больших полях Н=10000 Э влияние магнитоупругих параметров не заметно, однако в малых полях H=100 Э уменьшение магнитоупругого параметра повышает частоту размерного резонанса и сглаживает немонотонность на зависимости f(l). В пластине (111) магнитные моменты в поле насыщения лежат в плоскости (111), поэтому для воздействия факторов изучения анизотропных на динамические характеристики следует использовать вторую константу магнитной анизотропии. Расчеты показывают, что в малых полях H=100 Э достаточно сильное изменение абсолютной величины K_2 приводит к незначительному повышению частоты размерного резонанса, ход кривых f(l) в этом случае практически не изменяется, смена знака K_2 не оказывает существенного влияния на ход кривых f(l). При значении поля H=1000 Э различия между частотами исчезают.

Эксперимент

Проведено экспериментальное исследование спектра частот упругих колебаний трехслойной структуры, состоящей из двух слоев эпитаксиальной пленки иттриевого феррита-граната, выращенных на подложке галлий-гадолиниевого граната. Общая толщина структуры 0.60 мм при толщине каждой из пленок 30.6 мкм.

Для возбуждения и регистрации мод колебаний образец помещался в катушку колебательного контура автогенератора. Эффект дополнительного поглощения, возникающий при возбуждении резонансных мод, проявляется в виде малого изменения амплитуды радиочастотных колебаний. Перестройка частоты вблизи резонанса вызывает изменение постоянного напряжения на выходе детектора, которое при квадратичном детектировании

повторяет контур линии поглощения. Для выделения полезного сигнала использовалась методика дифференциального прохождения с записью первой производной линии поглощения при модуляции частоты и частотной развертке.

На частотах, меньших 3 МГц сигналы поглощения соответствуют возбуждению контурных видов колебаний (колебаний в плоскости). Спектр частот зависит от размеров в плоскости образца и его формы. В образце, имеющем форму диска, спектр частот контурных колебаний аналогичен спектру частот однородного поликристаллического диска. В отличие от однородных пластин, в слоистой структуре наблюдаются интенсивные узкие зоны резонансных возбуждений в диапазоне частот 3 - 80 МГц. Каждая зона состоит из множества частично перекрывающихся сигналов поглощения, расположение зон в спектре близко к эквидистантному. Частоты зон практически не зависят от размеров в плоскости образцов, что позволяет связать наблюдаемые сигналы с возбуждением стоячих волн по толщине структуры. В трехслойной структуре возбуждаются нечетные гармоники полуволновой сдвиговой моды. Если шлифовкой убрать одну из пленок, то в двухслойной структуре наблюдается эффективное возбуждение и четных гармоник.

Ширина зон поглощения увеличивается с ростом номера гармоники и в среднем равна 0.6% от средней частоты зоны. Отклонения от эквидистантности приведены на рисунке. Они имеют вид затухающих осцилляций. Максимальная величина отклонения порядка 2% от частоты моды.

Сравнение результатов расчетов с экспериментальными данными

Таким образом, в настоящей работе проведено теоретическое и экспериментальное исследование размерных резонансов упругих и магнитоупругих волн в ограниченных по толщине многослойных структурах. Для составных структур характерно, что гармоники резонансных частот $f_i(l)$

изменяются немонотонным образом при изменении толщины немагнитного слоя. Причем характер немонотонности, набор гармоник зависят от числа и материальных параметров слоев. В то же время наблюдаются отличия в поведении гармоник резонансных частот двухслойных и трехслойных структур. В трехслойных структурах реализуются нечетные гармоники размерных резонансов, в двухслойных структурах имеют место как четные, так и нечетные гармоники. Немонотонные области на зависимостях f(l)трехслойных структур входят составной частью в частотные зависимости, построенные для двухслойных структур.

В основном, характер немонотонности определяется упругими параметрами подсистем (модулями упругостями, плотностями сред). Магнитные параметры магнитных подсистем (констант магнитной анизотропии, магнитоупругой связи) незначительно влияют на частотные зависимости f(l). Это может быть связано с тем, что перенормировка ζ скорости распространения магнитоупругих волн

$$V_{I} = \sqrt{\frac{C'(1-\zeta)}{\rho_{I}}}, \quad \zeta = \zeta(\gamma, H, B_{i}, C_{ik}^{I}), \quad C' = C_{12}^{I} + 2C_{44}^{I} + \frac{C^{I^{*}}}{3}$$
по сравнению со скоростью

распространения упругих волн $V_{II} = \sqrt{\frac{C_{12}^{II} + 2C_{44}^{II} + \frac{C^{II*}}{3}}{\rho_{II}}}, C^{II*} = C_{11}^{II} - C_{12}^{II} - 2C_{44}^{II}}$ является незначительной для ИЖГ материалов. Однако, как показывают проведенные оценки, в магнитных материалах с высокими константами магнитоупругой связи (Тb гранате) область чувствительных к магнитным параметрам частот возрастает, и частотный диапазон немонотонности приближается к соответствующим значениям изменения частот, наблюдаемым за счет эффекта упругих параметров в пленках с малыми значениями магнитоупругих констант, например ИЖГ.

Немонотонный характер частотных зависимостей приводит к нарушению эквидистантного расположения гармоник резонансных частот. Известно, что в однородной среде (магнитной пленке) частоты размерных

резонансов в низкочастотной области спектра составляют гармонический ряд $(\sin(kd)=1)$, который на диаграмме $\frac{f_n}{n}(n)$ представляется прямой линией, параллельной оси *n*.

Проведенные исследования показывают, что введение дополнительных слоев приводит к отклонениям $\frac{f_n}{n}(n)$ от постоянного значения. Сравнение результатов исследований для структур с различным числом слоев, в частности, магнитных пленок, позволяет пролонгировать возможное поведение резонансных частот при увеличении числа чередующихся магнитных слоев. Нужно отметить тот факт, что наиболее яркие отклонения от линейной зависимости f(l) (появление немонотонностей) проявляется в структурах с небольшим числом магнитных слоев. При достаточно большом числе чередующейся слоистой магнитных пленок В структуре немонотонности на частотной зависимости f(l) сглаживаются.

Проведенные расчеты соответствуют конкретным образцам, полученным иттрий железистых гранатов (ИЖГ). основе на $\frac{f_n}{-}(n)$ спектра Экспериментальные исследования частотного для двусторонних пленок ИЖГ – галлий - гадолиниевый гранат (ГГГ) - ИЖГ подтверждают теоретический вывод 0 нарушении эквидистантности расположения гармоник резонансных частот. Графики экспериментальных и расчетных кривых для трехслойной структуры приведены на рис. 4.4. Сравнение результатов показывает достаточно хорошее соответствие и подтверждает адекватность предложенной модели.



Рис.4.4. Приведенные резонансные частоты f_n/n от номера гармоники n для трехслойной структуры ИЖГ-ГГГ-ИЖГ, d=0.007 см, l=0.0565 см, кривая 1 описывает экспериментальную зависимость, кривая 2-теоретическую ($\rho_1=5.17 \ e/cm^3$, $\rho_2=6.7 \ e/cm^3$, $C_{44}^{-1}=7.64 \ 10^{11}$ эр e/cm^3 , $C_{44}^{-1}=8.85 \ 10^{11}$ эр e/cm^3 , $B_1=3.48 \ 10^6$ эр e/cm^3 , $B_2=6.67 \ 10^6$ эр e/cm^3 , $C_{12}^{-1}=10.7 \ 10^{11}$ эр e/cm^3 , $C_{11}^{-1}=C_{12}^{-1,11}+4 \ C_{44}^{-1,11}$) [A27].

4.2. Эффективность возбуждения магнитоупругих и упругих волн в двухслойной структуре вида магнетик – немагнитный диэлектрик

Рассмотрим двухслойную структуру, состоящую из магнитной пленки толщины d и немагнитной подложки толщины l. Будем считать, что структура имеет кубическую симметрию и ориентированна в кристаллографическом направлении <001>. Геометрия задачи показана на рис.3.3, ее описание содержится в параграфе 3.2. Уравнения динамики совместно с граничными условиями позволяют определить амплитудные значения волновых компонент намагниченности. При проведении расчетов примем во внимание, что уравнения магнитодинамики при учете релаксации в магнитной системе имеют вид [41]

$$\frac{d\mathbf{M}}{dt} = -\gamma \left[\mathbf{M} \times \mathbf{H}_{\text{eff}} \right] + r_1 \mathbf{H}_{\text{eff}} - r_2 \left[\mathbf{M} \times \left[\mathbf{M} \times \mathbf{H}_{\text{eff}} \right] \right], \qquad (4.10)$$

здесь $\gamma > 0$ – гиромагнитное отношение, $H_{eff} = \frac{\delta F}{\delta m}$ - эффективное магнитное поле, r_1 , r_2 – релаксационные параметры магнитной подсистемы. Плотность энергии Е двухслойной системы, ориентированной в направлении [001], определим формулой (3.9) Расчет спектра магнитоупругих и упругих волн проводится для линейно-поляризованных плоских волн. Закон дисперсии определяется из линеаризованных уравнений динамики вида (3.8) с учетом релаксационных слагаемых как в (4.10), амплитудные значения волновых компонент, а также резонансные частоты стоячих волн находятся из граничных условий (3.12), (3.13). При учете релаксационных процессов из закона дисперсии определяются комплексные волновые вектора при фиксированных действительной k = k' + k'',значениях частоты Ø: вещественная часть которых k' определяет дисперсию, а мнимая k'' – пространственный декремент волн. В таком случае из системы граничных условий находятся амплитуды намагниченности и деформаций, как функции частоты и материальных параметров системы. При решении задачи мы используем подход Тирстена [56]. Этот подход позволяет свести решение однородных дифференциальных уравнений, вытекающей системы ИЗ граничных условий, к решению системы неоднородных алгебрагических уравнений. Решая неоднородную систему уравнений, определим амплитудные значения волновых компонент намагниченности, И следовательно, динамическую дифференциальную восприимчивость. Для получения интегральной восприимчивости проинтегрировать следует дифференциальную восприимчивость по толщине магнитного слоя. В результате получим магнитную восприимчивость, которая в общем случае является комплексной величиной: $\chi = \chi' + \chi''$, где χ' определяет дисперсию, а поглощение. Принимая χ"-BO внимание, что

 $m_x = m'_x + im''_x, m_y = m'_y + im''_y$ отметим, что действительная часть восприимчивости χ' определяется m'_y, m''_x - компонентами намагниченности m, а мнимая часть $\chi'' m'_x, m''_y$ - компонентами m. В общем случае восприимчивость является функцией частоты и материальных параметров системы $\chi = \chi(\omega, C^l_{ik}, \rho_I, \rho_{II}, K_1, B_1, B_2, H_0, l, d)$. Численный анализ позволяет исследовать поведение восприимчивости в зависимости от изменения материальных параметров системы.

Рассмотрим поведение резонансной восприимчивости при изменении относительной толщины магнитного слоя d, l+d=const для ряда гармоник резонансных частот при разных соотношениях упругих параметров слоев. Графики зависимости χ' от *d* для случая $C_{44}^{-1} > C_{44}^{-2}$ представлены на рис. 4.5. Значения параметров двухслойной структуры выбраны следующим образом:. параметры магнитной пленки соответствуют иттрий - железистому гранату, а упругие параметры подложки варьируются относительно упругих Рис. 4.6 параметров магнитного слоя. иллюстрирует зависимость восприимчивости от толщины магнитного слоя для частот гармоник размерных резонансов с нечетным *n*. На графиках буквами β обозначены участки, соответствующие положению границы раздела на расстояниях порядка $\lambda/4$ (d~ $\lambda/4$), где λ - длина магнитоупругой и упругой волны, буквами α – области полуволновых резонансных частот (d~ $\lambda/2$), буква γ соответствует области отсутствия возбуждения резонанса. Как видно на рис. 4.5 при приближении толщины магнитного слоя к λ/4 восприимчивость уменьшается (точка β), при приближении *d* к $\lambda/2$ (точка α) восприимчивость возрастает, и в точке у становится равной 0. (Отметим, что полуволновой максимум на первой гармонике не является выраженным, что допускается расчетами в рамках предложенной модели).



Рис.4.5. График зависимости резонансной восприимчивоси χ' от толщины магнитного слоя *d*. $C_{44}^{1}=7.64\cdot10^{11}\text{erg/cm}^{3}, C_{44}^{2}=6.64\cdot10^{11}\text{erg/cm}^{3}, C_{11}=26.9\cdot10^{11}\text{erg/cm}^{3};$ $C_{12}=10.77\cdot10^{11}\text{erg/cm}^{3}, B_{2}=6.67\cdot10^{6}\text{erg/cm}^{3}, B_{1}=3.48\cdot10^{6}\text{erg/cm}^{3};$ $K=1.3\cdot10^{4}\text{erg/cm}^{3}, m_{0}=140\text{G},$ $\gamma=1.76\cdot10^{7}(\text{Oe}\cdot\text{s})^{-1}, l+d=0.06$ сm. а) первая гармоника резонансных частот, b) третья гармоника, с)пятая гармоника [A29].

Аналогичная картина наблюдается и для гармоник резонансных частот с четным *n* (рис.4.6). Как и в предыдущем случае выделим три типа немонотонностей: участки α, β, γ на рис.4.6. Однако, для гармоник с четным порядковым номером направление изменения восприимчивости носит инверсный характер по сравнению с направлением изменения восприимчивости для гармоник резонансных частот с нечетным *n*.

Построим графики зависимости восприимчивости от резонансной частоты при заданных толщинах магнитного слоя. На рис. 4.7 представлен график зависимости χ' от порядкового номера гармоник резонансных частот n, отдельно на графиках (рис.4.7а, рис.4.7б) рассмотрены случаи четных и нечетных номеров n. На графиках видно, что в общем случае зависимость $\chi'(n)$ является немонотонной, немонотонности проявляются на частотах, соответствующих четверти длины волны (точки β) и половине длины волны (точки α). При этом на отдельных участках [0, β], [β , α], [α , β], восприимчивость χ' изменяется монотонным образом. Причем, направление изменения χ' различно для четных и нечетных номеров n. Как показано на вкладышах рис.4.7, например, на участке [0, β] χ' убывает с увеличением частоты для гармоник с нечетным n и возрастает для гармоник с четным n. Дальнейший характер изменения χ' виден на рис.4.7. Отметим, что при увеличении толщины магнитного слоя d ширина области монотонного изменения χ' сужается (см. вкладыш рис.4.7а).

Характер изменения динамической восприимчивости на резонансных частотах толщинных мод различен для образцов с различным соотношением размеров магнитного и немагнитного слоя. В образцах, где магнитный слой занимает значительный объем, резонансная восприимчивость достигает максимального значения на первых гармониках, и далее уменьшается по величине. В случае тонких магнитных пленок резонансная восприимчивость нарастает до максимального значения при увеличении частоты до значения,









Рис.4.6. График зависимости резонансной восприимчивоси χ' от толщины магнитного слоя *d*. $C_{44}^{1}=7.64\cdot10^{11}\text{erg/cm}^{3}, C_{44}^{2}=6.64\cdot10^{11}\text{erg/cm}^{3}, C_{11}=26.9\cdot10^{11}\text{erg/cm}^{3};$ $C_{12}=10.77\cdot10^{11}\text{erg/cm}^{3}, B_{2}=6.67\cdot10^{6}\text{erg/cm}^{3}, B_{1}=3.48\cdot10^{6}\text{erg/cm}^{3};$ $K=1.3\cdot10^{4}\text{erg/cm}^{3}, m_{0}=140\text{G},$ $\gamma=1.76\cdot10^{7}(\text{Oe}\cdot\text{s})^{-1}, l+d=0.06$ сm. а) вторая гармоника резонансных частот, b) четвертая гармоника, с) шестая гармоника [A29].

соответствующего половине длины волны и немонотонно уменьшается при дальнейшем увеличении частоты.

Исследован случай обратного соотношения между упругими параметрами составляющих сред C₄₄⁻¹ <C₄₄⁻². Проведенные исследования показывают, что картина, полученная для случая C₄₄⁻¹ >C₄₄⁻² инверсно изменяется. Т.е. наблюдаются все отмеченные выше особенности, но направления изменения намагниченности идут с противоположным знаком по сравнению со случаем С₄₄¹ >С₄₄² Изменение величины постоянного магнитного поля приводит к уменьшению амплитудного значения намагниченности и соответственно понижению восприимчивости системы. Проведенные исследования показывают, что имеет место немонотонное изменение резонансной магнитной восприимчивости, обусловленное присутствием немагнитной При компоненты В системе. толщинах магнитного слоя, равных половине и четверти длины волны на частотных зависимостях резонансных восприимчивостей наблюдаются особенности. Особенности восприимчивости на резонансных частотах толщинных мод связаны как с упругими свойствами слоев, так и с положением границы раздела. При определенном соотношении геометрических и физических параметров сред размерные резонансы перестают возбуждаться. Анализ показывает, что такая ситуация реализуется в случае, когда на толщине магнитного слоя укладывается четное число полуволн. В случае, когда на толщине магнитного слоя укладывается нечетное число полуволн, напротив восприимчивость достигает своего экстремального значения. Особенности восприимчивости на частотах, соответствующих четверти длины магнитоупругой и упругой волны могут трактоваться с помощью явления четвертьволнового резонанса, который может реализовываться в магнитных пленках при несимметричных граничных условиях.



Рис. 4.7. График зависимости восприимчивости χ' от порядкового номера гармоник нечетные резонансных частот n, a) номера n, б) четные номера n. $C_{44}^{1} = 7.64 \cdot 10^{11} erg/cm^{3}, C_{44}^{2} = 6.64 \cdot 10^{11} erg/cm^{3}, C_{11} = 26.9 \cdot 10^{11} erg/cm^{3};$ $C_{12} = 10.77 \cdot 10^{11} erg/cm^{3}, B_{2} = 6.67 \cdot 10^{6} erg/cm^{3}, B_{1} = 3.48 \cdot 10^{6} erg/cm^{3}; K = 1.3 \cdot 10^{4} erg/cm^{3}, m_{0} = 140G, K = 1.3 \cdot 10^{4} erg/cm^{3}, M_{1} = 1.48 \cdot 10^{6} erg/cm^{3}; K = 1.3 \cdot 10^{4} erg/cm^{3}, M_{1} = 1.48 \cdot 10^{6} erg/cm^{3}; K = 1.3 \cdot 10^{4} erg/cm^{3}, M_{1} = 1.48 \cdot 10^{6} erg/cm^{3}; K = 1.3 \cdot 10^{4} erg/cm^{3}, M_{1} = 1.48 \cdot 10^{6} erg/cm^{3}; K = 1.3 \cdot 10^{4} erg/cm^{3}, M_{2} = 1.48 \cdot 10^{6} erg/cm^{3}; K = 1.3 \cdot 10^{4} erg/cm^{3}, M_{2} = 1.48 \cdot 10^{6} erg/cm^{3}; K = 1.3 \cdot 10^{4} erg/cm^{3}, M_{2} = 1.48 \cdot 10^{6} erg/cm^{3}; K = 1.3 \cdot 10^{4} erg/cm^{3}, M_{2} = 1.48 \cdot 10^{6} erg/cm^{3}; K = 1.3 \cdot 10^{4} erg/cm^{3}, M_{2} = 1.48 \cdot 10^{6} erg/cm^{3}; K = 1.3 \cdot 10^{4} erg/cm^{3}, M_{2} = 1.48 \cdot 10^{6} erg/cm^{3}; K = 1.3 \cdot 10^{4} erg/cm^{3}, M_{2} = 1.48 \cdot 10^{6} erg/cm^{3}; K = 1.3 \cdot 10^{4} erg/cm^{3}, M_{2} = 1.48 \cdot 10^{6} erg/cm^{3}; K = 1.3 \cdot 10^{4} erg/cm^{3}; K = 1.3 \cdot$ γ =1.76·10⁷(Oe·s)⁻¹, *l*+*d*=0.06 сm, *d*=0.004 сm. Вкладыш рис. 12а. График зависимости $\chi'(n)$ на участке $[0, \beta]$ при нечетных *n* для разных толщин магнитного слоя *d*, точки зависимости 1 соответствуют d=0.002 см, 2- d=0.003 см, 3 - d=0.004 см. Вкладыш рис.12б. График зависимости $\chi'(n)$ на участке [0, β] при четных *n* , *d*=0.004 см [A29].

Проведено исследование эффективности возбуждения резонансных частот на основе рассмотрения магнитной восприимчивости на резонансных частотах толщинных мод магнитоупругих и упругих волн. Показано, что наряду с появлением немонотонных областей, наблюдаемых при совпадении границы раздела с $\lambda/2$, на частотных зависимостях восприимчивости обнаружены также особенности в окрестности совпадении границы раздела с $\lambda/4$, при этом резонансная восприимчивость неоднородной структуры изменяется немонотонным образом. Характер немонотонности зависит от соотношений между упругими модулями сред, положения границы раздела сред и различен для четных и нечетных порядковых номеров гармоник размерных резонансов. Эффективность возбуждения гармоник резонансных частот может регулироваться вариациями геометрических и физических двухслойной Экстремальные характеристик системы. значения восприимчивости на резонансных частотах толщинных мод наблюдаются не только при совпадении границы раздела сред с $\lambda/2$, но и с $\lambda/4$. При произвольной толщине магнитного слоя вероятность наблюдать эффективное возбуждение высших гармоник толщинных мод возрастает, поскольку на высоких частотах резко увеличивается количество особенностей. Однако, максимальное значение резонансной восприимчивости имеет место при совпадении границы раздела с $\lambda/2$ и уменьшается далее при $3\lambda/2$, $5\lambda/2$.

4.3. Толщинные моды магнитоупругих волн в продольно – намагниченной ферромагнитной пластине

Рассмотрим ферромагнитную пластину, намагниченную до насыщения вдоль оси *OZ* внешним магнитным полем напряженности H_0 , занимающую область пространства 0 < z < d. Переменное магнитное поле *h*, направлено вдоль оси *OY*. Геометрия задачи представлена на рис. 4.8. Предположим, что пластина является упруго изотропной.



Рис.4.8. Геометрия задачи

Линеаризованные уравнения динамики для намагниченности и деформаций в данном случае имеют вид [A35]:

$$\begin{aligned} \frac{\partial^2 u_x}{\partial t^2} &= V_l^2 \frac{\partial^2 u_x}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 u_z}{\partial z \partial x} (V_l^2 - V_l^2) + V_l^2 \frac{\partial^2 u_x}{\partial z^2} + \frac{B}{M_0} \frac{\partial M_x}{\partial z} \\ \frac{\partial^2 u_y}{\partial t^2} &= V_l^2 (\frac{\partial^2 u_y}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 u_y}{\partial z^2}) + \frac{B}{M_0} \frac{\partial M_y}{\partial z} \\ \frac{\partial^2 u_z}{\partial t^2} &= V_l^2 \frac{\partial^2 u_z}{\partial z^2} + \frac{\partial^2 u_x}{\partial z \partial x} (V_l^2 - V_l^2) + V_l^2 \frac{\partial^2 u_z}{\partial x^2} + \frac{B}{M_0} \frac{\partial M_x}{\partial x} \\ \frac{\partial M_x}{\partial t} &= -\frac{\gamma}{M_0} \omega_H M_y + \frac{B}{M_0} \frac{\partial u_y}{\partial z} \\ \frac{\partial M_y}{\partial t} &= \frac{\gamma}{M_0} \omega_H M_x + \frac{B}{M_0} \frac{\partial u_x}{\partial z} + \frac{B}{M_0} \frac{\partial u_z}{\partial x} \end{aligned}$$
(4.11)

Граничные условия задачи определяются условием отсутствия напряжений на поверхности пластины и имеют следующий вид [А35]

$$\sigma_{xy} = \frac{\partial u_y}{\partial x} = 0$$

$$\sigma_{xz} = \rho V_t^2 \left(\frac{\partial u_x}{\partial z} + \frac{\partial u_z}{\partial x} \right) + \frac{B}{M_0} M_x = 0$$

$$\sigma_{xx} = \rho V_l^2 \left(\frac{\partial u_x}{\partial x} + \frac{\partial u_z}{\partial z} \right) - 2\rho V_t^2 \frac{\partial u_z}{\partial z} = 0$$

(4.12)

Бегущая волна распространяется в направлении намагничивающего внешнего поля, В направлении нормали к поверхности пластины формируется стоячая волна. Соответствующие решения системы уравнений (4.11) ищутся в виде $u_x = u_x^0 \exp(i(\omega t - k_x x - k_z z))$. Аналогичные соотношения справедливы для u_y, u_z, m_x, m_y, h . Условие совместности системы уравнений (4.11) дает дисперсионное уравнение шестой степени относительно k_x . Решение дисперсионного уравнения определяет шесть значений волновых чисел, соответствующих шести связанным волнам, которые могут распространяться внутри магнитного слоя. Следует отметить, что при данной геометрии $k_{xi} = -k_{xj}$, i = 1, 2, 3; j = 4, 5, 6. Общее решение системы уравнений (4.11) записывается в виде суммы парциальных волн [58]:

$$u_x, u_y, u_z, m_x, m_y \sim \sum \alpha_{jk} A_j \exp(ik_x^j) \exp(ik_z z - \omega t)$$
(4.13)

где α_{jk} - амплитудные коэффициенты волновых компонент, которые определяются из уравнений (4.11) исключением одного уравнения и принятием амплитудных коэффициентов одной из волновых компонент равными единице. Решения (4.13) должны удовлетворять условиям отсутствия напряжений на поверхности пластины (4.12). После подстановки решений (4.13) в граничные условия (4.12) получим систему линейных уравнений относительно $A_{j.}$ Системы уравнений (4.11), (4.12) позволяют решить две основные задачи – о спектре стоячих волн и о законах дисперсии

бегущих волн. В данной работе мы будем рассматривать особенности резонансных частот стоячих волн в присутствии волны, распространяющейся вдоль пластины. Согласно [55] будем полагать, что граничные условия для стоячих волн определяют вещественные значения волнового вектора k_z . Для расчета используем подход, предложенный в работе [56] и апробированный при расчетах часто размерных резонансов в главе 3. Значения резонансных частот найдем из условия равенства нулю определителя системы граничных уравнений при фиксированных значениях волнового вектора k_z . Задача решена численно, полученные зависимости резонансных частот от физических и геометрических параметров системы обсуждаются ниже.

Графики зависимости резонансных частот толщинных мод МУ волн от модуля волнового вектора k_z МУ волны, распространяющейся в направлении намагничивания, приведены на рис.4.9. Семейство дисперсионных кривых, представленных на рис.4.9 идентифицируется с основными гармониками Ha рис.4.9 размерных резонансов. представлены частот случаи, соответствующие различным значениям модуля упругости С_{11.} Меньшему значению модуля C_{11} соответствует семейство кривых 1, большему значению модуля C_{11} соответствует семейство кривых 2. Расчеты проводились при следующих значениях параметров V_t=3.93·10⁵ cm/s, C₄₄=8.06·10¹¹erg/cm³, B=6.67·10⁶ erg/cm³, H=1000 Oe, K=1·10⁴ erg/cm³, m₀=140 G, γ =1.76·10⁷ (Oe·s)⁻¹, $\rho = 5.2 \text{ g/cm}^3$.

Отметим характерные особенности полученных зависимостей. Имеет место наклон дисперсионных кривых по отношению к оси, направленной вдоль k_z . Величина угла наклона зависит от модуля упругости C_{11} , плотности вещества ρ и толщины пластины d. Зависимость изменения угла наклона графиков ω_n (k_z) от перечисленных параметров выглядит следующим образом.



Рис.4.9. Зависимость резонансной частоты ω_n от волнового вектора k_z. Кривые, обозначенные • соответствуют семейству $1 - C_{11} = 16.9 \cdot 10^{11} \text{ erg/cm}^3$, кривые, обозначенные ° соответствуют семейству $2 - C_{11} = 26.9 \cdot 10^{11} \text{ erg/cm}^3$, d=0.07 cm [A35].

При увеличении модуля упругости *C*₁₁ наклон кривых увеличивается, при уменьшении модуля упругости *C*₁₁ угол наклона уменьшается.

- 1. При увеличении плотности вещества наклон кривых уменьшается
- 2. Изменение параметров C₄₄, B, K_A, H не влияет на дисперсионные зависимости.

Из п.1, 2, 3 следует, что при возрастании $V_t = C_{44}/r$ угол наклона дисперсионных кривых увеличивается, при возрастании $V_l = C_{11}/r$ также наблюдается возрастание угла наклона, причем более резкое по сравнению с предыдущим случаем.

В одном семействе содержится множество дисперсионных кривых, каждая из которых соответствует определенному номеру гармоники резонансных частот.

Наблюдается смещение дисперсионных кривых при изменении толщины пластины *d*. При уменьшении *d* частоты основных гармоник возрастают, при увеличении *d* понижаются.

На рис.4.10 показана зависимость приведенной к порядковому номеру гармоники (n) частоты ω_n/n от номера гармоники n при разных значениях волнового числа k_z . Имеет место неэквидистантность в расположении основного ряда гармоник резонансных частот. Наибольшие отклонения от идеального гармонического ряда наблюдаются при малых значениях n (в случае низших гармоник). Отклонения увеличиваются при увеличении значений волнового числа k_z . Расположение высших гармоник резонансных частот приближается к эквидистантному гармоническому ряду.

Обсудим особенности толщинных спектра мод при учете взаимодействия МУ волн, проанализируем полученные результаты в сравнении с частными случаями распространения МУ волн в направлениях **ОХ** и **ОZ**. В уравнениях динамики для волны, распространяющейся в направлении ОХ, связанными являются компоненты вектора деформаций и намагниченности: u_z, m_x, m_y . Решение уравнений динамики ищется в виде линейно-поляризованной волны. Для волны, распространяющейся В направлении оси **OZ**, связанными являются u_x, u_y, m_x, m_y компоненты. Решение представляется в виде циркулярно – поляризованной волны. И в первом и во втором случаях в уравнениях динамики отсутствуют смешанные производные. В (4.11),уравнениях динамики описывающих взаимодействующие МУ волны, сдвиговые упругие моды связаны между собой посредством магнитной подсистемы: все компоненты u_x, u_y, u_z, m_x, m_y являются связанными. В уравнениях имеются смешанные производные, весовой множитель которых определяется значением $p = (V_l^2 - V_t^2)$. Следует ожидать, что дисперсионные зависимости, частоты размерных резонансов в

этом случае будут определяться как параметрами $V_t = \sqrt{\frac{C_{44}}{\rho}}, d$, так и

параметром $V_l = \sqrt{\frac{C_{11}}{\rho}}$.



Рис.4.10. Зависимость приведенной частоты ω_n/n от порядкового номера гармоники *n* при разных значениях волнового вектора k_z , $C_{11}= 26.9 \cdot 10^{11} \text{erg/cm}^3$, d=0.07 cm, кривая 1 получена при значениях k_z .=1, кривая 2 – при k_z .=20, кривая 3 – при k_z .=40 [A35].

ΜУ Таким образом, при учете взаимодействия волн. распространяющихся в разных направлениях, в уравнениях динамики появляются дополнительные слагаемые по сравнению со случаем одной комбинации волны, решения представляются В виде линейно поляризованных и циркулярно - поляризованных волн, имеющих разные скорости распространения. В отличие от толщинных мод МУ волны, распространяющейся нормали поверхности ВДОЛЬ К однородно намагниченной пластины, при взаимодействии МУ волн наблюдаются отклонения от гармонического закона основных гармоник приведенных частот. Причем отклонения существенны при увеличении волнового числа k_z . Резюмируя, основные результаты заключаются в следующем:

Частоты толщинных мод МУ волн в ферромагнитной пластине определяются не только поперечными, но и продольными размерами пластины. Частота резонансного возбуждения толщинных мод может изменяться при изменении волнового вектора k_z и связанного с ним продольного размера пластины. Наблюдается наклон графиков $\omega(k_z)$ по отношению к оси, направленной вдоль k_z . Величина угла наклона

дисперсионных кривых регулируется с помощью упругих параметров и поперечных размеров ферромагнитной пластины. Гармоники резонансных частот отклоняются от идеального гармонического ряда. Величина неэквидистантности зависит от волнового числа k_z и наиболее ярко проявляется для низших гармоник резонансных частот.

Наблюдаются существенные отличия толщинных мод по сравнению со случаем рассмотрения одной МУ волны, распространяющейся вдоль нормали к поверхности. В последнем случае резонансные частоты определяются в основном поперечными размерами системы и поперечной скоростью звука $V_t = \sqrt{\frac{C_{44}}{\rho}}$ [A10, A15]. Частоты размерных резонансов МУ волн при наличии волны, распространяющейся вдоль поверхности пластины, зависят также от параметра $V_t = \sqrt{\frac{C_{11}}{\rho}}$, определяются волновым вектором k_z , связанным с длиной пластины и поперечными размерами пластины.

4.4. Размерные резонансы магнитоупругих и упругих волн в двухслойной структуре магнетик – немагнитный диэлектрик в магнитном поле, приложенном вдоль поверхности

Исследована двухслойная планарная структура: ферромагнитная пластина толщины d, рассмотренная в предыдущем параграфе, помещена на немагнитную упругую подложку толщины l. Постоянное поле H направлено вдоль оси OZ, переменное поле h приложенное вдоль оси OY вызывает колебания намагниченности, распространяющиеся в направлениях осей OX, OZ. Динамика системы описывается на основе уравнений магнитодинамики Ландау – Лифшица для магнитной среды и уравнений теории упругости для обоих слоев. При решении задачи используются граничные условия – условия отсутствия напряжений на свободных границах системы. Процедура

построения решений осуществляется на основании методик, изложенных в параграфах 3.2 и 4.1. Результаты расчета резонансных частот показаны на рис.4.11. На графиках рис.4.11 видно, что наличие k_z компоненты волнового вектора изменяет характер поведения основных гармоник резонансных частот. Для сравнения графики зависимостей $f_i(d)$ при $k_z=0$ приведены на рис 4.11. слева. Отметим, что частотные зависимости размерных резонансов имеют немонотонный характер, положение и форма области немонотонного поведения функции $f_i(d)$ зависит от упругих параметров материалов слоев, а также от волнового числа магнитоупругой волны, распрастраняющейся в направлении постоянного магнитного поля. Немонотонные области – «перетяжки» на кривых $f_i(d)$ появляются при совпадении положения границы раздела с узлами стоячей волны. Число немонотонных областей возрастает при увеличении порядкового номера гармоники и достигает максимальных значений в высокочастотной области спектра. Присутствие z - компоненты бегущей волны модифицирует диаграммы $f_i(d)$ - графики, расположенные на рис. справа. На графиках видно, что при малых значениях волнового числа k_z зависимости $f_i(d)$ аналогичны результатам, полученным ранее (п.3.2). При увеличении волнового числа k₂ ситуация изменяется – перетяжки для высших гармоник резонансных частот сглаживаются таким образом, что В высокочастотной области спектра остается одна область немонотонности. Ра показывают, что размер немонотонной области регулируется счеты изменением соотношения между модулями упругости магнитного и немагнитного слоев. При увеличении величины модуля упругости немагнитного слоя C_{12}^{II} немонотонность, связанная с волновым числом k_{7} С12^{II} размер немонотонной области сглаживается, при уменьшении увеличивается.



Рис. 4.11. Графики зависимости гармоник частот размерных резонансов от толщины магнитного слоя *d*; на графиках, расположенных слева, представлен случай $k_z = 0$, $C_{44}^{I} = 7.64 \cdot 10^{10} \text{ Jm}^{-3}, C_{44}^{II} = 6.64 \cdot 10^{10} \text{ Jm}^{-3}, C_{11} = 26.9 \cdot 10^{10} \text{ Jm}^{-3}; C_{12} = 10.77 \cdot 10^{10} \text{ Jm}^{-3}, B_2 = 6.67 \cdot 10^5 \text{ Jm}^{-3}, B_1 = 3.48 \cdot 10^5 \text{ Jm}^{-3}; K=1.3 \cdot 10^3 \text{ Jm}^{-3}, m_0 = 1.40 \cdot 10^2 \text{ T}, \gamma = 1.4 \cdot 10^9 \text{ mAs}^{-1}, 1+d = \text{солst} = 5.5 \cdot 10^{-4} \text{ m}, a$) первая гармоника, б) вторая гармоника, в) третья гармоника.

На графиках, расположенных справа, представлен случай $k_z \neq 0$ (d-f) • $k_z = 1$, • $k_z = 20$, $\circ k_z = 30$, $C_{12}^{II} = 14.77 \cdot 10^{10}$ Jm⁻³, $C_{12}^{II} = 10.77 \cdot 10^{10}$ Jm⁻³, $m_0 = 1.40 \cdot 10^2$ T, $B = 6.67 \cdot 10^5$ Jm⁻³, $C_{44}^{I} = (C_{11}^{II} - C_{12}^{II})/2$, $K = 1 \cdot 10^3$ Jm⁻³, $\gamma = 1.4 \cdot 10^9$ mAs⁻¹, $C_{11}^{II} = 26.9 \cdot 10^{10}$ Jm⁻³, $\rho_I = 5.2 \cdot 10^{-3}$ kg·m⁻³, $\rho_{II} = 5.2 \cdot 10^{-3}$ kg·m⁻³, $\rho_{II} = 5.2 \cdot 10^{-3}$ kg·m⁻³, $C_{11}^{II} = 26.9 \cdot 10^{10}$ Jm⁻³, $l+d = 5.4 \cdot 10^{-4}$ m, г) первая гармоника, д) вторая гармоника, е) третья гармоника [A39].

Таким образом, следует ожидать, что для системы с большими значениями модулями упругости немагнитного слоя начальная форма кривой $f_i(d)$ (при $k_z=0$) может быть восстановлена при больших значениях волнового числа k_z .

Данные расчеты показывают, что толщинные моды магнитоупругих и упругих волн зависят от волнового числа k_z , связанного с продольными размерами образца. Это указывает на то, что в реальных образцах при разбросе длины пластины имеет место многомодовость МУ и упругих колебаний.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ К ГЛАВЕ 4

<111> Исследованы ориентированные трехслойные структуры, сопоставлены частоты размерных резонансов в трехслойных и двухслойных структурах, проведено сравнение теоретических результатов С экспериментальными данными. Приведены результаты исследования магнитной восприимчивости на резонансных частотах толщинных мод магнитоупругих И упругих колебаний В двухслойной <100> ориентированной структуре. Построены зависимости восприимчивости от относительной толщины магнитного слоя различных для гармоник Исследована резонансных частот. зависимость восприимчивости OT порядкового номера гармоник резонансных частот. Обсуждаются причины появления особенностей в поведении восприимчивости в области четверть и полуволновых резонансов. Исследованы особенности частот размерных

резонансов при учете взаимодействия с магнитоупругой волной, распространяющейся вдоль поверхности пластины.

В результате проведенного исследования, выявлены следующие основные закономерности:

-эффективность возбуждения гармоник резонансных частот определяется магнитной составляющей системы, зависит от упругих свойств слоев и относительной толщины магнитного слоя

-наблюдаются экстремумы магнитной восприимчивости двухслойной системы при толщинах магнитного слоя, пропорциональных нечетному числу половин и четвертей длин магнитоупругих и упругих волн

-не наблюдается отклика системы на магнитное поле (восприимчивость принимает нулевые значения) при толщинах магнитного слоя, равных целому числу магнитоупругих и упругих волн

-зависимости восприимчивости от относительной толщины немагнитного слоя являются немонотонными функциями. Характер немонотонности определяется четностью порядковых номеров гармоник частот, соотношением упругих модулей сред и граничными условиями на поверхности образца

-эффективность возбуждения гармоник резонансных частот в многослойной структуре зависит от объема, числа и положения магнитных слоев. По заданной толщине, количеству магнитных слоев в многослойной структуре можно определить номера максимально резонирующих гармоник. Например, в случае трехслойной структуры, при d=L/3 при последовательном расположении магнитных слоев нечетные номера гармоник, кратные трем не возбуждаются. В случае разделения магнитных компонент немагнитной составляющей имеет место обратная картина: наиболее эффективно возбуждаются нечетные номера гармоник, кратные трем

МУ волн В ферромагнитной пластине -частоты толщинных мод определяются не только поперечными, но и продольными размерами пластины. Частота резонансного возбуждения толщинных мод может изменяться при изменении волнового вектора k_z и связанного с ним продольного размера пластины. Гармоники резонансных частот отклоняются от идеального гармонического ряда. Величина неэквидистантности зависит от волнового числа k_z и наиболее ярко проявляется для низших гармоник резонансных частот. Толщинные моды магнитоупругих и упругих волн зависят от волнового числа k_z, связанного с продольными размерами образца. Это указывает на то, что в реальных образцах при разбросе длины пластины может иметь место многомодовость МУ и упругих колебаний.
ГЛАВА 5. ФОТОИНДУЦИРОВАННЫЕ ЭФФЕКТЫ НА ОПТИЧЕСКОМ ПОГЛОЩЕНИИ ИТТРИЙ - ЖЕЛЕЗИСТЫХ ГРАНАТОВ

Введение

В современной магнитной микроэлектронике широкое применение ферритов-гранатов. Это обусловлено находят кристаллы И пленки сочетанием ряда уникальных свойств, присущих ферритам-гранатам: высокой оптической прозрачностью (для ИЖГ в полосе прозрачности 1,1-5,5 µm коэффициент поглощения 0,03-0,1 cm⁻¹), большими магнитооптическими эффектами (для ИЖГ эффект Фарадея 62 deg/cm), рекордно-узкой шириной линии ферромагнитного резонанса, разнообразием доменных структур, параметрами которых можно управлять в широких диапазонах температур и внешних магнитных полей. Данные свойства позволяют эффективно использовать ферриты-гранаты в устройствах микроэлектроники, таких как управляемые транспаранты, магнитооптические модуляторы, запоминающие устройства на цилиндрических магнитных доменах и т.д.

Одним из наиболее изученных ферритов-гранатов является иттрийжелезистый гранат (ИЖГ). Наряду с выше указанными свойствами он обладает способностью при низких температурах изменять свои магнитные, электрические, магнитооптические И оптические характеристики В результате освещения. Причем только в ИЖГ при определенном легировании фотоиндуцированные явления вызываются воздействием поляризованного и неполяризованного света. Кроме того, фотоиндуцированные эффекты в ИЖГ проявляются до более высоких температур, чем в других известных фотомагнитных материалах. В легированных кремнием Y₃Fe₅O₁₂ наряду с фотоиндуцированнымм уменьшением магнитной проницаемости визуально наблюдалось блокирование колебаний доменных границ под воздействием освещения. Фотоиндуцированный эффект уменьшения проницаемости и

изменения параметров петли магнитного гистерезиса наблюдался не только на монокристаллах, но и на поликристаллических образцах. При освещении наблюдались характерные признаки перминвар-эффекта: независимость магнитной проницаемости от амплитуды переменного поля HИ безгистерезисное движение доменных границ при малых напряженностях Фотоиндуцированные магнитного поля. магнитные явления в железоиттриевом гранате наблюдаются и в отсутствии доменной структуры, то есть в магнитонасыщенном состоянии. Это эффект изменения поля анизотропии ФМР в направлениях типа (111) при освещении (названный фотомагнитным отжигом), который был первым ИЗ обнаруженных фотомагнитных явлений. При освещении наблюдалось изменение магнитной кристаллографической анизотропии, возникновение линейного дихроизма. При этом восстановление первоначального состояния образца возможно повторным его освещением с соответствующим направлением поляризации света, то есть эти эффекты являются обратимыми. Для объяснения необратимых фотоиндуцированных эффектов изменения проницаемости, коэрцитивной силы и др. в железоиттриевом гранате, легированном небольшим количеством кремния, была предложена двухцентровая модель, объяснения ФФЭ CdCr₂Se₄. использованная И для В Обратимые фотоиндуцированные магнитные эффекты объясняются валентным обменом фотона между ионами железа, при поглощении находящимися В неэквивалентных (относительно направления намагниченности) узлах. Таким образом, В легированном октаэдрических кремнием железоиттриевом гранате предполагается возникновение при освещении обуславливает стабилизацию наведенной анизотропии, которая намагниченности (доменной структуры), имеющейся в образце.

Фотоиндуцированные магнитные эффекты исследовались в ферритахгранатах, в ортоферритах, в слабых ферромагнетиках, в антиферромагнетиках. Интерес к фотоиндуцированным магнитным,

оптическим и магнитооптическим явлениям в ферритах гранатах и шпинелях, к влиянию оптического излучения на магнитные свойства легкоплоскостных слабых ферромагнетиков сохраняется по настоящее время. Фотоиндуцированные эффекты отражены в обзорах [214 - 217] и монографиях [218, 219].

В главе 5 представлены результаты теоретических исследований оптических свойств иттрий-железистых гранатов при воздействии света. В первом параграфе приводятся основные данные по оптическому поглощению и фотоиндуцированному эффекту в иттрий – железистых гранатах. В параграфах 5.2 – 5.4 представлены результаты исследований, выполненных автором диссертации особенностей оптического поглощения октаэдрических ионов Fe²⁺ и Fe⁴⁺ в ближних и в дальних относительно легирующих примесей положений [А41 – А43]. Приводятся результаты расчета характеристик расщепления основного состояния и вероятностей переходов между расщепленными уровнями ионов Fe^{2+} и Fe^{4+} с учетом тригональных (дальние положения) И нетригональных (ближние положения) компонент (КП). Построены кристаллического поля спектральные зависимости коэффицента оптического поглощения. В параграфе 5.5 исследован фотоиндуцированный эффект на оптическом поглощении ионов Fe²⁺ и Fe⁴⁺. Представлены рассчитанные автором разностные кривые спектальных зависимостей оптического поглощения при перераспределении ионов Fe²⁺ и Fe⁴⁺ из ближних относительно примесных ионов в дальние положения [A41 – А43]. Проводится сопоставление данных эксперимента и теоретического исследования. В рамках предложенной теоретической модели объясняются наблюдаемые на эксперименте спектральные зависимости коэффициента оптического поглощения.

5.1. Оптическое поглощение и фотоиндуцированные эффекты на оптическом поглощении иттрий – железистых гранатов в видимой и ближней инфракрасной области спектра

Ферриты – гранаты характеризуются высокой прозрачностью в ближней инфракрасной области спектра, где имеется окно прозрачности в интервале длин волн 1.5 – 5.5 мкм, коэффициент поглощения α в этом спектральном диапазоне очень мал (< 0.1 см⁻¹) [73]. Однако в этом интервале несколько присутствовать пиков поглощения, связанных могут c электронными переходами в редкоземельных ионах R^{3+} в c – подрешетке (за исключением ионов Lu³⁺, Y³⁺, Ga³⁺, La³⁺). В окне прозрачности поглощение определяется примесями и разного рода несовершенствами образцов. При 10< λ <100 (мкм) поглощение феррит – гранатов весьма интенсивно и связано с колебательным спектром молекул. В области длин волн $\lambda > 5.5$ мкм наблюдается рост оптического поглощения, связанный с поглощением квантов света кристаллической решеткой. При λ>100 мкм вплоть до СВЧ – диапазона ферриты – гранаты обладают высокой прозрачностью, а уровень поглощения определяется дефектами кристаллической решетки [73].

Спектры поглощения феррит – гранатов в видимом и ближнем ИК суперпозицией вкладов диапазоне определяются OT внутриионных электродипольных переходов Fe³⁺ в кристаллическом поле с типичной силой осциллятора (пропорциональной площади соответствующего пика поглошения) $f \sim 10^{-5}$ и значительно более интенсивных и широких переходов межионного тина с обменом заряда в области частот v>20 000 см-1 с типичной силой *f*~10⁻³ [74] (рис. 5.1).

Собственное поглощение ферритов – гранатов в диапазоне λ =0.44 - 1.3мкм. Спектр поглощения беспримесных ферритов – гранатов в диапазоне 0.44 - 1.3мкм описывается в рамках теории кристаллического поля. Основным состоянием свободного иона Fe³⁺ является терм ⁶S, при этом все пять *d* -

электронов по правилу Хунда имеют параллельную ориентацию спинов (S=5/2, L=0). Первое возбужденное состояние – терм ⁴G имеет (S=3/2, L=4), следующее возбужденное состояние ${}^{4}F$ (S=3/2, L=3/2), ${}^{4}D$ (S=3/2, L=2), ${}^{4}P$ (S=3/2, L=1) [73, 74]. Кристаллическое поле изменяет положение возбужденных состояний и частично снимает их вырождение. Оптическое поглощение ИЖГ в видимой и ближней ИК области происходит за счет ионов Fe^{3+} переходов ${}^{6}A_{1g} \rightarrow {}^{4}T_{1g}$, ${}^{6}A_{1g} \rightarrow {}^{4}T_{2g}$ в октаэдрическом комплексе и переходов в тетраэдрическом комплексе ${}^{6}A_{1} \rightarrow {}^{4}T_{1}$ и ${}^{6}A_{1} \rightarrow {}^{4}T_{2}$. Большая интенсивность пиков поглощения тетраэдрической связанных С подрешеткой, обусловлена тем, что переходы в октаэдрической подрешетке запрещены как по спину, так и по четности, тогда как переходы в тетраэдрическом комплексе запрещены только по спину, т.к. эти комплексы не имеют центра симметрии.



Рис. 5.1 Спектр поглощения монокристалла Y₃Fe_{3.85}Ga_{1.15}O₁₂ при 77К [69].

Изменение параметра решетки феррита – граната, при введении в нее редкоземельных ионов приводит к существенному сдвигу положения первого

низкочастотного перехода ${}^{6}A_{1g} \rightarrow {}^{4}T_{1g}$ октаэдрического иона Fe³⁺. При увеличении параметра решетки наблюдается смещение максимума пика в область больших частот. Наблюдаемый сдвиг обусловлен изменением кристаллического поля, в котором находится ион Fe³⁺, в результате изменения расстояния между ионами кислорода и ионами железа. Смещение перехода приводит к изменению оптического поглощения на длинах волн около 1 мкм [73].

Другим фактором, влияющим на оптическое поглощение при λ ~1 мкм, является температура: при увеличении температуры происходит смещение края собственного поглощения в область больших значений длин волн, что обусловлено возрастанием ширины полосы поглощения [69].

Собственное поглощение ферритов – гранатов в коротковолновой области λ<0.44 мкм имеет особенности – наличие переходов высокой интенсивности с большой шириной линий. Наиболее интенсивные переходы в иттрий – железистых гранатах при $\lambda < 0.44$ мкм не могут быть объяснены на основе переходов между расщепленными уровнями Fe³⁺ в кристаллических полях октаэдрической и тетраэдрической симметрии. Исследования [73] показали квадратичную зависимость коэффициента оптического поглощения от содержания железа. Это означает, что процессы внутри полосы носят коллективный характер. Для объяснения природы интенсивных полос было предложено несколько моделей: модель биэкситона [74], согласно которой при поглощении кванта света происходит одновременное возбуждение двух соседних ионов железа в одной и той же или разных магнитных подрешетках. Согласно другой модели – модели возбуждения молекулярных комплексов Fe-O-Fe [220] имеют место переходы с переносом заряда с молекулярных орбиталей ионов кислорода на молекулярные орбитали октаэдрических ионов железа. Модель, предложенная в [75 - 77], связывает интенсивные полосы поглощения с переходами с переносом заряда между ионами железа в октаэдрической и тетраэдрической координациях.

Дополнительное оптическое поглощение может вызываться упругими напряжениями (структурными искажениями) И наличием примесей. Собственное поглощение ферритов – гранатов в видимой и ближней ИК – (подробно спектра рассмотренное выше) области определяется электродипольными переходами ионов Fe³⁺. В реальных кристаллах спектр поглощения носит более сложный характер [71], т.к. на собственный спектр поглощения накладывается дополнительное поглощение, обусловленное точечными и протяженными дефектами, неконтролируемым внедрением примесей при синтезе, упругими напряжениями и др. [73, 74]. Структурный дополнительного оптического поглощения связан с дефектами тип кристалличекой решетки [69], в этом случае сила осцилляторных переходов ионов Fe³⁺ растет по мере снижения симметрии кислородного окружения. Другой механизм, объясняет дополнительное оптическое поглощение за счет присутствия нетрехвалентных ионов железа и других примесных ионов, замещающих ионы железа. Снижение симметрии кислородного окружения приводит к росту силы осциллятора электронных переходов ионов Fe³⁺. Присутствие достаточной концентрации примеси Ca²⁺ и Si⁴⁺ вызывает возникновение соответственно ионов Fe^{2+} и Fe^{4+} , которые увеличивают оптическое поглощение в ИК области за счет перескокого механизма Вервея [70], при $\lambda \approx 0.96 \ \mu m$ (ионы Fe⁴⁺, переход в кристаллическом поле ${}^{5}T_{2} \rightarrow {}^{5}E$) и в области λ< 0,6 µm за счет усиления парных переходов. Следует отметить, что неконтролируемыми примесями в монокристаллических пленках ферритов – гранатов обычно являются ионы Pt⁴⁺ при использовании платинового тигля, ионы Pb²⁺, Pb⁴⁺ при использовании растворов – расплавов PbO, другие ионы, входящие В на основе состав растворителя. Контролируемое изменение спектра поглощения достигается путем направленного легирования ферритов – гранатов различными примесями $(Ca^{2+}, Si^{4+}, Ge^{4+}, Bi^{3+})$. Впервые термодинамический анализ равновесия Fe²⁺ -Fe⁴⁺ в Y₃Fe₅O₁₂ проведен в работе [221]. Ионы Fe²⁺и Fe⁴⁺ инициировали

добавками ионов Ca^{2+} и Si⁴⁺ соответственно, а о концентрации ионов судили по интенсивности поглощения на длине волны 1.2 мкм. Сообщения о дополнительном поглощении, связанном с присутствием нетрехвалентных ионов железа в структуре ферритов – гранатов содержатся в работах [70, 71, 221 - 223].

Фотоиндуцированные эффекты на оптическом поглощении иттрий – железистых гранатов

Открытие явления изменения магнитных свойств в иттрий-железистых гранатах (ИЖГ) при освещении вызвало интерес к более детальному изучению влияния света на физические свойства магнитных материалов. Было обнаружено, что наряду с магнитными происходит изменение магнитооптических свойств ИЖГ. На длине волны λ =1,1 µm наблюдалось увеличение оптического поглощения для образцов Y₃Fe₅O₁₂, легированных Ca²⁺ и просветление для образцов, легированных Si⁴⁺ [65], а также изучалось фотоиндуцированное поглощение в спектральном диапазоне 700-4000 cm⁻¹ в Y₃Fe_{5-x}Si_xO₁₂ (x=0.043) при 20 К.

Ранее были обнаружены два типа фотоиндуцированных эффектов на оптическом поглощении [78]. Первоначальный эффект необратимого при азотной температуре изменения оптического поглощения наблюдается при воздействии света через КС -17 и обратимое уменьшение поглощения после воздействиях. последующих ИК Имеются некоторые особенности проявления этих эффектов в образцах ИЖГ(Ва) и ИЖГ(Si), обусловленные различием количества И иновалентных ИОНОВ Так типа железа. первоначальный эффект в ИЖГ(Si) имеет немонотонный характер. Обратимый же эффект после выключения ИК воздействия в ИЖГ(Si) распадается, а ИЖГ(Ва) обратимость достигается дополнительным воздействием света через светофильтр КС-17. Показано, что для ИЖГ(Si) максимальный эффект ($\Delta \alpha \approx -2 \text{ cm}^{-1}$) наблюдается при освещении через

светофильтр ИКС-7, а для ИЖГ(Ва) ($\Delta \alpha \approx 7 \text{ cm}^{-1}$) - при освещении через КС-17. В ИЖГ(Ва) первоначальный эффект на оптическом поглощении вызван образованием ионов Fe⁴⁺. В ИЖГ(Si) убывание оптического поглощения возможно при уменьшении на первой стадии количества ионов Fe²⁺ при двухстадийном перераспределении их от "ближних" относительно ионов Si⁴⁺ к "дальним" положениям. Последующее возрастание α может быть связано с возникновением ионов Fe²⁺ в "дальних" положениях. Обнаруженные обратимые оптические эффекты также объясняются изменениями количеств соответствующих иновалентных ионов железа вблизи донорных или акцепторных центров.

Проведенные исследования оптических свойств в монокристаллах ИЖГ с различным легированием при воздействии света позволили обнаружить интересные особенности фотоиндуцированных изменений оптического поглощения от интенсивности, последовательности и времени воздействия света различного спектрального состава.

Обнаружена спектральная зависимость фотоиндуцированного оптического поглощения α на 1,1 μ m от длины волны воздействующего света в интервале 0,6-1,9 μ m [224]. Показано, что в кристалле $Y_3Fe_5O_{12}$ с акцепторной примесью Ва фотоиндуцированное возрастание α связано с образованием ионов Fe^{4+} в октаэдрических узлах. Перенос заряда происходит через фотовозбуждение переходов ${}^{6}A_{1g}({}^{6}S) \rightarrow {}^{4}T_{1g}({}^{4}G)$, ${}^{4}T_{2g}({}^{4}G)$ октаэдрических ионов Fe^{3+} . В кристалле с донорной примесью Si возрастание α обусловлено образованием ионов Fe^{2+} при фотоионизации кремния.

Обнаружено дополнительное возрастание коэффициента оптического поглощения α, при воздействии света интенсивностью более 1 W/cm² [225]. Показано, что при кратковременном освещении образца ИК светом малой интенсивности (10 mW/cm²) процесс релаксации метастабильного состояния наблюдаемый после выключения света переходит в резкий спад.

Теоретические исследования особенностей оптического поглощения нетрехвалентных ионов в октаэдрических положениях, фотоиндуцированные экспериментальные измерения оптического поглощенияв видимой и ближней ИК области подробно описаны в следующих параграфах. В конце последнего параграфа проведено сравнение результатов теоретических расчетов с экспериментальными данными.

5.2. Нетрехвалентные ионы железа в ИЖГ в кристаллическом поле, с учетом тригональных и нетригональных компонент

Рассмотрим расщепление основного состояния октаэдрических ионов железа ⁵D в кристаллическом поле (КП). Известно, что для них поле [226] c преимущественно кубическую симметрию лигандов имеет небольшими искажениями в том смысле, что расщепление орбитальных уровней за счет кубического поля больше расщепления, обусловленного членами более низкой симметрии. Локальная симметрия октаэдрических позиций является тригональной, соответственно искажения, вносимые В кубическое КП будут искажениями тригонального типа. Введение примесных ионов Si (Fe^{2+}) и Ba (Fe^{4+}) понижает симметрию октаэдра и согласно [67, 68] описывается нетригональным КП.

Полный гамильтониан КП для данной задачи представим в виде [A42, A43]

$$H = -\frac{2}{3}B(O_4^0 + 20\sqrt{2}O_4^3) + CO_2^0 + D(O_2^{-2} + O_2^2)$$
(5.1)

где 1-ый член определяет кубическое КП, 2-ой тригональное КП, 3-ий нетригональное КП. Гамильтониан (5.1) записан через эквивалентные операторы с осью квантования Z параллельной одной из тригональных осей [111] .Основное состояние ⁵D ионов Fe²⁺ и Fe⁴⁺ расщепляется кубическим полем на дублет ${}^{5}E_{g}$ и триплет ${}^{5}T_{2g}$. Соответствующие им волновые функции имеют вид [226]:

$$\psi_1 = |0\rangle$$
 соответствует состоянию A_g , (5.2)

$$\psi_2 = \sqrt{\frac{2}{3}} |-2\rangle + \sqrt{\frac{1}{3}} |1\rangle, \ \psi_3 = \sqrt{\frac{2}{3}} |2\rangle - \sqrt{\frac{1}{3}} |-1\rangle$$
 соответствуют состоянию T_{2g} ,(5.3)

$$\psi_4 = \sqrt{\frac{1}{3}} \left| -2 \right\rangle - \sqrt{\frac{2}{3}} \left| 1 \right\rangle, \ \psi_5 = \sqrt{\frac{1}{3}} \left| 2 \right\rangle + \sqrt{\frac{2}{3}} \left| -1 \right\rangle$$
соответствуют состоянию ⁵*E*_{2g} (5.4)

Тригональные искажения кубического поля приводят к расщеплению триплета ${}^{5}T_{2g}$ на дублет ${}^{5}E_{g1}$ (с волновыми функциями ψ_{2} и ψ_{3}) и синглет A_{g} (ψ_{1}). Наличие нетригональных искажений полностью снимает вырождение энергетических уровней и приводит к появлению пяти синглетных состояний A_{1} , A_{2} , A_{3} , A_{4} , A_{5} . Соответствующие им волновые функции Φ_{1} , Φ_{2} , Φ_{3} и Φ_{4} , Φ_{5} являются линейными комбинациями функций (5.3), (5.14).

Рис. 5.2 иллюстрирует картину расщепления энергетических уровней для ионов Fe²⁺ и Fe⁴⁺. Здесь знаки констант тригонального поля C выбраны в соответствии с данными [68] сообразно симметрии волновых функций основного состояния.



Рис.5.2. Расщепление основного состояния а) ионы Fe^{2+} (C<0), б) ионы Fe^{4+} (C>0) [A42, A43].

При смене знака константы C происходит инверсия уровней E_{g1} и A_g как для ионов Fe^{2+} , так и для ионов Fe^{4+} .

Волновые функции для состояний A_k определяются как $\Phi_i = \sum_k c_{ik} \psi_k$,

где k = 1, ..., 5, коэффициенты c_{ik} находятся из решения секулярного уравнения. Для ионов Fe²⁺ волновые функции Φ_i имеют следующий вид

$$\begin{split} \Phi_{1} &= \psi_{1} = |0\rangle, \quad \Phi_{2} = \sqrt{\frac{2}{3}} |-2\rangle + \sqrt{\frac{2}{3}} |2\rangle + \sqrt{\frac{1}{3}} (|1\rangle - |-1\rangle), \\ \Phi_{3} &= -\sqrt{\frac{2}{3}} (|-2\rangle + |2\rangle - \sqrt{\frac{1}{3}} (|1\rangle + |-1\rangle), \quad \Phi_{4} = \sqrt{\frac{2}{3}} (|-1\rangle - |1\rangle) + \sqrt{\frac{1}{3}} (|-2\rangle + |2\rangle), \\ \Phi_{5} &= \sqrt{\frac{2}{3}} (|-1\rangle + |1\rangle) + \sqrt{\frac{1}{3}} (|2\rangle - |-2\rangle). \end{split}$$

Приведенные диаграммы позволяют определить разности энергий между расцепленными уровнями как функции параметров кристаллического поля.

Для ионов Fe²⁺ (C<0)

$${}^{5}E_{g1} \rightarrow {}^{5}E_{g}: \Delta E_{1} = 10Dq + 3C$$

 $A_{g} \rightarrow {}^{5}E_{g}: \Delta E_{2} = 10Dq - 6C$
 $A_{2} \rightarrow A_{5}: \Delta E_{3} = 10Dq + 3C + 6D$
 $A_{3} \rightarrow A_{4}: \Delta E_{4} = 10Dq + 3C - 6D$ (5.5)
 $A_{1} \rightarrow A_{5}: \Delta E_{5} = 10Dq - 6C + 4D$
 $A_{1} \rightarrow A_{4}: \Delta E_{6} = 10Dq - 6C - 4D$
Для ионов Fe⁴⁺ (C>0)
 ${}^{5}E_{g} \rightarrow {}^{5}E_{g1}: \Delta E_{1} = 10Dq + 3C$
 ${}^{5}E_{g} \rightarrow A_{g}: \Delta E_{2} = 10Dq - 6C$
 $A_{5} \rightarrow A_{2}: \Delta E_{3} = 10Dq + 3C - 6D$
 $A_{4} \rightarrow A_{3}: \Delta E_{4} = 10Dq + 3C + 6D$ (5.6)
 $A_{5} \rightarrow A_{1}: \Delta E_{5} = 10Dq - 6C - 4D$

 $A_4 \rightarrow A_1$: $\Delta E_6 = 10Dq - 6C + 4D$

Здесь приведены формулы для наиболее вероятных переходов.

Оптические переходы между расщепленными уровнями основного состояния ионов Fe²⁺ и Fe⁴⁺

Вероятность перехода между состояниями ψ_n и ψ_m определяется формулой [227]:

$$P = N \frac{4w^{3}}{3\hbar c^{3}} | M_{nm} |^{2}$$
(5.7)

где w-частота перехода, N-среднее число фотонов при данной температуре, M_{nm} -матричный элемент вероятности перехода, \hbar - постоянная Планка, c – скорость света. Правила отбора для квантового числа L разрешают переходы между электронными уровнями ионов Fe²⁺ и Fe⁴⁺ для магнитного дипольного и электрического квадрупольного поглощения.

Соответствующие матричные элементы *М_{mn}* определяются формулами [227]:

$$M_{mn}^{z} = -ikw\mu < \psi_{n} |xy|\psi_{m} > + \frac{k}{2} < \psi_{n} |L^{z}|\psi_{m} >$$
$$M_{mn}^{y} = -ikw\mu < \psi_{n} |zy|\psi_{m} > + \frac{k}{2} < \psi_{n} |L^{y}|\psi_{m} >$$
$$|M_{mn}|^{2} = (M_{mn}^{z})^{2} + (M_{mn}^{y})^{2} + (M_{mn}^{x})^{2} ,$$

где k – волновой вектор фотона, μ - масса фотона, L_x , L_y , L_z - компоненты оператора орбитального момента.

Правила отбора для спинового квантового числа S запрещают переходы с опрокидыванием спина. Однако, некоторые из запрещенных переходов могут обладать при определенных условиях заметной интенсивностью [69, 227]. Поэтому в таблице мы приводим все возможные переходы между электронными уровнями расщепленного основного состояния. В дальнейших расчетах мы будем учитывать только переходы, разрешенные по L и S . В таблице 5.1 отметим разрешенные по L и S переходы для случаев Fe^{2+} (C<0) и Fe^{4+} (C>0) звездочкой * , а разрешенные по L и S переходы для случаев Fe^{2+} (C>0) и Fe^{4+} (C<0) значком # . В скобках приведены значения длины волны и вероятности перехода, соответствующие обратному знаку константы тригонального поля (Fe^{2+} (C>0) и Fe^{4+} (C<0)).

5.3. Оптическое поглощение октаэдрических ионов Fe²

В данном разделе мы рассмотрим распределение вероятности оптического поглощения по длине волны света в зависимости от параметров тригонального и нетригонального поля. Область изменения параметров КП подберем из экспериментальных данных.

Параметры С и D согласно данным измерения коэффицентов фотоиндуцированной и термически-индуцированной анизотропии [68] принимают значения 250-850 см⁻¹ и 150-400 см⁻¹ соответственно. Параметр В определяется структурой ИЖГ и изменяется в пределах 10Dq=8000-13000 см⁻¹ (120B=10Dq [65]).

Из общей области изменения параметров КП выберем диапазон приминительно к нашей задаче. Спектральные зависимости фотоиндуцированного изменения намагниченности образцов В-Ва и Si ИЖГ [225] показывают, что наблюдаются две полосы оптического поглощения в диапазоне длин волн 1-1.1 мкм и 1.3-1.5мкм. Будем считать, что они соответствуют разрешенным переходам ${}^{5}E_{g1} \rightarrow {}^{5}E_{g}$ и $A_{g} \rightarrow {}^{5}E_{g}$ dэлектронов ионов Fe²⁺ вдали от примесных ионов Si (Ba), которые реализуются при определенных значениях параметров Dq и C.

Переходы в ионах Fe ²⁺	Длина волны, мкм	Вероятность $ M_{nm} ^2$,		
C<0(<i>C</i> >0)		отн. ед.		
Переходы в тригональном поле				
${}^{5}E_{gl} \rightarrow {}^{5}E_{g}(*,\#)$	0.91(1.25)	2.39(1.26)		
$A_g \rightarrow E_g(\#)$	1.54(0.8)	0.83(3.08)		
$E_{g1} \rightarrow A_g(*)$	2.22	1.6		
$A_g \rightarrow E_{gl}(\#)$	(2.22)	(1.6)		
Переходы в нетригональном поле				
$A_1 \rightarrow A_5 (\#)$	1.33(0.74)	2.36(7.65)		
$A_1 \rightarrow A_4(\#)$	1.81(0.87)	$[0.12(0.2)]*10^{-7}$		
$A_2 \rightarrow A_5 (*)$	0.8(1.05)	3.47(2.01)		
$\mathbf{A}_{2} \rightarrow \mathbf{A}_{4} (*)$	0.95(1.33)	$[0.2(0.12)]*10^{-7}$		
$A_3 \rightarrow A_5$	0.87(1.17)	$[0.18(0.2)]*10^{-7}$		
$A_3 \rightarrow A_4$	1.05(1.5)	2.01(0.93)		
$\mathbf{A_{2}}{\rightarrow}\mathbf{A_{3}}\left(\ast\right)$	10(10)	0.03(0.03)		
$A_2 \rightarrow A_1 (*)$	2	0.06		
$A_1 \rightarrow A_2 (\#)$	(2.5)	(0.04)		
$A_3 \rightarrow A_1$	2.5	1.3		
$A_1 \rightarrow A_3(\#)$	(2)	(2.03)		
$A_4 \rightarrow A_5$	5(5)	0.24(0.24)		

Таблица 5.1. Переходы между электронными уровнями расщепленного основного состояния (10Dq=9500 см⁻¹, |C| = 500 см⁻¹, D=500 см⁻¹).

Таким образом, мы определили интересующие нас области изменения параметров КП. Используя распределение Гаусса при определенных значениях параметров КП, построим графики зависимости вероятности перехода ($M \rightarrow |M_{nm}|^2$) от длины волны пропускаемого света ($l = \frac{1}{\Delta E_i}$).

Здесь мы ограничимся областью имеющихся измерений (т.е. не будем учитывать переходы с 1 > 2мкм). Рассмотрим отдельно положения ионов железа вдали и вблизи примеси. В первом случае гамильтониан КП содержит кубический и тригональный члены. Во втором случае учитывается также гамильтониан нетригональных искажений.

Распределение вероятности по длине волны света в зависимости от параметров КП иллюстрируется приведенными ниже рисунками [A42, A43]. На рис. 5.3 показана зависимость M(l,C) для электронных переходов на ионах Fe²⁺ и Fe⁴⁺ в тригональном кристаллическом поле (ТКП) (вдали от примеси).

Рис. 5.3 позволяет проследить как изменяется амплитуда основных, т.е. наиболее вероятных переходов в ТКП при изменении параметра С. Как видно из графиков на ионах Fe²⁺ C<0 (C>0) при увеличении С вероятность переходов $E_{g1} \rightarrow E_g$ ($A_g \rightarrow E_g$, $E_{g1} \rightarrow E_g$) и $E_{g1} \rightarrow A_g$ ($A_g \rightarrow E_{g1}$) возрастает, причем переход $E_{g1} \leftrightarrow A_g$ смещается в коротковолновую область спектра.

На рис. 5.4. показана зависимость M(1,C) для электронных переходов на ионах Fe²⁺ и Fe⁴⁺ в нетригональном кристаллическом поле (НКП) (вблизи примеси). Из таблицы и рис. 5.4. видно, что на ионах Fe²⁺ C<0 (C>0) в НКП интенсивными являются переходы $A_2 \rightarrow A_5$ ($A_1 \rightarrow A_5$), слабо выражены переходы $A_1 \rightarrow A_3$ (C>0), а переходы $A_2 \rightarrow A_1$ (C<0) едва заметны. При увеличении C вероятность всех переходов возрастает , переходы $A_1 \rightarrow A_3$ (C>0) $A_2 \rightarrow A_1$ (C<0) смещаются в коротковолновую область спектра. На ионах Fe⁴⁺ C>0 (C<0) реализуются переходы $A_4 \rightarrow A_3$ ($A_5 \rightarrow A_1$, $A_4 \rightarrow A_1$) и $A_1 \rightarrow A_3$ ($A_3 \rightarrow A_1$). При увеличении C вероятность всех переходов возрастает , причем достаточно резко для перехода $A_1 \rightarrow A_3$,переходы $A_1 \rightarrow A_3$ (C>0) $A_3 \rightarrow A_1$ (C<0) смещаются в коротковолновую область спектра.



Рис.5.3. Зависимость вероятности перехода от параметра кристаллического поля B2 для ионов железа вдали от примеси (10 Dq=9500 см⁻¹, D=500 см⁻¹) а) ионы Fe^{2+} (C <0), б) ионы Fe^{2+} (C>0) [A42, A43].



Рис. 5.4. Зависимость вероятности перехода от параметра кристаллического поля С для ионов железа вблизи примеси ,т.е. при наличие нетригональной компоненты кристаллического поля (10Dq=9500см⁻¹, D=500см⁻¹) а) ионы Fe²⁺ (C <0), б) ионы Fe²⁺ (C>0) [A42, A43].

На рис. 5.5 показана зависимость $M(l,\Gamma)$ для электронных переходов на ионах Fe²⁺ в НКП (вблизи примеси). Мы приводим графики для Fe²⁺ (C <0), при других знаках константы C наблюдается аналогичная картина.

Интенсивность основных переходов $A_2 \rightarrow A_5$ (Fe²⁺, C<0), $A_1 \rightarrow A_5$ (Fe²⁺, C>0), с ростом Г возрастает, интенсивность переходов $A_1 \rightarrow A_3$ (Fe²⁺, C>0) также растет.



Рис. 5.5. График зависимости вероятности перехода от параметра кристаллического поля Г для ионов железа вблизи примеси ($10Dq=9500cm^{-1}$, $|C|=500cm^{-1}$) ионы Fe²⁺ (C <0) [A42, A43].

5.4. Оптическое поглощение октаэдрических ионов Fe⁴⁺

Аналогично исследованию, проведенному в предыдущем параграфе, рассмотрим распределение вероятности оптического поглощения по длине волны света в зависимости от параметров тригонального и нетригонального поля для 4 - хвалентных ионов железа. Параметры КП находятся из экспериментальных данных.

Будем считать, что две полосы оптического поглощения, которые наблюдаются в диапазоне длин волн 1-1.1 мкм и 1.3-1.5мкм соответствуют разрешенным переходам ${}^{5}E_{g} \rightarrow E_{g1}$ и ${}^{5}E_{g} \rightarrow A_{g1}$ d-электронов ионов Fe⁴⁺ вдали от примесных ионов Si (Ba), которые реализуются при определенных значениях параметров Dq и C. Распределение вероятности по длине волны света в зависимости от параметров КП показано на рисунках 5.4. На рис. 5.5

Переходы в ионах Fe ⁴⁺	Длина волны, мкм	Вероят-ность $ M_{nm} ^2$,
C>0(<i>C</i> <0)		отн. ед.
]	Переходы в тригональном пол-	e
${}^{5}E_{g} \rightarrow {}^{5}E_{gI}(*,\#)$	0.95(1.25)	4.78(2.52)
${}^{5}E_{g} \rightarrow A_{g}$	1.66(0.8)	1.67(6.17)
$A_g \rightarrow {}^5E_{g1}(*)$	2.22	1.6
$E_{g1} \rightarrow A_{g}$	(2.22)	(1.6)
П	ереходы в нетригональном по.	ле
$A_5 \rightarrow A_I(\#)$	2(0.86)	1.34(5.87)
$A_4 \rightarrow A_1(\#)$	1.42(0.74)	0.27(0.89)
$A_5 \rightarrow A_2$	1.11(1.54)	2.01(0.94)
$A_4 \rightarrow A_2$	0.91(1.18)	$[0.2(0.1)]*10^{-7}$
$\mathbf{A}_{5} \rightarrow \mathbf{A}_{3} \left(^{*}\right)$	1(1.33)	$[0.2(0.1)]*10^{-7}$
$\mathbf{A_{4} \rightarrow A_{3}} (*)$	0.83(1.05)	3.47(2.01)
$\mathbf{A_{2}} \rightarrow \mathbf{A_{3}} (*)$	10(10)	0.03(0.03)
$\mathbf{A_{1} \rightarrow A_{3}} (*)$	2	2.04
$A_3 \rightarrow A_1 (\#)$	(2.5)	(1.3)
$A_1 \rightarrow A_2$	2.5	0.04
$A_2 \rightarrow A_1 (\#)$	(2)	(0.06)
$A_4 \rightarrow A_5$	5(5)	0.24(0.24)

Таблица 5.2. Переходы между электронными уровнями расщепленного основного состояния (10Dq=9500 см⁻¹, |C| =500 см⁻¹, D=500 см⁻¹).

показана зависимость M(l,C) для электронных переходов на ионах Fe²⁺ и Fe⁴⁺ в тригональном кристаллическом поле (ТКП) (вдали от примеси).

Рис. 5.6 иллюстрирует зависимость M(l,C) для электронных переходов на ионах Fe⁴⁺ в тригональном кристаллическом поле (ТКП) (вдали от примеси) и позволяет проследить изменение амплитуды основных переходов в ТКП при изменении параметра C. На ионах Fe⁴⁺ в ТКП



Рис.5.6. Зависимость вероятности перехода от параметра кристаллического поля B2 для ионов железа вдали от примеси (10 Dq=9500 см⁻¹, D=500 см⁻¹) а) ионы Fe⁴⁺ (C>0), б) ионы Fe⁴⁺ (C<0) [A42, A43].

реализуются переходы $E_{g1} \rightarrow E_g$ (C>0,C<0) и $A_g \rightarrow E_{g1}$ (C>0), интенсивность переходов с ростом C возрастает для случая C>0 и слегка уменьшается для случая C<0, длина волны перехода $A_g \rightarrow E_{g1}$ смещается в коротковолновую область спектра.

На рис. 5.7. показана зависимость M(1,C) для электронных переходов на ионах Fe⁴⁺ в нетригональном кристаллическом поле (НКП) (вблизи примеси). На ионах Fe⁴⁺ C>0 (C<0) реализуются переходы $A_4 \rightarrow A_3$ ($A_5 \rightarrow A_1$, $A_4 \rightarrow A_1$) и $A_1 \rightarrow A_3$ ($A_3 \rightarrow A_1$). При увеличении C вероятность всех переходов возрастает , причем достаточно резко для перехода $A_1 \rightarrow A_3$,переходы $A_1 \rightarrow A_3$ (C>0) $A_3 \rightarrow A_1$ (C<0) смещаются в коротковолновую область спектра.

На рис. 5.8 показана зависимость $M(l,\Gamma)$ для электронных переходов на ионах Fe⁴⁺ в НКП (вблизи примеси). Интенсивность основных переходов A₄

 $\rightarrow A_3$ (Fe⁴⁺, C>0), $A_5 \rightarrow A_1$ (Fe⁴⁺, C<0) с ростом Г возрастает, интенсивность переходов $A_1 \rightarrow A_3$ (Fe⁴⁺, C>0) также растет, в случае Fe⁴⁺, C<0 переход $A_1 \rightarrow A_3$ смещается в длинноволновую область спектра и его вероятность уменьшается.



Рис. 5.7. Зависимость вероятности перехода от параметра кристаллического поля С для ионов железа вблизи примеси ,т.е. при наличие нетригональной компоненты кристаллического поля ($10Dq=9500cm^{-1}$, $D=500cm^{-1}$) а) ионы Fe⁴⁺ (C>0), б) ионы Fe⁴⁺ (C<0) [A42, A43].



Рис. 5.8. График зависимости вероятности перехода от параметра кристаллического поля Г для ионов железа вблизи примеси ($10Dq=9500cm^{-1}$, $|C|=500cm^{-1}$), ионы Fe²⁺ (C <0) [A42, A43].

Полученные данные позволяют объяснить многообразие оптических спектров, которые реализуются при учете нетригональных искажений КП и

показать как изменяется вероятность оптического поглощения при изменении параметров КП.

5.5. Фотоиндуцированные изменения коэффициента оптического поглощения в ИЖГ. Сравнение с экспериментом

Оптическое поглощение ИЖГ в видимой и ближней ИК-области определяется электронными переходами в кристаллическом поле ионов Fe^{3+} . Обычно о наличии примесных ионов Fe^{2+} или Fe^{4+} в кристаллах делают вывод по возрастанию оптического поглощения в области 1-1,2 мкм [69, 73], поскольку эти длины волн находятся за пределами переходов основных ионов Fe^{3+} , а оптическое поглощение ионов Fe^{2+} и Fe^{4+} достаточно велико.

Наши расчеты показали, что за счет вкладов тригональных и нетригональных компонент кристаллического поля спектры оптических переходов в ближней ИК области между расщепленными уровнями основного состояния имеют более сложный и достаточно информативный характер. Анализ полученных зависимостей фотоиндуцированных изменений оптического поглощения на основе теоретических зависимостей вероятностей электронных переходов ионов Fe^{2+} и Fe^{4+} [A42, A43] позволяет сделать следующие выводы.

Объяснение знакопеременного характера фотоиндуцированного изменения оптического поглощения можно дать на основе модели ионов Fe²⁺ или Fe⁴⁺ из ближних относительно перераспределения легирующих примесей (или вакансий) в дальние положения. В этом случае разностная кривая при определенных значениях параметров кристаллического поля определяется как разность вероятностей переходов вдали ((H=H_{триг}) и вблизи (Δ H=H_{триг}+H_{нетриг}) примеси. Подбор параметров КП при учете неэквивалентности мест, занимаемых ионами Fe²⁺ и Fe⁴⁺ в граната, позволяет получить графики (рис. 5.9) [A43], структуре

согласующиеся с экспериментальными результатами [66, 228]. На рис. 5.9 приведена разностная кривая М=М₁-М₂ между вероятностями переходов вдали и вблизи примеси. Ее можно интерпретировать как разностную кривую коэффицентов оптического поглощения до и после облучения ИЖГ.



Рис. 5.9. Разностная кривая $\Delta M = M_1 - M_2$ между вероятностями переходов вдали и вблизи примеси, точечная кривая -ионы Fe⁴⁺, сплошная кривая - ионы Fe²⁺ (10Dq=9500см⁻¹,) a) D=500 см⁻¹, |C|=400 см⁻¹ (вдали от примеси), |C|=250 см⁻¹ (вблизи примеси), б) D=250 см⁻¹, |C|=600 см⁻¹ (вдали от примеси), |C|=250 см⁻¹ (вблизи примеси) [A43].

Для сравнения на рис. 5.10 приведены экспериментальные данные фотоиндуцированные спектральные зависимости, измеренные на образце ИЖГ(Ва), ИЖГ(Si) [228].



Рис. 5.10. Фотоиндуцированные спектры оптического поглощения $\Delta\alpha(\lambda)$ при воздействии света различных спектральных диапазонов *а*) ИЖГ(Ва): кривая 1– воздействие света спектрального диапазона 1.5–2 µm, кривая 2– воздействие света спектрального диапазона 0.65-0.9 µm. б) ИЖГ:Si: кривая 1– воздействие света спектрального диапазона 1.0–2 µm, кривая 2– воздействие света спектрального диапазона 80К [228].

Наблюдается (рис. 5.10) фотоиндуцированное уменьшение коэффициента поглощения в диапазоне 0,7-0,83 µm (с максимумом около 0,7 µm) и возрастание в диапазоне 0,83-1,8 µm (с максимумом около 1,0 µm). Смена знака фотоиндуцированного поглощения происходит при 0,835 µm.

Варьируя параметры кристаллического поля, можно изменить форму (рис.5.9). кривой Увеличение величины разностной расщепления тригонального поля для ионов Fe²⁺ и Fe⁴⁺ вблизи примеси смещает правую границу отрицательного фотоиндуцированного эффекта в область меньших значений *l*. Например, при 10Dq=9500 см⁻¹, С =600см⁻¹, D=500см⁻¹ смена знака М происходит при l=1.6 мкм, что наблюдалось в экспериментах [66]. Другая возможность объяснения знакопеременного фотоиндуцированного оптического поглощения связывается с изменением знака параметра тригонального поля С. Как видно на рис. 5.3, 5.6 разность между вероятностями переходов вдали от примеси с разными знаками С (особенно Fe^{4+} ионов) для имеет знакопеременный характер с максимумом, приходящимся на длину волны 1 мкм, что согласуется с данными эксперимента.

картина наблюдается Аналогичная для разностей вероятностей переходов разных знаков вблизи примесей (рис. 5.5, 5.8). Причем, с помощью рис. 5.3-5.8 при определенных значениях параметров КП можно определить дополнительную область отрицательного фотоиндуцированного эффекта на длинах волн порядка 1.6 мкм, что наблюдалось в работе [66]. Возможны И другие варианты связанные с перераспределением нетрехвалентных ионов железа между положениями с различными тригональными и нетригональными полями.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ К ГЛАВЕ 5

В номинально чистых и легированных монокристаллах иттрийэкспериментально наблюдаются железистых гранатов изменения оптического поглощения под воздействием света [65, 66, 72, 78, 220]. Большинство наблюдаемых фотоиндуцированных явлений в ИЖГ на объясняется оптическом поглощении соответствующими вкладами нетрехвалентных ионов Fe²⁺ и Fe⁴⁺, находящихся вблизи или вдали от легирующих примесей (вакансий) [65, 72, 220]. Однако теоретически особенности оптического поглощения ионов Fe²⁺ и Fe⁴⁺ при различных тригональных и нетригональных полях за счет переходов между уровнями расщепленного основного состояния ранее не исследовались.

В данной главе предложена теоретическая модель, на основе которой особенности оптического поглощения ионов Fe²⁺ и Fe⁴⁺ объясняются за счет переходов между уровнями расщепленного основного состояния. Построены спектральные зависимости коэффициента оптического поглощения от кристаллического Получены параметров поля. разностные кривые спектальных зависимостей оптического поглощения при перераспределении ионов Fe²⁺ и Fe⁴⁺. Полученные теоретические результаты позволяют объяснить ряд экспериментальных фактов по фотоиндуцированному изменению оптического поглощения в монокристаллических пленках иттрий - железистых гранатов, а также дают возможность прогнозировать характер фотоиндуцированных эффектов изменении параметров при кристаллического поля.

В результате проведенного исследования получены следующие основные результаты:

-рассчитаны характеристики расщепления основного состояния и вероятности оптических переходов между расщепленными уровнями

октаэдрических ионов Fe²⁺ и Fe⁴⁺ с учетом тригональных и нетригональных компонент кристаллического поля

-теоретически проанализированы особенности оптического поглощения ионов Fe²⁺ и Fe⁴⁺ при различных тригональных и нетригональных полях за счет переходов между уровнями расщепленного основного состояния. Показано, что при учете нетригональных искажений кристаллического поля реализуется многообразие оптических спектров

-предложено объяснение знакопеременного характера фотоиндуцированного изменения оптического поглощения на основе механизма перераспределения ионов Fe²⁺ или Fe⁴⁺ из ближних относительно легирующих примесей (или вакансий) в дальние положения

-на основе анализа экспериментальных зависимостей фотоиндуцированных поглощения И теоретических зависимостей изменений оптического вероятностей электронных переходов ионов Fe²⁺ и Fe⁴⁺ показано, что поглошения ИЖГ. изменение оптического В монокристаллах экспериментально наблюдаемое в исследованной спектральной области объясняется соответствующим изменением количества ионов Fe²⁺ в ИЖГ:Si и Fe⁴⁺ в ИЖГ:Ва в "ближних" и "дальних" относительно примесных ионов октаэдрических положениях.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В диссертации теоретически исследованы свойства магнитоупорядоченных сред (мультиферроиков и ферромагнетиков) с кристаллографическими магнитными И неоднородностями. Последовательный анализ магнитоэлектрических, магнитоупругих И оптических эффектов позволил показать, что учет взаимодействий между различными подсистемами (сегнетоэлектрической и магнитной, магнитной и упругой) при наличии неоднородного распределения параметра порядка приводит к ряду новых физических эффектов, которые составили предмет исследований диссертационной работы. Ha основании проведенных исследований получены следующие основные результаты:

1. Разработана теоретическая модель антиферромагнитных доменных структур мультиферроиков с учетом неоднородного магнитоэлектрического взаимодействия. Впервые исследованы свойства основного магнитного периодической состояния, магнитной доменной структуры, антиферромагнитной доменной границы мультиферроика. Ha основе проведенных исследований установлена корреляция между сегнетоэлектрической и магнитной доменной структурой мультиферроика. Показано, что при наличии периодической сегнетоэлектрической структуры однородное антиферромагнитное состояние не является состоянием с наименьшей энергией. Наименьшей энергии мультиферроика отвечает квазиоднородное состояние с пространственной модуляцией вектора антиферромагнетизма. Сегнетоэлектрическая доменная структура кардинально распределение спиновой плотности изменяет R антиферромагнитной доменной границе: за счет флексомагнитоэлектрического взаимодействия происходит выход спинов из плоскости вращения в окрестности сегнетоэлектрических доменных границ.

2. В рамках предложенной модели получено теоретическое обоснование эффекта магнитоэлектрического пиннинга - зацепления магнитных спинов за сегнетоэлектрические Периодическая доменные границы. сегнетоэлектрическая доменная структура создает последовательность потенциальных ям, в которые попадает антиферромагнитная доменная граница, трансляционная инвариантность изменяется на периодическую инвариантность. Антиферромагнитные доменные границы в мультиферроике приобретают новое свойство коэрцитивность, что принципиально отличает их от доменных границ обычного антиферромагнетика.

3. Впервые исследован магнитоэлектрический эффект в двухслойной ферромагнитной пленке с ферро - и антиферромагнитным упорядочением спинов на границе раздела сред. Показано, что в окрестности магнитной электрическая неоднородности возникает поляризация, величиной электрической поляризации можно управлять при помощи внешнего магнитного поля, внешнее электрическое поле влияет на магнитную неоднородность. Величина и характер изменения поляризации зависят от соотношений констант магнитной анизотропии, направления приложенного магнитного поля, типа магнитного упорядочения на границе раздела, а также толщин ферромагнитных слоев. Магнитная неоднородность и связанная с ней электрическая поляризация реализуются как в отсутствии, так и в присутствии магнитного поля *H* в зависимости от соотношений констант магнитной анизотропии слоев, полная электрическая поляризация двухслойной ферромагнитной пленки может возникать и исчезать как плавно, так и скачком в магнитном поле *H*. Положение, знак и величина локальной поляризации зависят от типа магнитного упорядочения на границе раздела слоев, соотношения физических и геометрических параметров слоев. Изменяя соотношения констант магнитной анизотропии можно получать как асимметричные конфигурации симметричную, так И распределения намагниченности и локальной поляризации по толщине пленки. Воздействие

электрического поля приводит к изменениям распределения намагниченности.

4. Исследованы толщинные моды магнитоупругих и упругих волн многослойных структур вида – магнетик – немагнитный диэлектрик. Установлено неэквидистантное расположение гармоник резонансных частот слоистых структур в низкочастотной области спектра, достигнуто согласие результатов исследования с экспериментом. Исследована зависимость приведенных частот размерных резонансов порядкового номера ОТ гармоники при разных граничных условиях на поверхности системы. Показано, что зависимость резонансных частот от относительной толщины магнитного слоя является немонотонной функцией от упругих модулей, плотностей сред, магнитоупругих параметров. Немонотонный вид частотных зависимостей определяется в основном упругими свойствами системы. Форма немонотонных областей зависит от условий на поверхности образца (характера закрепления границ), а также от упругих свойств материалов (волновых сопротивлений сред). Влияние магнитных параметров на частотные зависимости незначительно для материалов с малыми значениями магнитоупругих констант. Показано, что частоты толщинных мод магнитоупругих волн в ферромагнитной пластине определяются не только поперечными, но и продольными размерами пластины. Частота резонансного возбуждения толщинных мод изменяется при изменении волнового вектора k_z и связанного с ним продольного размера пластины, что можно объяснения экспериментально наблюдаемой использовать для многомодовости магнитоупругих и упругих колебаний в реальных образцах.

5. Получены зависимости эффективности возбуждения гармоник резонансных частот. Показано, что эффективность возбуждения гармоник резонансных частот в многослойной структуре определяется магнитной составляющей системы, зависит от упругих свойств слоев и относительной толщины магнитного слоя. Установлено, что в двухслойной системе при толщинах магнитного слоя, пропорциональных нечетному числу половин и

четвертей длин магнитоупругих волн наблюдаются экстремумы магнитной восприимчивости резонансных гармоник. При толщинах магнитного слоя, равных целому числу магнитоупругих волн, магнитная восприимчивость резонансных гармоник принимает нулевые значения (отклика системы на магнитное поле не наблюдается).

6. Проведено теоретическое исследование оптического поглощения октаэдрических ионов Fe²⁺, Fe⁴⁺ и фотоиндуцированного эффекта в монокристаллах ИЖГ. Установлено, что за счет вкладов тригональных и нетригональных компонент кристаллического поля спектры оптических переходов в ближней ИК области между расщепленными уровнями основного состояния имеют сложный характер. Величина и положение спектральных линий, на которых происходит увеличение оптического поглощения октаэдрических ионов Fe^{2+} , Fe^{4+} , зависят от соотношения тригональных и нетригональных компонент кристаллического поля. Обнаруженный знакопеременный характер фотоиндуцированного изменения оптического поглощения (наблюдаемый на эксперименте), объясняется перераспределением ионов Fe²⁺ или Fe⁴⁺ из ближних относительно легирующих примесей положений (учитывается вклад тригональных и нетригональных компонент кристаллического поля) в дальние положения (учитываются только тригональные компоненты кристаллического поля).

В заключение считаю своим приятным долгом выразить искреннюю признательность научному консультанту Р.А. Дорошенко и А.К. Звездину за обсуждение результатов исследования, поддержку, внимание и помощь в работе; поблагодарить сотрудников лаборатории антиферромагнетиков и ферритов ИФМК УНЦ РАН С.В. Серегина, М.Д. Надеждина, Н. В. Шульгу, принимавших участие в обсужении ряда вопросов диссертации, сотрудников кафедры теоретической физики Башкирского государственного университета за интерес к проделанной работе.

ЛИТЕРАТУРА

- Wang, J. Epitaxial BiFeO₃ multiferroic thin film heterostructures/ J. Wang, J.B. Neaton, H. Zheng, V. Nagarajan, S.B. Ogale, B. Liu, D. Viehland, V. Vaithyanathan, D.G. Schlom, U.V. Waghmare, N.A. Spaldin, K.M. Rabe, M. Wuttig, R. Ramesh // Science.- 2003. - Vol. 299. - P. 1719 – 1721.
- Bai, F. Dramatically enhanced polarization in (001), (101), and (111) BiFe₀₃ thin films due to epitiaxial-induced transitions / F. Bai, J. Wang, M. Wuttig, J.F. Li, N. Wang, A. Pyatakov, A.K. Zvezdin, L.E. Cross, D. Viehland // Appl. Phys. Lett. -2004.-Vol. 86.-№25.-P. 5261 -5264.
- Li, J. Dramatic enhanced polarization in (001), (101), (111) BiFeO₃ thin films due to epitaxial induced transitions / Li J., Wang J., Wuttig M., Ramesh R., Wang N., Ruette B., Pyatakov A.P., Zvezdin A.K., Viehland D. // Appl. Phys. Lett. – 2005. – Vol. 84. – P. 5261 – 5264.
- Seidel, J. Conduction at domain walls in oxide multiferroics / J. Seidel, L. W. Martin, Q. He, Q. Zhan, Y.-H. Chu, A. Rother, M.E. Hawkridge, P. Maksymovych, P. Yu, M. Gajek, N. Balke, S. V.Kalinin, S. Gemming, F.Wang, G. Catalan, J. F. Scott, N. A. Spaldin, J. Orenstein and R. Ramesh // Nat. Mater.- 2009.-Vol. 8.-P. 229-234.
- Martin, L.W. Engineering functionality in the multiferroic BiFeO₃ controlling chemistry to enable advanced applications / L.W. Martin // Dalton Trans. 2010. –Vol. 39. P. 10813 10826.
- Catalan, G. Physics and Applications of Bismuth Ferrite / Catalan G., Scott J.F. // Adv. Mater. 2009. V. 21. P. 2463.
- Смоленский, Г.А. Сегнетомагнетики / Г.А. Смоленский, И.Е. Чупис // УФН. -1982. –Т. 137. - №3. – С. 415 – 448.
- Звездин, А.К. Неоднородное магнитоэлектрическое взаимодействие в мультиферроиках и вызванные им новые физические эффекты / Звездин А.К., Пятаков А.П. // УФН. – 2009. - Т. 179. - С. 897 - 904.

- Kimura T., Magnetic control of ferroelectric polarization / Kimura T. et al // Nature. -2003.-V.426. -P. 55 - 59.
- Кадомцева, А.М. Специфика магнитоэлектрических эффектов в новом сегнетомагнетике GdMnO₃ / Ю.Ф. Попов, Г.П. Воробьев, К.И. Камилов, А.П. Пятаков, В.Ю. Иванов, А.А. Мухин, А.М. Балбашов // Письма в ЖЭТФ. -2005. – Т. 81.-С. 22 - .
- Ishiwata, Sh. Low-Magnetic-Field Control of Electric Polarization Vector in a Helimagnet / Ishiwata Sh et al. // Science. -2008. V. 319. – P. 1643.
- Y. Yamasaki et al. Electric Control of Spin Helicity in a Magnetic Ferroelectric / Y. Yamasaki et al. // Phys. Rev. Lett. – 2007. – 98. – P. 147204.
- Dzyaloshinskii, I. Magnetoelectricity in ferromagnets / Dzyaloshinskii I. // EPL. - 2008. - Vol. 83 - p. 67001 - p1 - 67001 - p2.
- Логгинов, А.С. Магнитоэлектрическое управление доменными стенками в пленках феррит – гранатов / А.С. Логгинов, Г.А. Мешков, А.В. Николаев, А.П. Пятаков // Письма в ЖЭТФ. – 2007.- Т. 86. – С. 153 - 15.
- Logginov, A.S. Room temperature magnetoelectric control of micromagnetic structure in iron garnet films / A. S. Logginov, G. A. Meshkov, A. V. Nikolaev, E. P. Nikolaeva, A. P. Pyatakov, A. K. Zvezdin // Appl. Phys. Lett. - 2008. - V. 93. - P. 182510 -182513.
- Pyatakov, A.P. Magnetically switched electric polarity of domain walls in iron garnet films / A. P. Pyatakov, D. A. Sechin, A. S. Sergeev, A. V. Nikolaev, E. P. Nikolaeva, A. S. Logginov and A. K. Zvezdin // EPL. – 2011. – Vol. 931. – P. 17001 – 1. – 17001 – 3.
- 17. Звездин, А.К. Влияние магнитоэлектрического взаимодействия на магнитные и электрические свойства сегнетомагнетика / А.К. Звездин // Краткие сообщения по физике ФИАН. – 2004. - Т. 4, С. 3 - 15.
- 18. Bode, M. Chiral magnetic order at surfaces driven by inversion asymmetry

/ M. Bode, M. Heide, K. von Bergmann, P. Ferriani, S. Heinze, G. Bihlmayer,
A. Kubetzka, O. Pietzsch, S. Blügel, R. Wiesendanger // Nature. – 2007. –
Vol. 447. – P. 190 - 194.

- Heide, M. Dzyaloshinskii-Moriya interaction accounting for the orientation of magnetic domains in ultrathin films: Fe/W(110) / Heide M, Bihlmayer G, Blugel S. // Phys. Rev. B. – 2008. – Vol. 78. – P. 140403(R)- 1-140403(R)- 4.
- Goltsev, A. Structure and Interaction of Antiferromagnetic Domain Walls in Hexagonal YMnO₃. A. Goltsev, R. Pisarev, T. Lottermoser, and M. Fiebig// Phys.Rev. Lett. – 2003. – Vol. 90. P. 177204 – 1 – 177204 - 4.
- Lottermoser, T. Magnetoelectric behavior of domain walls in multiferroic HoMnO₃ / T. Lottermoser and M. Fiebig // Phys. Rev. B 70. – 2004. Vol. –P. 220407R.
- Zhao, T. Electrical control of antiferromagnetic domains in multiferroic BiFeO₃ at room temperature / T. Zhao, A. Scholl, F. Zavaliche, K. Lee, M. Barry, A. Doran, M.P. Cruz, Y.H. Chu, C. Ederer, N.A. Spaldin, R.R. Das, D.M. Kim, S.H. Baek, C.B. Eom, R. Ramesh // Nat. Mat. – 2006. – Vol.5. – P. 823 – 829.
- 23. Chu, Y.H. Electric field control of local ferromagnetism using a magnetoelectric multiferroic / Y.H. Chu, L.W. Martin, M.B. Holcomb, M. Gajek, S.J. Han, Q. He, N. Balke, C.H. Yang, D. Lee, W. Hu, Q. Zhan, P.L. Yang, A. Fraile Rodriguez, A. Scholl, S.X. Wang, R. Ramesh. // Nat. Mat. 2008. Vol. 7. P. 478 482.
- 24. He, Q. Electrically controllable spontaneous magnetism in nanoscale mixed phase multiferroics/ Q. He, Y. -H. Chu, J. T. Heron, S. Y. Yang, W. I. Liang, C.Y. Kuo, H. J. Lin, P. Yu, C. W. Liang, R. J. Zeches, W. C. Kuo, J. Y. Juang, C. T. Chen, E. Arenholz, A. Scholl, R. Ramesh // Nature Communications 2 2011. Vol. P. 225. –P. 1 5.
- 25. Hanamura, E. Ferroelectric and Antiferromagnetic Domain Wall / E. Hanamura, Y. Tanabe //J. Phys.Soc.Jap. -2003.- Vol. 72. P. 2959 2966.

- Fiebig, M. Observation of coupled magnetic and electric domains / M. Fiebig, Th. Lottermoser, D. Frohlich, A. V. Goltsev, and R. V. Pisarev // Nature. – 2002. – Vol. 419. P. 818.
- Hanamura, E. Clamping of ferroelectric and antiferromagnetic order parameters of YMnO₃ / E. Hanamura, K. Hagita and Y. Tanabe // J. Phys.: Condens. Matter. 2003. V. 15. P. L103 P. L110.
- Sosnowska, I. Crystal structure and spiral magnetic ordering of BiFeO3 doped with manganese / I. Sosnowska, W. Schafer, W. Kockelmann, K.H. Andersen, I.O. Troyanchik // Appl.Phys. A. Materials. - 2002. – V. 74. P. S1040 – S1042.
- Kadomtzeva, A.M. Phase transitions in multiferroic BiFeO crystals, thinlayers, 5 and ceramics: enduring potential for a single phase, roomtemperature magnetoelectric 'holy grail'/ Kadomtzeva A.M., Yu.F. Popov, A.P. Pyatakov, G.P. Vorob'ev, A.K. Zvezdin, D. Viehland //Phase Transit. -2006. – Vol. 79 – P. 1 - 24.
- Popov, Yu.F. Discovery of the linear magnetoelectric effect in magnetic ferroelectric BiFeO3 in a strong magnetic field/ Yu.F. Popov et al // Ferroelectrics. 1994. V.162. P. 135 138.
- Попов, Ю.Ф. Линейный магнитоэлектрический эффект и фазовые переходы в феррите висмута BiFeO₃ / Ю.Ф. Попов, А.К. Звездин, Г.П. Воробьев, А.М. Кадомцева, В.А. Мурашов, Д.Н. Раков // Письма в ЖЭТФ. – 1993. – Т. 57. – С. 69 - 73.
- 32. Звездин, А.К. Фазовые переходы и гигантский магнитоэлектрический эффект в мультиферроиках / Звездин А.К., Пятаков А.П. // УФН. 2004.
 Т. 174. №4. С. 465 470.
- Martin, L.W. Nanoscale Control of Exchange Bias with BiFeO₃. Thin Films / L.W.Martin, Y.H. Chu, M.B. Holcomb, M. Huijben, P. Yu, S.-J. Han, D. Lee, S. X. Wang, R. Ramesh // Nano Letters. – 2008. – Vol. 8. – P. 2050 - 2055.
- 34. Prívratská, J., Janovec, Pyromagnetic domain walls connecting antiferromagnetic non-ferroelastic magnetoelectric domains.// Ferroelectrics.
 1997. Vol. 204. P. 321 331.
- Daraktchiev, M. Landau theory of domain wall magnetoelectricity / M. Daraktchiev, G. Catalan and J. Scott // Phys.Rev. B . 2010. Vol. 81. P. 224118 1 224118 6.
- Lubk, A.First-principles study of ferroelectric domain walls in multiferroic bismuth ferrite / Lubk A, Gemming S., Spaldin N. A. // Phys. Rev. B. 2009.
 Vol. 80.- P. 104110 -1 P. 104110- 8.
- Tanygin, B.M. Symmetry theory of the flexomagnetoelectric effect in the magnetic domain walls / B.M. Tanygin // JMMM. 2011. Vol. 323. P. 616 619.
- Livesey, K.L. Exchange bias induced by domain walls in BiFeO_{3.} / K.L.
 Livesey // Phys. Rev.B. 2010. Vol. 82. P. 064408 .
- 39. Magnetoelectric interaction phenomena in crystals. / Ed. By A.J. Freeman, H. Schmid. London, New York : Gordon and Breach Science Publishers. 1974.
 228 p.
- 40. Туров, Е.А. О спектре колебаний ферромагнитной упругой среды / Туров Е.А., Ирхин Ю.П. // ФММ. 1956. Т.3. С.15.
- Ахиезер, А.И. Связанные магнитоупругие волны в ферромагнетиках и ферроакустический резонанс / Ахиезер А.И., Барьяхтар В.Г., Пелетминский С.В. // ЖЭТФ. – 1958. – Т. 35. – С. 228.
- Kittel C. Interaction of Spin Waves and Ultrasonic Waves in Ferromagnetic Crystals / Kittel C. // Phys. Rev. – 1958.- V. 110. –P. 836.
- 43. Боровик Романов, А.С. О влиянии спонтанной стрикции на антиферромагнитный резонанс в гематите / Боровик - Романов А.С., Рудашевский Е.Г. // ЖЭТФ. – 1964. – Т. 47. С. 2095 – 2110.
- 44. Физическая акустика / под ред. Мэзона т.3, ч. Б, Москва. Мир. 1968 392с.

- 45. Ignatchenko V. A. Magnetoelastic ground state and waves in ferromagnetnonmagnetic dielectric multilayer structures/ V. A. Ignatchenko and O. N. Laletin // Phys. Rev. – 2007. – V. 76. – P. 104419 (pp 11).
- 46. Бучельников, В.Д. Затухание магнитоупругих волн в магнетиках в области ориентационных фазовых переходов / Бучельников В.Д., Шавров В.Г. // ФММ, 1989, Т. 68, №3, С. 421-444.
- 47. Васильев, А.Н. Электромагнитное возбуждение звука в металлах / А.Н. Васильев, В.Д. Бучельников, С.Ю. Гуревич, М.И. Каганов, Ю.П. Гайдуков // Челябинск Москва: ЮУГУ. 2001. 339 С.
- 48. Emtage, P.R. Nonreciprocal attenuation of magnetoelastic surface waves /
 P.R. Emtage // Phys. Rev.B. 1976. V.13. №7. P. 3063 -3070.
- 49. Беляева, О.Ю. Магнитоакустика ферритов и магнитоакустический резонанс/ О.Ю. Беляева, Л.К. Зарембо, С.Н. Карпачев // УФН. 1992. Т. 162. №2. С.107 –
- Ye, M. Magnetoelestic instabilities in the ferromagnetic resonance of magnetic garnet films / M.Ye, H.Dotsch // Phys.Rev. B. – 1991. – V. 44. – P. 9458.
- Плешаков, И.В. Параметрическое возбуждение магнитоупругих колебаний монокристаллов гематита в слабых магнитных полях / И.В. Плешаков // ФТТ. 2005. Т. 47. С. 1629.
- Угнатченко, В.А. К теории магнитоупругого взаимодействия в тонкой магнитной пленке / В.А. Игнатченко, Е.В. Кузьмин // ФММ. 1966. Т. 22, № 4. С. 623.
- 53. M.T. Elliot, M. O'Donnell, H.A. Blackstead. Standing magnetoelastic waves in rare earth ferromagnetic films// Phys. Rev. Lett. 1974. V. 32. -№ 13. P. 734 -737.
- R.E. Camley. Magnetoelastic waves in a ferromagnetic film on a nonmagnetic substrate.// J. Appl. Phys. – 1979.-V. 50. – P. 5272.
- 55. Ю.В. Гуляев, П.Е. Зильберман. Известия ВУЗов. Магнитоупругие волны в пластинах и пленках ферромагнетиков - 1988. – Т.11. – С.6 - 23.

- Tiersten, H. F. Thickness vibrations of saturated magnetic plate//Journal of Applied Physics / H. F. Tiersten // 1965. - T. 36. - B. 7. - C. 2250 - 2259.
- 57. Луговой, А.А. Магнитоупругое возбуждение неоднородных колебаний намагниченности в ферромагнетике однородным магнитным полем / А.А. Луговой, Е.А. Туров // Свердловск.:АН СССР Уральское отделение.
 Препринт. Свердловск. 1988. 21 С.
- Филимонов, Ю.А. Магнитоупругие волны в касательно намагниченной ферромагнитной пластине / Ю.А. Филимонов, Ю.В. Хивинцев // ЖТФ. 2002. Т. 72. С. 40 -50.
- 59. Бугаев, А.С. Влияние магнитоупругого взаимодействия обменных спиновых волн на спектр магнитоакустических колебаний в планарных структурах / А.С. Бугаев, В.Б. Горский // ФТТ. – 2002. Т. 44.-№ 4.-С. 724.
- Туров, Е.М. Нарушенная симметрия и магнитоакустические эффекты в ферро- и антиферромагнетиках / Туров Е.М., Шавров В.Г. // УФН. 1983. – Т. 140. – С. 429.
- Guerrero, V.H. Magnetostrictively induced vibrations of film substrate plates / V.H. Guerrero, R.C. Wetherhold // JMMM. 2004.- V. 284. P. 260 -272.
- Nurgaliev, T. Theoretical investigation of spin and acoustic waves resonances in a layered structure / T. Nurgaliev, S. Miteva // JMMM. – 1996. – V. 157/158. P. 477 – 479.
- Gomonay, H. Magnetoelastic Mechanism of Long Range Magnetic Ordering in Magnetic - Nonmagnetic Multilayers / H. Gomonay // Phys.Rev. B. - 2001. - V. 64. - P. 054404.
- 64. Bespyatykh, Yu.I. Inhomogeneous magnetoelastic states and magnetoelastic wave spectrum in a system consisting of magnetic-nonmagnetic multilayers / Yu. I. Bespyatykh, I. E. Dikshtein, V. P. Mal'tzev, and S. A. Nikitov// Phys. Rev. B. 2003.-V. 68. P. 144421 1 144421 10.

- 65. Gyorgy, E.M. Irreversible Photoinduced Changes in Optical Absorption of YIG(Si⁴⁺) and YIG(Ca²⁺) / Gyorgy E.M., Dillon J.F., Remeika J.P. // J.Appl.Phys. 1971. Vol. 42. P. 1454 1455
- Hisatake, K. Photo induced effect on optical absorbtion coefficient in yttrium iron garnet / Hisatake K., Matsubara I., Maeda K., Yasuoka H., Mazaki H., Uematsu K. // JMMM. – 1995. – V. 140-144. – P. 2127 – 2128.
- Alben, R. Polarization dependent photoinduced effects in silicon doped yttrium iron garnet / Alben R., Gyorgy E.M., Dillon J.F., Remeika J.P. // Phys.Rev.B. 1972. V. 5. P. 2560 2577.
- Rudowicz, Cz. Effects of a nontrigonal crystal field on spectroscopic properties of Fe²⁺ ions in yttrium iron garnet: Si(Ge) / Rudowicz Cz. // Phys.Rev.B. 1980. V. 21. P. 4967.
- Рандошкин В.В., Червоненкис А.Я., Прикладная магнитооптика. М. Энергоатомиздат.- 1990. – 320 С.
- Балбашов, А.М. Влияние примесей на спектры поглощения Ві содержащих гранатов / Балбашов А.М., Бахтеузов В.Е., Цветкова А.А. //ЖПС. – 1981. – Т. 34. - № 3. – С. 537 -539.
- Гижевский, Б.А. Оптические и магнитооптические свойства наноструктурированного железо-иттриевого граната / Гижевский Б.А., Сухоруков Ю.П., Ганьшина Е.А., Лошкарева Н.Н., Телегин А.В., Лобачевская Н.И., Гавико В.С., Пилюгин В.П. // ФТТ. -2009. – Т.51. -№9. – С. 1729 – 1734.
- Дорошенко, Р.А. Спектрально-зависимые фотоиндуцированные изменения оптического поглощения в легированных монокристаллах иттрий-железистых гранатов / Дорошенко Р.А., Надеждин М.Д. // ФТТ. – 2001. – Т. 43. – С. 1233.
- Wood, D.L. Effect of Impurities on the Optical Properties of Yttrium Iron Garnet / Wood D.L., Remeika J.P. // J. Appl. Phys. – 1967. – V. 38. P. 1038 -1045.

- 74. Scott, G.B. Absorbtion spectra of Y₂Fe₅O₁₂ (YIG) and Y₂Ga₅O₁₂:Fe³⁺/ Scott G.B., Lackilson D.E., Page J.L. // Phys. Rev. 1967. V. 10. N 3. P. 971 985.
- 75. Wittekoek, S. Magneto optic spectra and dielectric tensor elements of bismuth substituted iron garnets at photon energies between 2.2 2.5 eV / Wittekoek S., Pompa T.J.A., Robertson J.M., Bonders P.F. // Phys. Rev. B. 1975. V. 12. N 7 –P. 2777 2783.
- 76. Scott, G.B. The absorbtion spectra of $Y_2Fe_5O_{12}$ and $Y_2Ga_5O_{12}$: Fe^{2+} to 5.5 eV / Scott G.B., Page J.L. //Phys.stat.sol.(b) . 1977. V.79.–P. 203 212.
- 77. Scott, G.B. Pb valence in iron garnet / Scott G.B., Page J.L. // J.Appl.Phys.
 1977. V.48. N3. P. 1342 1349.
- Дорошенко, Р.А. Фотоиндуцированное изменение оптического поглощения в монокристаллах иттрий – железистого граната / Дорошенко Р.А., Надеждин М.Д. // ФТТ. – 1996. – Т. 38. – С. 3075 - 3078.
- 79. Curie, P. Sur la symétrie dans les phénomènes physiques. Symétrie d'un champ électrique d'un champ magnétique / P. Curie // J. Phys 1894. –Vol. 3.
 P. 393.
- Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. Электродинамика сплошных сред. М.: Наука.1993, 656 с.
- 81. Дзялошинский, И.Е. Теория геликоидальных структур в антиферромагнетиках / Дзялошинский И.Е. // ЖЭТФ. 1964. т.47, №3. С.992 1003.
- Астров, Д.Н. Магнитоэлектрический эффект в окиси хрома / Астров Д.Н. // ЖЭТФ.-1961. Т. 40. С. 1035-1041.
- Martin, L.W. Multiferroics and magnetoelectrics: thin films and nanostructures / LWMartin, S P Crane, Y-H Chu, M B Holcomb, M Gajek, M Huijben, C-H Yang, N Balke and R Ramesh // J. Phys.: Condens. Matter. – 2008. – Vol. 20.-P. 434220 (13pp).

- Khomskii, D. Multiferroics: Different ways to combine magnetism and ferroelectricity / D. Khomskii // JMMM. –Vol. 306. – P. 1-8.
- Tokura, Y. Multiferroics as Quantum Electromagnets / Y. Tokura // Science 2006.- Vol. 312. – P. 481 – 482.
- 86. Eerenstein, W. Multiferroic and magnetoelectric materials / W. Eerenstein, N. D. Mathur, J. F. Scott //Nature. -2006 Vol. 442. P. 759 765.
- Cheong, S.-W. Multiferroics: a magnetic twist for ferroelectricity / S.-W. Cheong, M. Mostovoy // Nature. – 2007. -Vol.6. - P. 13 – 20.
- Fiebig, M. Revival of the magnetoelectric effect / M. Fiebig // J. Phys. D: Appl. Phys. – 2005. - Vol. 38. – P. R123–R152.
- Бичурин М.И., Петров В.М., Филиппов Д.А., Сринивасан Г., Нан С.В. Магнитоэлектрические материалы. - Новгород. Издательство "Академия Естествознания". – 2005. – 226 С.
- Getman, I. Magnetoelectric Composite Materials: Theoretical Approach to Determine Their Properties / Getman I. // Ferroelectrics. -1994. - Vol. 162.- P. 45-50.
- 91. Каменцев, К.Е. Сверхнизкочастотный магнитоэлектрический эффект в многослойной пленочной структуре феррит – пъезоэлектрик / Каменцев К.Е., Фетисов Ю.К., Srinivasan G. // ЖТФ. - 2007. - Т. 77. - С. 50 - 56.
- 92. Туров, Е.А. Динамика коллинеарного двухпозиционного многоподрешеточного ферримагнетика в трехподрешеточной модели. Применение к железоиттриевому гранату / Туров Е.А., Куркин М.И., Меньшенин В.В., Николаев В.В. // ФММ. 2007. Т. 103. №5. С. 473 479.
- 93. Куркин, М.И. Параметрический магнитоэлектрический эффект в переменном магнитном поле / Куркин М.И., Меньшенин В.В., Бакулина Н.Б. // ФТТ. - 2007. - Т. 49. - №8. - С. 1398 - 1400.
- 94. Bichurin, M.I. Theory of magnetoelectric effects at magnetoacoustic resonance in single-crystal ferromagnetic-ferroelectric heterostructures /

Bichurin M.I., Petrov V.M., Ryabkov O.V., Averkin S.V. // Phys. Rev. B. 2005. - Vol. 72. - P. 060408-1 – 060408-4.

- Bunget, I. Magnetoelectric Effect in the Heterogeneous System NiZn Ferrite PZT Ceramic / Bunget I. and Raetchi V. // Phys. Stat. Sol. - 1981, Vol. 63, p. 55.
- 96. Филиппов, Д.А. Теория магнитоэлектрического эффекта в гетерогенных структурах на основе ферромагнетик – пьезоэлектрик / Филиппов Д.А. // ФТТ. -2005. - Т. 47. - №6, С.1082-1084.
- 97. Neaton, J. B. // First-principles study of spontaneous polarization in multiferroic BiFeO₃/ J. B. Neaton, C. Ederer, U. V. Waghmare, N. A. Spaldin and K.M. Rabe //Phys. Rev. B: Condens. Matter Mater. Phys..- 2005.-Vol. 71.-P. 014113.
- 98. Michel, Ch. The atomic structure of BiFeO₃/ Ch. Michel, J.-M. Moreau, G. D. Achenbach, R. Gerson, W. J. James // Solid State Communications. 1969. Vol. 7. P. 701 704.
- Teague, J. R. Dielectric hysteresis in single crystal BiFeO₃/ J. R. Teague, R. Gerson and W. J. James // Solid State Communications. -1970. Vol. 8. P. 1073 -1074.
- 100. Sosnowska, I. Spiral magnetic ordering in bismuth ferrite / I. Sosnowska, T. Peterlin-Neumaier and E. Steichele // J. Phys. C: Solid State Phys. 1982. Vol. 15. P. 4835 4846.
- 101. Залесский, А.В. Пространственно модулированная структура в BiFeO₃ по результатам исследования спектров ЯМР на ядрах ⁵⁷ Fe / A.B. Залесский, А.К. Звездин, А.А. Фролов, А.А. Буш // Письма в ЖЭТФ. 2000. Т. 71. С. 682 686.
- 102. Залесский, А.В. Концентрационный переход спин модулированной структуры в однородное антиферромагнитное состояние в системе Bi_{1-x} La_xFeO₃ по данным ЯМР на ядрах ⁵⁷Fe / А.В. Залесский, А.А. Фролов, Т.А. Химич, А.А. Буш // ФТТ. 2003. Т. 45. С. 134 -138.

- 103. Стефановский, Е.П. Модулированные магнитные структуры в некоторых моноклинных системах (МпООН и изоморфные ему соединения)/ Стефановский Е.П. // ФНТ. – 1987. – Т.13. - № 7. – С. 740 – 746.
- 104. Yamasaki, Y. Electric Control of Spin Helicity in a Magnetic Ferroelectric /
 Y. Yamasaki et al // Phys. Rev. Lett. 2007. Vol. 98. P. 147204.
- 105. Sosnowska, I. Origin of the long period magnetic ordering in BiFeO₃ / I.
 Sosnowska, A.K. Zvezdin // JMMM. 1995. Vol. 140 144. P. 167.
- 106. Кадомцева, А.М. Нарушенная четность отосительно инверсии пространства и времени и магнитоэлектрические взаимодействия в антиферромагнетиках / А.М. Кадомцева, А.К. Звездин, Ю.Ф. Попов, А.П. Пятаков, Г.П. Воробьев // Письма в ЖЭТФ. – 2004. - Т. 79. - С. 705-716.
- 107. Zavaliche, F. Multiferroic BiFeO₃ films: domain structure and polarization dynamics / F. Zavaliche, S.Y. Yang; T. Zhao, Y. H. Chu; M. P. Cruz, C. B. Eom, R. Ramesh // Phase Transitions: A Multinational Journal. -2006. –Vol. 79. P. 991.
- 108. Li, L. J. The magnetoelectric domains and cross-field switching in multiferroic BiFeO₃/ L. J. Li, J. Y. Li, Y. C. Shu, and J. H. Yen // Appl. Phys. Lett. – 2008. – Vol. 93. – P. 192506 -1 - 192506 -3.
- 109. Jang, H.W. Domain engineering for enhanced ferroelectric properties of epitaxial (001) BiFeO thin film / H.W. Jang, D. Ortiz, S.H. Baek, C.M. Folkman. R.R. Das, P.Shafer, Y. Chen, C.T. Nelson, X. Pan, R. Ramesh, C.B. Eom // Adv. Mat. – 2009. – Vol. 21. – P. 817 – 823.
- 110. Zhang, J. X. Computer simulation of ferroelectric domain structures in epitaxial BiFeO₃ thin films/ J. X. Zhang, Y.L. Li, S. Choudhury, L.Q. Chen, Y.H. Chu, F. Zavaliche, M.P. Cruz, R. Ramesh, Q.X. Jia // J.Appl. Phys. 2008. Vol. 103. P. 094111.
- 111. Chu, Y.H. Nanoscale domain control in multiferroic BiFeO₃ thin films/ Y.H. Chu, Q. Zhan, L.W. Martin, M.P. Cruz, P.-L. yang, G.W. Pabst, F. Zavaliche, 224

S.Y. Yang, J.X. Zhang, L.Q. Chen, D. G. Schlom, I.N. Lin, T.B. Wu, R. Ramesh // Adv. Mater. – 2006. - Vol. 18, -P. 2307–2311

- 112. Hyang, C.W. Phenomenological analysis of domain width in rhombohedral BiFeO₃ films / C.W. Hyang, L. Chen, J. Wang, Q. He, S.Y. Yang, Y.H. Chu, R. Ramesh // Phys. Rev. B. 2008. Vol. 80. P. 140101(R).
- 113. Cruz, M. P. Strain control of domain wall stability in epitaxial BiFeO₃ (110) film / M. P. Cruz, Y.H. Chu, J.X. Zhang, P.L. Yang, F. Zavaliche, Q. He, P. Shafer, L.Q. Chen, R. Ramesh //Phys.Rev.Lett. 2007. Vol. 99. P. 217601.
- 114. Steiffer, S.K. Domain patterns in epitaxial rhombohedral ferroelectric films. I. Geometry and experiments / S.K. Steiffer, C.B. Parker, A.E. Romanov, M.J. Lefevre, L. Zhao, J.S. Speck, W. Pompe, C.M. Foster, G.R. Bai // J. Appl. Phys. 1998. Vol. 83. P. 2742.
- 115. Schmid, H. Some symmetry aspects of ferroics and single phase multiferroics
 / H. Schmid //J. Phys.: Condens. Matter. 2008 Vol. 20.-P. 434201 -1 43201 24.
- 116. Prívratská, J./ Prívratská, J.,Janovec V. // Ferroelectrics. 1999. –Vol. 222. –
 P. 23.
- 117. Venkatesan, S. Nanoscale domain evolution in thin films of multiferroic TbMnO₃ / S. Venkatesan, C. Daumont, B. J. Kooi, B. Noheda, J. Th. M. De Hosson // Phys.Rev.B. 2009. Vol. 80. P. 214111.
- 118. Daumont, C.J.M. Epitaxial TbMnO3 thin films on SrTiO₃ substrates: a structural study / C.J.M.Daumont, D. Mannix, S. Venkatesan, G. Catalan, D. Rubi, B. J. Kooi, J. Th. M. De Hosson, B. Noheda // J.Phys.Cond.Mat. 2009.- Vol. 21. P. 182001.
- 119. Mostovoy, M. Multiferroics. A whirlwild of opportunities / Mostovoy M. // Nature Mat. – 2010. Vol. 9 – P. 188.

- 120. Lebeugle, D. Electric-Field-Induced Spin Flop in BiFeO₃ Single Crystals at Room Temperature / D. Lebeugle, D. Colson, A. Forget, M. Viret, A.M. Bataille, A. Gukasov // Phys. Rev. Lett. -2008.- Vol.100. P. 227602.
- 121. Holcomb, M.B. Probing the evolution of antiferromagnetism in multiferroics / M.B. Holcomb, L.W. Martin, A. Scholl, Q. He, P. Yu, C.H. Yang, P.A. Glans, M. Valvidares, M. Huijben, J.B. Kortright, J. Guo, Y.H. Chu, R. Ramesh //Phys. Rev.B 2010. V. 81. P. 134406.
- 122. Morya, T. New mechanism of anisotropic superexchange interaction / T. Morya // Phys. Rev. Lett. -1960. –Vol.4. –N.5. – P. 228 – 230.
- 123. Fiebig, M. Magnetoelectric effects in multiferroic manganites / M. Fiebig, Th. Lottermoser, Th. Lonkai, A.V. Goltsev, R.V. Pisarev // JMMM . – 2005. -Vol. 290–291. – P. 883 -890.
- 124. Houchmandzadeh, B. Order parameter coupling and chirality of domain walls
 /B. Houchmandzadeh, J. Lajzerowicz, and E. Salje // J. Phys.: Condens.Matter. -1991. – Vol. 3. P. 5163.
- 125. Барьяхтар В.Г., Динамика доменных границ в слабых ферромагнетиках / В.Г. Барьяхтар, Б.А. Иванов, М.В. Четкин // УФН. 1985. Т.146. №3. –С. 417 488.
- 126. Singh, M.K. New magnetic phase transitions in BiFeO₃/ M.K Singh, R.S. Katiyar, J.F. Scott //J. Phys.: Condens. Matter. 2008. Vol. 20. P. 252203 1 252203 4.
- 127. Белов, К.П. Ориентационные переходы в редкоземельных магнетиках./ К.П. Белов, А.К. Звездин, А.М. Кадомцева, Р.З. Левитин // Москва: Наука. – 1979. - 320 с.
- 128. Струков, Б.А. Физические основы сегнетоэлектрических явлений в кристаллах./ Б.А. Струков, А.П. Леванюк // Москва: Наука, Физмалит. -1995 – 301 С.
- 129. Звездин, А.К. Влияние магнитоэлектрического взаимодействия на магнитные и электрические свойства сегнетомагнетика / Звездин, А.К. // Краткие сообщения по физике ФИАН.- 2004. – Т. 4. – С.3

- 130. Kordel, T. Nanodomains in multiferroic hexagonal *R*MnO₃ films (*R*=Y,Dy,Ho,Er) / T. Kordel, C. Wehrenfennig, D. Meier, Th. Lottermoser, M. Fiebig,I. Gélard C. Dubourdieu, J.W. Kim, L. Schultz, and K. Dörr // Phys.Rev.B. -2009. Vol. 80. P. 045409.
- 131. Schilling, A. Scaling of domain periodicity with thickness measured in BaTiO3 single crystal lamellae and comparison with other ferroics / A. Schilling, T. B. Adams, R. M. Bowman, J. M. Gregg, G. Catalan, and J. F. Scott // Phys. Rev. B: Condens.Matter. -2006. – Vol. 74, 024115 -1 - 024115 -6.
- 132. Vlooswijk, A. H. G. Smallest 90° domains in epitaxial ferroelectric films/ A. H. G. Vlooswijk, B. Noheda, G. Catalan, A. Jans_sens, B. Barcones, G. Rijnders, D. H. A. Blank, S. Venkatesan, B. Kooi, and J. T. M. de Hosson // Appl. Phys.Lett. 2007. Vol. 91. P. 112 901 1- 112 901 -3.
- 133. Catalan, G. Fractal Dimension and Size Scaling of Domains in Thin Films of Multiferroic BiFeO₃ / G. Catalan, H. Bea, S. Fusil, M. Bibes, P. Paruch, A.Barthelemy, and J. F. Scott // Phys. Rev. Lett. – 2008. –Vol. 100. –P. 027602 -1 - 027602 -4.
- 134. Meier, D. Observation and Coupling of Domains in a Spin-Spiral Multiferroic
 / D Meier, M Maringer, Th, P Becker, L Bohaty, M Fiebig // Phys. Rev. Lett.
 -2009. V. 102. P. 107202.
- 135. Yan, F. Enhanced multiferroic properties and domain structure of La-doped BiFeO₃ thin films / F. Yan, T.J. Zhu, M.O. Lai, L. Lu // Scripta materialia. -2010. – Vol. 63. P. 780 – 783.
- 136. F. Yan, M.-O. Lai, L. Lu. Enhanced Multiferroic Properties and Valence Effect of Ru-Doped BiFeO₃ Thin Films / J. Phys. Chem.C. 2010. Vol. 114.
 №15. p. 6994 6998.
- 137. Барьяхтар, В.Г. Теория неоднородного магнитоэлектрического эффекта / Барьяхтар В.Г., Львов В.А., Яблонский Д.А. // Письма в ЖЭТФ. 1983. Т. 37.- №12. С. 565 567.

- 138. Zvezdin, A.K. Flexomagnetoelectric effect in bismuth ferrite / A.K. Zvezdin,
 A.P. Pyatakov // pss b. 2009. Vol. 249. -№8. P. 1956 1960.
- 139. Витебский, И.М. Об индуцировании несоразмерных структур внешним полем / Витебский И.М. // ЖЭТФ. – 1982. – Т. 82. – С. 1982.
- 140. Барьяхтар, В.Г. Индуцирование длиннопериодических структур в ромбических и ромбоэдрических антиферромагнетиках / Барьяхтар В.Г., Яблонский Д.А. // ФТТ. - 1982. –Т. 24. – С. 2522.
- 141. Дзялошинский, И.Е. К вопросу о магнитоэлектрическом эффекте в антиферромагнетиках / Дзялошинский И.Е. // ЖЭТФ. 1959. т.37, №3. С.881 882.
- 142. Mostovoy, M. Ferroelectricity in Spiral Magnets / Mostovoy M. // Phys. Rev. Lett. 2006. - Vol. 96. - P. 067601-1 - 067601-4.
- 143. Logginov, A.S. Electric field control of micromagnetic structure / A.S. Logginov, G.A. Meshkov, A.V. Nikolaev, A.P. Pyatakov, V.A. Shust, A.G. Zhdanov, A.K. Zvezdin //JMMM. 2007. Vol. 310. P. 2569 2571.
- 144. Prosandeev, S. Control of vortices by homogeneous fields in asymmetric ferroelectric and ferromagnetic rings / S. Prosandeev, I. Ponomareva, I. Kornev, L. Bellaiche // Phys.Rev.Lett. -2008. - Vol.100. – P. 047201.
- 145. X. Z. Yu, Y. Onose, N. Kanazawa, J. H. Park, J. H. Han, Y. Matsui, N. Nagaosa, Y. Tokura. Real-space observation of a two-dimensional skyrmion crystal // Nature. 2010. Vol. 465. P. 901 904.
- 146. Pimenov, A. Possible evidence for electromagnons in multiferroic manganites
 / A. Pimenov, A. A. Mukhin, V. Yu. Ivanov, V. D. Travkin, A. M. Balbashov and A. Loidl // Nature Phys. 2006. – Vol. 2. – P. 97 -100.
- 147. Meyer, R.B. Piezoelectric Effects in Liquid Crystals / Meyer R.B. // Phys.
 Rev. Lett. 1969.- Vol. 22. P. 918.
- 148. Желудев И.,С. Еще раз к вопросу об электрической поляризации кристаллов при деформации кручения / Желудев И.С., Лихачева Ю.С., Лилеева // Кристаллография. – 1969. – Т. 14, С. 514 – 516.

- 149. Пикин С.А. Структурные превращения в жидких кристаллах. М.: Наука, 1981, 356 С.
- 150. Блинов, Л.М. Энергия сцепления нематической и изотропной фаз жидких кристаллов / Блинов Л.М., Кабаенков А.Ю., Лебедев В.В., Сонин А.А. // Известия АН СССР. Серия Физическая. – 1989. – т. 53. -№10. – С.1948 – 1961.
- 151. В.А. Делев, О.А. Скалдин. Электрооптика нематиков с гибридной ориентацией в режиме флексоэлектрической неустойчивости / В.А. Делев, О.А. Скалдин // Письма в ЖТФ. 2004. Т. 30. № 16. С. 36 40.
- 152. Sparavigna A. Electric field effects on spin density wave in magnetic ferroelectrics / Sparavigna A., Strigazzi A., Zvezdin A. // Phys. Rev. B.-1994. -Vol. 50. – P.2953.
- 153. Кричевцов, Б.Б. Гигантский магнитоэлектрический эффект в пленках ферритов – гранатов / Б.Б. Кричевцов, В.В. Павлов, Р.В. Писарев // Письма в ЖЭТФ. – 1989. –Т. 49. - с. 466.
- 154. Koronovsky, V. E. Electromagneto-optical effects on local areas of a ferritegarnet film / V. E. Koronovsky, S. M. Ryabchenko, and V. F. Kovalenko //Phys. Rev. B 71. – 2005. – P. 172402.
- 155. M. Mercier. In: magnetoelectric interaction phenomena in crystals/ Ed. By Freeman A.J., Schmid H. Gordon and Breach. 1973. P.99.
- 156. Krichevtsov, B.B. / Krichevtsov B.B., Pavlov V.V., Pisarev R.V., Selitsky A.G. // Ferroelectrics. – 1994. – Vol. 161. – P. 65.
- 157. Туров, Е.А. Новые магнитоэлектрические явления в магнетиках, связанные с магнитоэлектрическим и антиферроэлектрическим взаимодействием / Туров Е.А., Николаев В.В. Е.А. Туров, В.В. Николаев // УФН.-2005. – Т.175. –С. 457.
- 158. Неель, Л. / Л. Неель // Изв. АН СССР. сер. физ. 1957. Т. 21. № 6.– С. 904.

- 159. Крупичка С. Физика ферритов и родственных им магнитных окислов. Т.1. – М.: Мир. – 1976. – 353 С.
- 160. Wemple, S.H. Optical properties of epitaxial garnets films / Wemple S.H., Blank S.I., Seman J.A., Biolsi W.A. // Phys. Rev. B. – 1974. – Vol.9. – p. 2134 – 2144.
- 161. Neel, L. / L. Neel // Compt. rend. 1954. Vol. 8. P. 1239.
- 162. Мицек, А.И. Магнитная фазовая диаграмма и доменные структуры кубического ферромагнетика с наведенной одноосностью / Мицек А.И., Колмакова Н.П., Сирота Д.И. // Металлофизика. – 1982. – Т. 4. - № 4. – С. 26 – 33.
- 163. Бучельников, В.Д. Спин переориентационные фазовые переходы в кубических магнетиках при упругих напряжениях / Бучельников В.Д., Шавров В.Г. // ФТТ. – 1981.- Т.23.- №5.-С. 11296 – 1301.
- 164. Власко Власов, В.К. Диаграмма магнитных ориентационных переходов в монокристаллах гадолиниевого феррит – граната с внутренними напряжениями / Власко – Власов В.К., Иденбом М.В. // ЖЭТФ. – 1984. – Т. 86. - №3. – С. 1084-1091.
- 165. Безус, А.В. Фазовые переходы в ЦМД структурах при спиновой переориентации в феррит – гранатовых пленках / Безус А.В., Леонов А.А., Мамалуй Ю.А., Сирюк Ю.А. // ФТТ. – 2004. – Т.46. -№2. С. 277 – 281.
- 166. Владимиров, И.В. Магнитные фазовые диаграммы кубических магнетиков с комбинированной наведенной анизотропией / Владимиров И.В., Дорошенко Р.А. // ФТТ. – 1991. – Т. 33. № 11.
- 167. Вахитов Р.М. Теория спин переориентационных фазовых переходов в реальных кристаллах./ Вахитов Р.М. // Уфа. 2007. 92 С.
- 168. Кандаурова, Г.С. Доменная структура кристаллов пластин (111) ферритов – гранатов с одноосной анизотропией / Кандаурова Г.С., Памятных Л.А., Иванов В.Е. // Изв. ВУЗов. Физика. – 1982.-Т.25. - №3.-С.57-61.

- 169. Беляева, А.И. Визуальные исследования доменной структуры в области спиновой переориентации для эпитаксиальных пленок (BiTm)₃(FeGa)₅O₁₂/ Беляева А.И, Антонов А.В., Егиазарян Г.С., Юрьев В.П. // ФТТ. -1980. Т.22. № 6. С. 1621 1628.
- 170. Magnetoelectric interaction phenomena in crystals. Ed. By A.Y. Freeman et al. London, 1974.
- 171. Е.А.Туров, М.И. Куркин, В.В. Меньшенин, В.В. Николаев. Динамические эффекты магнитоэлектрического и ферроэлектрического взаимодействий. Препринт. Екатеринбург. 2006, 91 с.
- 172. Бучельников, В.Д. Уединенные магнитоупругие волны в легкоплоскостных магнетиках, распространяющихся вдоль оси анизотропии / Бучельников В.Д., Шавров В.Г. // ФТТ, 1983, Т. 25, С. 90-94.
- 173. Бучельников, В.Д. Особенности термодинамики магнетиков в области ориентационных фазовых переходов / Бучельников В.Д., Кузавко Ю.А., Шавров В.Г. // ФНТ, 1985, Т. 11, № 12, С. 1275-1279.
- 174. Гуляев, Ю.В. Поверхностные магнитоакустические волны в магнитных кристаллах в области ориентационных фазовых переходов / Ю.В. Гуляев, И.Е. Дикштейн, В.Г. Шавров // УФН.- 1997.- Т. 167. №7.- С. 735 -750.
- 175. Sylvester, J.G. Excitation of gigahertz magnetoelastic waves in terbium films:
 Field dependence / J.G. Sylvester, S.C. Hart, H.A. // Phys. Re.B. 1978. V.
 17. №3. P. 1283 1284.
- 176. Власов, К. Уравнения движения и состояния магнитоупругих сред / К. Власов, Б. Ишмухаметов // ЖЭТФ. – 1964. – Т. 46. – С. 201.
- 177. Бучельников, В.Д. Отражение электромагнитных волн от поверхности кубической ферромагнитной пластины / В.Д. Бучельников, А.В. Бабушкин, И.В. Бычков // ФТТ. 2003. Т. 45. № 4.С. 663 672.

- 178. Гуляев, Ю.В. Поверхностные электрозвуковые волны в твердых телах / Гуляев Ю.В. // Письма в ЖЭТФ.-1968. – Т. 9. – С. 63.
- 179. Bleustein, J.L. A new surface waves in piezoelectric material / Bleustein J.L.
 //Appl. Phys. Lett. 1968.- Vol.13. P. 412.
- 180. Parekh, J.P. / J.P. Parekh // Electron. Lett. 1969.- Vol. 5. P. 322.
- 181. Mattheus, H. Magnetoelastic Love waves / H. Mattheus, Van De Vaart // Appl. Phys. Let. – 1969. – V. 15. – P. 373.
- 182. Camley, R.E. Power flow in magnetoelastic media / R.E. Camley, A.A. Maradudin // Appl. Phys. Lett. 1981. V. 38. P. 610.
- 183. Филлипов, Б.Н. К теории магнитоупругих волн в ферромагнитных пластинах/ Филлипов Б.Н., Лукомский В.П. // ФММ. – 1972. – Т. 34. -№4. – С.682 - 690.
- 184. Филлипов, Б.Н. Поверхностные и объемные магнитоупругие волны в перпендикулярно-намагниченных ферромагнитных пленках / Филлипов Б.Н., Лебедев Ю.Г., Болтачев В.Д. // ФММ. – 1980. – Т. 49. - №6. – С. 1158.
- 185. Бугаев, А.С. Быстрые магнитоупругие волны в нормально намагниченной пластине феррита / Бугаев А.С., Гуляев Ю.В., Зильберман П.Е. // ФТТ. – 1981. – Т.23. - №4. – С. 2647.
- 186. Бугаев, А.С. / Бугаев А.С., Гуляев Ю.В., Зильберман П.Е. // РЭ. 1982. Т.27. - №10. – С. 1979.
- 187. А. Йелов. Физика тонких пленок. Т. VI / Под общей редакцией М.Х. Франкомба и Р.У. Гофмана. Москва: Мир. – 1973. - 392 С.
- 188. Лаптева, Т.В. Эффекты магнитоупрого взаимодействия при распространении сдвиговой волны в одномерном магнитном акустически гиротропном фононном кристалле / Т.В. Лаптева, О.С. Тарасенко, С.В. Тарасенко // ФТТ. – 2007. –Т. 49. - № 7. С. 1210 – 1216.

- 189. Семенцов, Д.И. Высокоамплитудная прецессия и динамическая невосприимчивость магнитных моментов двухслойной пленки / Д.И. Семенцов, А.М. Шутый // ФТТ. –2003.- Т. 45. - № 5. – С. 877.
- 190. Zivieri, R. Acoustical and optical spin modes of multilayers with ferromagnetic and antiferromagnetic coupling / R. Zivieri, L. Giovannini, F. Nizzoli //Phys.Rev. B. – 2000. – V. 62. № 22. P. 14950 -14955.
- 191. Тимирязев, А.Г. Возбуждение поперечных и продольных гиперзвуковых волн в феррит - гранатовых пленках с неоднородным распределением поля анизотропии по толщине / А.Г. Тимирязев, М.П.Тихомирова, А.В. Маряхин // Радиотехника и электроника.1998. - т. 43. - в.11. - с. 1375 – 1381.
- 192. Сукстанский, А.Л. Динамическая магнитная восприимчивость двухслойной пленки в сильном магнитном поле / А.Л. Сукстанский, Г.И.Ямпольская // ФТТ. – 2000. – Т. 42. № 5. С. 866 - 872.
- 193. Л.Д. Ланау. Теория упругости / Л.Д. Ландау, Е.М. Лифшиц // Теория упругости. Москва: Наука. 1987. 246 С.
- 194. Schloemann, E. J. Generation of Phonons in High Power Ferromagnetic Resonance Experiments / Schloemann E. J. // J. Appl.Phys. – 1960. – Vol. 31. – P. 1647.
- 195. Викторов И.А. Звуковые поверхностные волны в твердых телах. / Викторов И.А. // Москва: Наука. 1981. 286 с.
- 196. Дьелесан, Э. Упругие волны в твердых телах. / Дьелесан Э., Руайе Д. // Москва : - Наука. - 1982. – 424 с.
- 197. Балакирев М.К. Волны в пьезокристаллах./ Балакирев М.К., Гилинский И.А. // Новосибирск: Наука. 1982.
- 198. Mindlin, R.D. Waves and vibrations in isotropic, elasic plates. In J.N. Goodier, N.J. Hoff, Eds., Structural Mechanics // Oxford. New York: Pergamon Press. 1960. P. 199 232.

- 199. Eshbach, J.R. Surface Magnetostatic Modes and Surface Spin Waves / Eshbach J.R., Damon R.W. // Phys. Rev. –1960.- V. 118. P. 1208.
- 200. Damon, R.W.Magnetostatic modes of a ferromagnet slab/ Damon R.W., Eshbach J.R. //J. Phys. Chem. Sol. – 1961. – Vol. 19. – P. 308 -.320
- 201. Беспятых, Ю.И. Неоднородные магнитострикционные состояния в одноосных ферромагнитных пленках / Ю.И. Беспятых, И.Е. Дикштейн // ФТТ. – 1999.- Т. 41. - №4. – С. 665 – 671.
- 202. Филиппов, Б.Н. Связанные магнитоупругие волны в ограниченной среде / Б.Н. Филиппов, Л.Г. Оноприенко //ФММ. -1970.-Т.30.-С.1121 1133.
- 203. Parekh, J.P. Magnetoelastic Rayleigh-Type Surface Wave on a Tangentially Magnetized YIG Substrate / J.P. Parekh, H.I. Bertoni // Appl. Phys. Lett. – 1972. - Vol. 20. - P. 362 - 365.
- 204. Scott, R.Q. Propagation of surface magnetoeleastic waves on ferromagnetic crystal substrates / R.Q. Scott, D.L. Mills // Phys. Rev. B. – 1977.-Vol. 15. – P.3545.
- 205. Dikshtein, I.E. Nonlinear self-localized magnetoelastic surface waves in antiferromagnetic media / I.E. Dikshtein, S.-H. Suck Salk // Phys.Rev. B. – 1996. –Vol.53. – P. 14957.
- 206. Camley, R.E. Surface magnetoelastic waves in a presence of exchange interactions and pinning of surface spins / R.E. Camley, R.Q. Scott // Phys. Rev. – 1978. – Vol.17. - № 11. – P. 4327 -4334.
- 207. Seavey, Jr. M.H. Boundary value problem for magnetoelastic waves in a metallic film / M.H. Seavey Jr. // Phys. Rev. 1968. Vol. 170. №2. P. 560 570.
- 208. Фридман, Ю.А. Магнитоупругие поверхностные в полубесконечном ферромагнетике во внешнем магнитном поле / Ю.А. Фридман, Д.В. Спирин // ФНТ. -2003. – Т. 29. - №8. – С. 652 -656.
- 209. Emtage, P.R. Nonreciprocal attenuation of magnetoelastic surface waves /
 P.R. Emtage // Phys. Rev.B. 1976. Vol.13. №7. P. 3063 -3070.

- 210. Гуляев, Ю.В. Наблюдение быстрых магнитоупругих волн в тонких эпитаксиальных пленках иттрий – железистого граната/ Ю.В. Гуляев, П.Е. Зильберман, Г.Т. Казаков, В.Г. Сысоев, В.В. Тихонов. Ю.А. Филимонов, Б.П. Нам, А.С. Хе // Письма в ЖТФ.-1981. -Т.39. - №9. – С.500.
- 211. Бреховских Л.М. Волны в слоистых средах./ Бреховских Л.М. // Москва: Наука. - 1973. - 343 с.
- 212. Бреховских, Л.М. Акустика неоднородных сред. Звуковые поля в слоистых и трехмерно – неоднородных средах. Т.2./ Л.М. Бреховских, О.А. Годин // М.: - Наука. - 2009. - 425 С.
- 213. Беспятых, Ю.И. Зонная структура спектра магнитоупругих волн в периодической системе магнитоупругих и упругих немагнитных слоев / Ю. И. Беспятых, И. Е. Дикштейн // Радиотехника и электроника. 2003. Т. 48. № 9. С. 1145 -1152.
- 214. A.Tucciarone. Physiks of magnetic garnets. LXX Corso. Soc. Italiana di Fisica. Bologna, Italy (1978). p.320.
- 215. Фотомагнетизм. Сб. ст. М.: Наука. 1993. 177 с. (Туды ИОФАН Т.44).
- 216. Магнитные полупроводники. Сб. ст. М.: Наука, 1982. 172 с. (Труды ФИАН, Т.139).
- 217. Коваленко, В.Ф. Фотоиндуцированный магнетизм / Коваленко В.Ф., Нагаев Э.Ф. // УФН. 1986. Т.148. С.561-602.
- 218. Нагаев Э.Л. Физика магнитных полупроводников. / Нагаев Э.Л. // Москва.: Наука. - 1979. - 431с.
- 219. Тикадзуми С. Физика ферромагнетизма. Магнитные характеристики и практические применения. / Тикадзуми С. //М.: Мир. 1987. 419с.
- 220. Звездин А.К., Котов В.А. Магнитооптика тонких пленок. М.: Наука. 1988. 192 С.
- 221. Nassau, K. A model for the Fe2+ Fe4+ equilibrium in flux grown yttrium iron garnet / Nassau K. // J. Cryst. Growth. – 1968. – V.2. – P. 215 -221.

- 222. Antonini, B. Oxidizing effects of high annealing in reducing atmosphere in Ca doped YIG films / Antonini B., Blank S., Lagomarsino S. // JMMM. 1980. V. 20. P. 216 219.
- 223. Yokoyama, Y. Treatment effect of reducing environment on magneto optical of Ca doped Bi substituted iron garnet films / Yokoyama Y., Koshizuka N., Takeda N. // IEEE Trans. Magn. MAG 21. 1985. №5. P. 1666 1668.
- 224. Герцберг Г. Электронные спектры и строение многоатомных молекул./ Герцберг Г.// М.: Мир. - 1969.
- 225. Веселаго, В.Г. Поляризационные зависимости фотоиндуцированных изменений магнитной анизотропии в Y₃Fe₅O₁₂ при импульсном возбуждении / Веселаго В.Г., Дорошенко Р.А., Рудов С.Г. // ЖЭТФ. – 1994. – Т. 45. – С. 638 - 647.
- 226. Абрагам А. Электронный парамагнитный резонанс переходных ионов. Т.1./ Абрагам А., Блини Б.// М.: Мир. 1972 – 652 с.
- 227. Давыдов А.С. Квантовая механика. / Давыдов А.С.- Москва: Наука. -1973 - 704 с.
- 228. Надеждин, М.Д. Спектр фотоиндуцированного изменения коэффициента поглощения в легированных монокристаллах Y₃Fe₅O₁₂// М.Д. Надеждин.
 ФТТ. 2006. Т. 48. №11. С. 2005 2009.

СПИСОК РАБОТ ПО ТЕМЕ ДИССЕРТАЦИИ

- A1 Gabbasova (Gareeva), Z.V. Bi_{1-x}R_xFeO₃ (R=rare earth): a family of novel magnetoelctrics / Z.V.Gabbasova (Z.V. Gareeva), M.D.Kuzmin, A.K.Zvezdin, I.S.Dubenko, V.A.Murashov, D.N.Rakov, I.B.Krynetsky. // Phys.Lett.A. 1991. Vol. 158. p.491-498.
- A2 Gareeva, Z.V. Interacting antiferromagnetic and ferroelectric domain structures of multiferroics / Z.V. Gareeva, and A. K. Zvezdin // Phys. Status Solidi RRL 2009. Vol. 3. N. 2–3, 79–81.
- A3 Gareeva, Z.V. Clamping of antiferromagnetic and ferroelectric domain structures in multiferroics / Z.V. Gareeva, A.K. Zvezdin // International Conference on Superconductivity and Magnetism, Abstract book.– Antalya (Turkey).- 2010. - P.463.
- А4 Гареева, З.В. Влияние магнитоэлектрических взаимодействий на доменные границы мультиферроиков / З.В. Гареева, А.К. Звездин // ФТТ. - 2010. - Т.52 - №. 8. - С. 1595 -1601.
- A5 Gareeva, Z.V. Pinning of magnetic domain walls in multiferroics / Z.V.
 Gareeva, A.K. Zvezdin // Europhysics Letters. 2010. Vol. 91. P. 47006 1 47006 3.
- A6 Barberi, R. Flexoelectricity and alignment phase transitions in nematic liquid crystals / R.Barberi, G.Barbero, Z.Gabbasova (Z. Gareeva), A.Zvezdin // J.Phys.(Fr) Sec.2. 1993. v.3. p.147-164.
- А7 Барберо, Дж. Вихревые структуры нового типа в жидкокристаллических пленках/ Дж.Барберо, З.В.Габбасова (З.В. Гареева), А.К.Звездин, М.-М.Тегеранчи // Краткие сообщения по физике ФИАН. - 1995. - т.9,10. - с. 10-17.

- Gareeva, Z.V. The influence of magnetoelectric interactions on the domain walls in multiferroics / Z.V. Gareeva, A.K. Zvezdin // Book of Abstracts of Moscow International Symposium on Magnetism MISM– Moscow: MSU. 2011. P. 904.
- А9 Гареева, З.В. Магнитоэлектрический эффект на неоднородности намагниченности в двухслойной ферромагнитной пленке / З.В. Гареева, Р.А. Дорошенко, Н.В. Шульга // Сборник трудов XXI Международной конференции «Новое в магнетизе и магнитных материалах» НМММ Москва: МГУ. 2009. С. 347.
- А10 Гареева, З.В. Особенности магнитоэлектрического эффекта в двухслойной пленке с ферромагнитным взаимодействием спинов / З.В. Гареева, Р.А. Дорошенко, Н.В. Шульга // Физика металлов и металловедение. - 2009. - Т. 107- №4 - С. 1-5.
- A11 Gareeva, Z.V. Peculiarities of electric polarization in bi layered longitudinally magnetized ferromagnetic film / Z.V. Gareeva, R.A. Doroshenko, N.V. Shulga, K. Harbusch // JMMM. 2009. Vol. 321. P. 1163 1166.
- A12 Gareeva, Z.V. Non uniform magnetoelectric effect in bi layered ferromagnetic film / Z.V. Gareeva, R.A. Doroshenko, N.V. Shulga // Contributed posters 3-rd European School on Multiferroics. Groningen (The Netherlands): Zernike Institute for Advanced Materials. 2009. P. 12.
- А13 Гареева, З.В. (2009/2010) Магнитоэлектрический эффект в двухслойной обменно – связанной структуре / З.В. Гареева, Р.А. Дорошенко// Сборник материалов научного семинара стипендиатов программ «Михаил Ломоносов II» и «Иммануил Кант II» 2009/2010 года. - Москва. – 2009. - С. 46 – 49.

- A14 Gareeva, Z.V. Non–uniform magnetoelectric effect in bilayered ferromagnetic structure with antiferromagnetic coupling at interface / Z.V. Gareeva, R.A. Doroshenko // Solid State Phenomena. 2011. V. 168 169. P. 241-244.
- A15 Gareeva, Z.V. Non-uniform magnetoelectric effect in bi-layered ferromagnetic structure with antiferromagnetic coupling at interface / Z.V. Gareeva, R.A. Doroshenko // IV Euro-Asian Symposium "Trends in MAGnetism" Nanospintronics. EASTMAG 2010. Program and abstract. 2010. P.405.
- A16 Gareeva, Z.V. Magnetoelectric effect in bi layered ferromagnetic structure
 / Z.V. Gareeva, R.A. Doroshenko // Book of Abstracts 10th International
 Workshop on Non-Crystalline Solids. Barcelona (Spain)– 2010.- P. 75.
- A17 Vakhitov, R.M. Magnetic phases and spin-reorientation transitions in a (111)-oriented plate with combined anisotropy/ R.M.Vakhitov, R.M.Sabitov, Z.V.Gabbasova (Z.V. Gareeva). // Phys.stat.sol.(b). -1991. -v.165. p.K87-K90.
- A18 Vakhitov, R.M. Structure and properties of domain walls in a (111) oriented plate of crystals with combined anisotropy/ R.M.Vakhitov, R.M.Sabitov, Z.V.Gabbasova (Z.V. Gareeva)// JMMM. 1995. V. 150. P. 68.
- А19 Гареева З.В., Размерные резонансы упругих и магнитоупругих колебаний в двухслойной структуре: ферромагнитная пленканемагнитный упругий слой / Гареева З.В., Дорошенко Р.А., Серегин С.В. // Сборник трудов XIX Международной конференции «Новое в магнетизе и магнитных материалах» - НМММ – Москва: МГУ. – 2004. - С. 274.

- A20 Gareyeva, Z.V. Magnetoelastic and elastic waves in the confined magnetic
 dielectric structure / Z.V. Gareyeva, R.A. Doroshenko, S.V.Seregin //
 Сборник "Физика электронных материалов". Материалы 2-й международной конференции. Калуга. 2005. Т.2. С. 213.
- A21 Gareyeva, Z.V. Dimensional resonances of elastic and magnetoelastic vibrations in two layered structure / Z.V. Gareyeva, R.A. Doroshenko // JMMM. 2006. Vol. 303. Iss.1. P. 221-226.
- A22 Gareyeva, Z.V. Peculiarities of resonances of elastic and magnetoelastic waves in (111)- oriented two-layered structure/ Z.V. Gareyeva, R.A. Doroshenko, R.M. Vakhitov, O.G. Ryakhova // Phys. stat. sol.(b). 2005. Vol. 242. N.7. P. 1504-1509.
- A23 Gareyeva, Z.V. Resonances of standing magnetoelastic and elastic waves in ambilateral YIG film / Z.V. Gareyeva, R.A. Doroshenko, S.V.Seregin // Book of Abstracts of Moscow International Symposium on Magnetism MISM– Moscow: MSU. 2005. P. 413.
- A24 Gareyeva, Z.V. Resonances of standing magnetoelastic and elastic waves in ambilateral YIG film / Z.V. Gareyeva, R.A. Doroshenko, S.V.Seregin // Proceedings of the third Moscow International Symposium on Magnetism (supplementary issue). 2005. P. 36-39.
- А25 Гареева, З.В. Размерные резонансы магнитоупругих и упругих волн в двухслойных и трехслойных структурах вида магнетик-немагнитный диэлектрик / З.В. Гареева, Р.А.Дорошенко, С.В. Серегин // Ученые записки. Сборник научных статей физико-математического факультета. Уфа : БГПУ . 2005. №7. С. 58 61.
- А26 Гареева, З.В. Исследование резонансов магнитоупругих и упругих волн в односторонних и двухсторонних пленках иттрий – железистых гранатов // З.В. Гареева, Р.А. Дорошенко, С.В. Серегин / Физика в Башкортостане. Уфа : Гилем - 2005 - С. 46 - 52.

- А27 Гареева, З.В. Толщинные сдвиговые моды в структурах с чередованием магнитных и немагнитных слоев / З.В. Гареева, Р.А. Дорошенко, С.В. Серегин // Физика металлов и металловедение. 2007. Т. 13. №5. С. 488 492.
- А28 Гареева, З.В. Особенности возбуждения размерных резонансов магнитоупругих и упругих волн в двухслойной структуре: магнетикнемагнитный диэлектрик / З.В. Гареева, Р.А. Дорошенко // Сборник трудов XX Международной конференции «Новое в магнетизе и магнитных материалах» - НМММ – Москва: МГУ. – 2006. - С. 745.
- A29 Gareeva, Z.V. Excitation of dimensional resonances of magnetoelastic and elastic waves in bi-layered structure / Z.V. Gareeva, R.A. Doroshenko // Phys. Stat. Sol.b. 2007. Vol. 244. №. 6. P. 2210 2216.
- A30 Gareyeva, Z.V. Efficiency of excitation of dimensional resonances of magnetoelastic waves in layered structure / Z.V. Gareyeva, R.A. Doroshenko // Scientific Program and Abstract Booklet, Eight International Workshop on Non-Crystalline Solids/ Gijon(Spain). 2006. P. 54.
- A31 Gareeva, Z.V. Efficiency of excitation of dimensional resonances of magnetoelastic waves in layered structure / Z.V. Gareeva, R.A. Doroshenko
 // Journal of Non-Crystalline Solids. 2007. Vol. 353. P. 965 -967.
- АЗ2 Гареева, З.В. Эффективность возбуждения толщинных мод магнитоупругих и упругих волн в структуре магнетик немагнитный диэлектрик/ З.В. Гареева, Р.А.Дорошенко // Ученые записки. Сборник научных статей физико-математического факультета. Уфа : БГПУ . 2007. №8. С. 59 63.
- A33 Gareeva, Z.V. Standing magnetoelastic waves in bi layered structure magnetic non magnetic dielectric / Z.V. Gareeva, R.A. Doroshenko, K. Harbusch // Сборник материалов научного семинара стипендиатов программ «Михаил Ломоносов » 2007/2008 года. Москва. 2007. С. 56 58.

- A34 Gareeva, Z.V. Shear thickness modes in a presence of magnetoelastic waves parallel to a surface guided by ferromagnetic film / Z.V. Gareeva, R.A. Doroshenko // Solid State Phenomena (Trans. Tech Publications). - 2009. -Vol. 153 – 153. - P. 381 – 384.
- A35 Gareeva, Z.V. Thickness shear modes and magnetoelastic waves in a longitudinally magnetized ferromagnetic plate / Z.V. Gareeva, R.A. Doroshenko // Journal of Magnetism and Magnetic Materials. - 2008. - Vol. 320. - P. 2249 – 2251.
- 3.B. A36 Гареева, Толщинные моды И магнитоупругие волны В пластине / 3.B. ограниченной ферромагнитной Гареева, Р.А. Дорошенко // Ученые записки. Сборник научных статей физикоматематического факультета. Уфа : БГПУ . – 2008. - №9. – С. 40 - 44.
- A37 Gareeva, Z.V. Thickness shear modes and magnetoelastic waves in bi layered structure: magnetic film – non – magnetic substrate / Z.V. Gareeva, R.A. Doroshenko // 11-th International Symposium on Physics of Materials. The book of abstracts. Prague (Chekh Republic). – 2008. - P. 34.
- A38 Gareeva, Z.V. Shear thickness modes in a presence of magnetoelastic waves parallel to a surface guided by ferromagnetic film / Z.V. Gareeva, R.A. Doroshenko // Book of Abstracts of Moscow International Symposium on Magnetism – MISM– Moscow: MSU. – 2008. - P. 413.
- A39 Gareeva, Z. Thickness shear modes and magnetoelastic waves in a bilayered structure: magnetic film–non-magnetic substrate / Z. Gareeva, R. Doroshenko // International Journal of Materials Research. - 2009. - No. 9. -P. 1210-1212.
- A40 Гареева, 3.B. Резонансы магнитоупругих стоячих волн В ферромагнитной пластине. Структурные и динамические эффекты в упорядоченных средах / З.В. Гареева, Р.А. Дорошенко // Межвузовский сборник научных трудов. Уфа: БГУ. - 2009. - С. 65 – 70.
- A41 Гареева, З.В. Влияние нетригональных искажений кристаллического Fe^{2+} октаэдрических ИОНОВ поля переходы В на оптические 242

монокристаллах ИЖГ / Гареева З.В., Дорошенко Р.А. // Сборник трудов XIX Международной конференции «Новое в магнетизе и магнитных материалах» - НМММ – Москва: МГУ. – 2002. - С. 203.

- А42 Гареева, З.В. Оптическое поглощение октаэдрических ионов Fe²⁺, Fe⁴⁺
 и фотоиндуцированный эффект в монокристаллах ИЖГ/ Гареева З.В.,
 Дорошенко Р.А. // Исследовано в России . 2002. т.144. с.1609-1619.
- A43 Gareyeva, Z.V. Optical absorption of octahedral ions Fe2+,Fe4+ and photoinduced effect in YIG single crystals / Gareyeva Z.V., Doroshenko R.A. // JMMM. 2004. Vol. 268. № 1 2. P. 1 7.