

МОСКОВСКИЙ ГОСУДАРСТВЕННЫЙ УНИВЕРСИТЕТ
имени М.В. ЛОМОНОСОВА

ФИЗИЧЕСКИЙ ФАКУЛЬТЕТ

На правах рукописи

УДК537.622.5;537.956;534.321.9

СТРУГАЦКИЙ Марк Борисович

**ИЗОМЕТРИЧНЫЕ МОНОКРИСТАЛЛЫ БОРАТА ЖЕЛЕЗА:
МАГНИТНЫЕ И МАГНИТОАКУСТИЧЕСКИЕ ЭФФЕКТЫ**

Специальность 01.04.11 – физика магнитных явлений

АВТОРЕФЕРАТ

диссертации на соискание ученой степени
доктора физико-математических наук

Москва - 2008

Работа выполнена в Таврическом национальном университете им. В.И. Вернадского и на кафедре магнетизма физического факультета Московского государственного университета им. М.В. Ломоносова

Научный консультант: доктор физико-математических наук, профессор Зубов В.Е.

Официальные оппоненты: доктор физико-математических наук, профессор Звездин А.К.

доктор физико-математических наук, профессор Иванов Б.А.

доктор физико-математических наук, профессор Четкин М.В.

Ведущая организация: Институт кристаллографии РАН

Защита состоится «___»_____2008 г. в ____ час. на заседании специализированного совета Д.501.001.70 в Московском государственном университете им. М.В. Ломоносова по адресу: 119992 ГСП-2, г. Москва, Ленинские горы, МГУ, физический факультет, конференц-зал Центра коллективного пользования.

С диссертацией можно ознакомиться в библиотеке физического факультета МГУ.

Автореферат разослан «___»_____ 2008 г.

Ученый секретарь специализированного совета
Д.501.001.70 в МГУ им. М.В. Ломоносова
доктор физико-математических наук,
профессор

Г.С. Плотников

ОБЩАЯ ХАРАКТЕРИСТИКА РАБОТЫ

Актуальность темы. Борат железа, FeBO_3 , является богатным модельным объектом многочисленных исследований в области физики твердого тела. Это связано с редким комплексом его свойств – магнитных, резонансных, оптических, магнитооптических (МО), магнитоупругих (МУ). Сочетание же некоторых из этих свойств в борате железа уникально. Так прозрачность в видимой области спектра сосуществует в нем с магнитным упорядочением.

Традиционно монокристаллы бората железа выращивают из раствора в расплаве. В этом случае образцы обычно получают в виде тонких базисных пластинок толщиной 50 – 100 мкм. Совершенствуя такую методику, мы добились определенных положительных результатов: синтезированы крупные кристаллы высокого структурного совершенства. На наших кристаллах выполнены многочисленные исследования. Отметим лишь некоторые из них. Развитие нового экспериментального метода – магнитной мессбауэрографии (Лабушкин, Саркисян, ВНИИФТРИ), эксперименты по АФМР (Рудашевский, ИОФ РАН), бриллюэновское рассеяние на звуке (Боровик-Романов, Крейнс, Ин-т физ. проблем РАН), возбуждение мессбауэровских переходов синхротронным излучением (Артемьев, Чечин, Андропова, РИЦ «Курчатовский ин-т»), исследование динамики доменных границ (Четкин, Лыков, МГУ), эксперименты в условиях сверхвысокого давления (Любутин, Саркисян, Ин-т кристаллографии РАН).

Однако тонкие базисные пластинки не позволяют изучать все эффекты, которые можно ожидать в борате железа. Для исследования некоторых важных эффектов необходимо иметь изометричные (объемные) образцы. Речь идет, в частности, о поверхностном магнетизме и магнитоакустических (МА) явлениях. В первом случае требуются кристаллы с хорошо развитыми небазисными гранями, во втором – с большим расстоянием между противоположными базисными гранями. Получение таких кристаллов явилось исходной задачей диссертационной работы, успешное решение которой и сделало возможным обнаружение и исследование новых эффектов. Для выращивания изометричных монокристаллов бората железа в работе применен метод синтеза из газовой фазы. Тонкие базисные пластинки FeBO_3 нами тоже использовались, но задачи, решаемые с их помощью, инициированы исследованиями на изометричных кристаллах.

Теперь перейдем к краткому описанию поверхностного магнетизма и магнитного двупреломления (ДП) звука, исследованию которых посвящена диссертационная работа.

Изучение поверхностных магнитных явлений – важная и актуальная задача. Это не в последнюю очередь связано с современной тенденцией в развитии магнитной микроэлектроники, заключающейся в миниатюризации ее элементной базы и устройств. Сейчас разрабатываются и создаются магнитные головки с рабочим зазором в десятые доли микрометра, интегральные магнитные головки,

накопители на цилиндрических магнитных доменах и субструктурных элементах доменных границ. Прогресс в этой области в значительной степени определяется успехами в технологии синтеза тонких магнитных пленок, разнообразных по химическому составу, кристаллической и магнитной структуре. Уменьшение толщины пленок приводит к возрастанию роли поверхности в формировании их рабочих характеристик. Поверхность, являясь естественным дефектом структуры, изменяет магнитные свойства в тонком приповерхностном слое магнетика. Совокупность магнитных эффектов, обусловленных поверхностью магнетика, называют поверхностным магнетизмом. Обычно влияние поверхности распространяется на приповерхностный слой, толщина которого определяется многими факторами и варьируется от единиц до сотен тысяч атомных слоев. Неель первым указал на существование особой поверхностной магнитной анизотропии в ферромагнетиках, вызванной нарушением симметрии окружения приповерхностных атомов [1]. Однако проявление этой сравнительно слабой анизотропии обычно подавляется размагничивающими полями и значительной кристаллографической анизотропией. По оценкам Нееля поверхностная анизотропия может проявляться только в очень малых ферромагнитных частицах $\sim 100 \text{ \AA}$. Именно по этой причине особые поверхностные магнитные свойства в большей степени характерны для ультратонких пленок.

Однако существует класс магнитных материалов, в которых поверхностная анизотропия должна проявляться не только в пленках, но даже в приповерхностной области массивных монокристаллов. Это антиферромагнетики со слабым ферромагнетизмом и магнитной анизотропией типа легкая плоскость, к которым принадлежит борат железа. Поверхностная анизотропия в таких кристаллах не будет подавляться ввиду малости размагничивающих полей, пропорциональных слабой намагниченности, и практического отсутствия кристаллографической анизотропии в базисной плоскости. Можно заключить, что кристаллы легкоплоскостных слабых ферромагнетиков представляют собой идеальный модельный объект для наблюдения поверхностной анизотропии. Впервые существование поверхностной анизотропии на небазисных гранях таких кристаллов было обнаружено и изучено в работах Кринчика и Зубова с соавторами [2,3] при МО исследованиях изоструктурного борату железа гематита. Поверхностная анизотропия приводит к образованию в приповерхностной области кристалла неоднородного магнитного слоя. В случае слабых ферромагнетиков поверхностный магнетизм проявляется по существу в виде такого переходного слоя. Условия для образования переходного слоя возникают и в приповерхностной области ортоферритов эрбия и тербия вблизи температуры ориентационного перехода [4,5].

Для выяснения механизмов поверхностной анизотропии важно исследовать поверхностный магнетизм и других кристаллов, обладающих благоприятными для его появления свойствами. К таким кристаллам в первую очередь следует отнести

борат железа. Из-за большей, чем в гематите спонтанной намагниченности и большего среднего расстояния между магнитными ионами Fe^{3+} здесь можно ожидать меньших полей намагничивания переходного слоя и, таким образом, получения более полной картины явления (в гематите эти поля из-за своей большой величины оказались недостижимы [3]). Специфика гематита состоит в том, что возможны два варианта расположения магнитных ионов на поверхности. Это затрудняет теоретический анализ экспериментов. В борате железа такой проблемы нет. Благоприятным фактором для исследования поверхностного магнетизма бората железа является невысокая температура Нееля, что существенно упрощает температурные исследования эффектов. Кроме этого синтезированные нами образцы $FeVO_3$ обладают большим по сравнению с гематитом набором типов небазисных граней, что также способствует полноте решения задачи. Отметим, что в работе [6] обнаружено проявление наведенной поверхностной анизотропии на базисных гранях синтезированного нами монокристалла $^{57}FeVO_3$.

Следующий эффект находится в ряду явлений, сравнительно недавно предсказанных и описанных в работах Турова [7,8]. Речь идет об акустическом аналоге оптического эффекта Коттона-Мутона – линейном ДП звука в АФ кристаллах. Впервые экспериментально такой эффект был обнаружен в карбонате марганца, $MnCO_3$, Гакелем [9] и теоретически обоснован Туровым [8]. Туровым же инициированы и наши исследования на борате железа.

Суть эффекта состоит в том, что при распространении поперечной линейно поляризованной звуковой волны вдоль оси третьего порядка ромбоэдрического АФ кристалла одна из линейно поляризованных мод не взаимодействует с магнитной подсистемой (немагнитная мода), а вторая весьма существенно взаимодействует с ней (магнитная мода). Скорость звука магнитной моды зависит от магнитного поля, что приводит к сдвигу фаз между модами и эллиптической поляризации прошедшей в кристалле волны. ДП звука вызывается магнитным вкладом ΔC в эффективный упругий модуль $C^{eff} = C + \Delta C$ антиферромагнетика. Этот вклад, возникающий при учете МУ слагаемых в термодинамическом потенциале кристалла, был впервые определен Ожоговым и Преображенским [10].

Наиболее существенного проявления эффектов магнитоакустического ДП можно ожидать в АФ кристаллах с сильной МУ связью. Именно к таким материалам относится борат железа. Эксперименты по всестороннему изучению в кристаллах $FeVO_3$ магнитного линейного ДП звука выполнены в ИРЭ НАН Украины [11,12]. Однако попытки применения теории Турова для описания этих экспериментов не приводят к удовлетворительному результату. Анализ показал, что проблема может быть обусловлена большой величиной МУ связи в борате железа $\Delta C/C \sim 1$, вызывающей не только эффекты ДП, но и неизбежно приводящей к существенному влиянию на магнитное состояние кристалла механических граничных условий. В этом случае магнитные свойства оказываются неоднородными по толщине

кристалла, что значительно усложняет теоретическое описание эффектов ДП. Такая ситуация, по-видимому, является общей для всех АФ кристаллов с сильной МУ связью. Кроме этого для адекватного описания эксперимента в теории должны быть учтены структурные особенности реального кристалла.

Таким образом, важной задачей представляется анализ факторов, которые могут влиять на величину и характер акустического ДП, разработка с учетом этих факторов физических моделей и построение на основе последних теории, позволяющей адекватно описывать эффекты ДП звука в борате железа.

Все изложенное выше свидетельствует об **актуальности** темы диссертационной работы. В качестве основного **объекта** исследований выбраны изометричные монокристаллы бората железа. Отдельные задачи решались с использованием тонких базисных пластинок FeVO_3 высокого структурного совершенства. При построении теории ДП звука в ромбоэдрических кристаллах, учитывающей базисную гексагональную анизотропию, автор опирался на имеющиеся экспериментальные результаты для гематита.

Цель и задачи работы

- экспериментальное и теоретическое исследование поверхностного магнетизма бората железа;
- разработка физических моделей и построение на их основе теории магнитного ДП звука в борате железа, учитывающей механические граничные условия и дефектную структуру реального кристалла;
- компьютерное моделирование на основе построенной теории экспериментальных кривых полевой $A(H)$ и частотной $A(\omega)$ зависимости амплитуды акустической волны в FeVO_3 , а также резонансных кривых $\omega_{\text{rez}}(H)$ для этого кристалла;
- исследование влияния давления на магнитное состояние и распространение звука в тригональных антиферромагнетиках;
- разработка технологии и синтез монокристаллов FeVO_3 , пригодных для МО и МА экспериментов, исследование их морфологии.

Научная новизна

Решение поставленных задач позволило получить следующие новые результаты:

- впервые на естественных небазисных гранях изометричных монокристаллов FeVO_3 методом порошковых фигур Биттера обнаружена и исследована доменная структура ЦМД-типа, свидетельствующая о существовании поверхностного магнетизма;
- впервые проведены МО исследования поверхностного магнетизма бората железа в широком температурном диапазоне;

- построена теория поверхностного магнетизма бората железа с учетом реконструкции поверхности и дефектности ее структуры, позволившая получить результаты, коррелирующие с экспериментом;
- рассчитана магнитная структура приповерхностного переходного слоя бората железа во внешнем магнитном поле;
- построена теория магнитного ДП звука в монокристалле бората железа с неоднородной магнитной базисной анизотропией, позволившая адекватно описать эксперименты; для расчета зависимостей $A(H)$ и $A(\omega)$ впервые применен известный из оптики метод матриц Джонса;
- построенная теория магнитного ДП звука в борате железа обобщена на случай учета многократных переотражений звуковой волны от границ кристаллических блоков, что позволило получить кривые $A(H)$ и $A(\omega)$ с тонкой структурой, коррелирующие с экспериментом;
- построена теория размерного акустического резонанса в неоднородно намагниченном монокристалле бората железа и на ее основе показано, что наблюдаемое смещение акустических резонансов при изменении магнитного поля является следствием возникновения гибридных акустических мод, фазовые скорости которых зависят от магнитного поля;
- исследовано влияние давления на магнитное состояние и эффекты ДП звука в ромбоэдрических легкоплоскостных антиферромагнетиках;
- разработана технология и впервые синтезированы из газовой фазы изометричные монокристаллы бората железа заданной формы с небазисными гранями оптического качества, пригодные для МО и МА экспериментов.

На защиту выносятся результаты

- исследования методом порошковых фигур Биттера доменной структуры ЦМД-типа, обнаруженной на небазисных гранях $FeVO_3$, и вывод о существовании поверхностного магнетизма на этих гранях;
- изучения поверхностного магнетизма бората железа методами МО эффектов Керра в широком температурном диапазоне;
- теоретического исследования поверхностного магнетизма бората железа, в том числе с учетом реконструкции поверхности и дефектности приповерхностного слоя;
- построения теории ДП звука в идеальном кристалле $FeVO_3$ с учетом индуцированной механическими граничными условиями неоднородной магнитной анизотропии;
- компьютерного моделирования кривых $A(H)$ и $A(\omega)$ на основе построенной теории;
- разработки теории, описывающей наблюдаемую тонкую структуру кривых $A(H)$ и $A(\omega)$, основанной на предлагаемой модели дефектной структуры реального кристалла;

- расчета с использованием компьютерного моделирования амплитуды звука в кристалле FeVO_3 , содержащем кристаллические блоки;
- разработки теории размерного акустического резонанса в неоднородно намагниченном кристалле бората железа, интерпретации на ее основе наблюдающегося смещения резонансов при изменении магнитного поля, компьютерного моделирования полевой зависимости частот акустических резонансов;
- исследования влияния давления на магнитное состояние и эффекты ДП звука в ромбоэдрических слабых ферромагнетиках;
- разработки технологии и синтеза из газовой фазы и раствора-расплава монокристаллов FeVO_3 заданных форм, пригодных для МО и МА исследований;
- изучения морфологических особенностей синтезированных изометричных кристаллов бората железа.

Достоверность и обоснованность полученных результатов определяется надежностью экспериментальных установок и методов; использованием кристаллов высокого качества, аттестованных с помощью апробированных методик; применением хорошо развитых методов теоретической физики; осуществлением предельных переходов к результатам других авторов; хорошей корреляцией между теорией и экспериментом; хорошим согласием с результатами авторов, позже проводивших исследования аналогичных эффектов.

Научное значение диссертационной работы состоит в том, что она вносит существенный вклад в развитие физических представлений о поверхностном магнетизме и магнитном ДП звука, модельными объектами для реализации которых являются монокристаллы бората железа. Значительным достоинством работы является то, что все экспериментальные результаты анализируются и моделируются на основе построенных в работе теорий.

Практическая ценность работы заключается в возможности использования приповерхностного переходного магнитного слоя в качестве среды для хранения информации с высокой плотностью записи. Построенная теория ДП звука в реальных АФ кристаллах может быть применена при разработке на основе этих кристаллов МА преобразователей. Кроме этого теория ДП позволяет использовать акустическое зондирование для изучения особенностей магнитного состояния и дефектной структуры самих АФ кристаллов. Разработанная технология синтеза монокристаллов FeVO_3 может быть применена для получения образцов, обладающих оптимальными для решения многих научных и прикладных задач параметрами.

Апробация результатов

Результаты диссертационной работы докладывались на следующих научных конференциях, симпозиумах, совещаниях, школах: II семинар по функциональной

магнитоэлектронике (Красноярск, 1986), Республиканский семинар по физическим свойствам и применениям ферритов (Донецк, 1987), Всесоюзный семинар "Элементы и устройства на ЦМД и ВБЛ" (Симферополь, 1987), XVIII Всесоюзная конференция по физике магнитных явлений (Калинин, 1988), Всесоюзная школа-семинар "Исследование физических свойств магнетиков магнитооптическими методами" (Москва, 1988), V Всесоюзное совещание по когерентному взаимодействию излучения с веществом (Симферополь, 1990), Школа-симпозиум по физике магнитных явлений (Алушта, 1993), XX International Conference on Low Temperature Physics (Eugene, Oregon, USE, 1993), International Conference and Symposium on Surface Waves in Solid (Moscow-St.Petersburg, Russia, 1994), International Conference on Magnetism ICM'94 (Warsaw, Poland, 1994), XVI Всероссийская конференция с международным участием по акустоэлектронике и физической акустике твердого тела (Сыктывкар, Россия, 1994), World Congress on Ultrasonics (Berlin, Germany, 1995), International Conference on Magnetism (Cairns, Australia, 1997), III International Conference on Electrotechnical Materials and Components (Moscow, Klyas'ma, Russia, 1999), XXII International Conference on Low Temperature LT22 (Helsinki, Finland, 1999), 8th European Magnetic Materials and Applications Conference (Kyiv, Ukraine, 2000), First International Conference on Correlation Optics SPIE (Chernivtsi, Ukraine, 2001), Euro-Asian Symposium "Trends in magnetism" EASTMAG-2001 (Ekaterinburg, Russia, 2001), International Conference on Functional Materials ICFM (Partenit, Crimea, Ukraine, 2001, 2003, 2005, 2007), XVIII международная школа-семинар "Новые магнитные материалы микроэлектроники" (Москва, Россия, 2002, 2004, 2006).

Публикации

По теме диссертации опубликовано 66 работ. Основные результаты изложены в 39 работах: 28 статьях в научных журналах, 4 статьях в сборниках научных трудов, 7 тезисах докладов научных конференций. Список основных публикаций приведен в конце автореферата.

Структура и объем диссертации

Работа состоит из введения, девяти глав, заключения и списка литературы из 318 наименований. Полный объем диссертации с учетом 84 рисунков и 13 таблиц составляет 324 страницы.

ОСНОВНОЕ СОДЕРЖАНИЕ РАБОТЫ

Во **введении** обоснована актуальность темы, сформулированы цель и задачи работы, научная новизна и положения, выносимые на защиту.

В **первой главе** рассматривается кристаллическая и магнитная структура бората железа. Кристалл FeVO_3 имеет тригональную (ромбоэдрическую) кристаллическую структуру. Пространственная группа симметрии D_{3d}^6 . Это диэлектрик, а в магнитном отношении – антиферромагнетик со слабым

ферромагнетизмом и магнитной анизотропией типа легкая плоскость. Все магнитные векторы приблизительно лежат в плоскости базиса ($\perp 3_z$). На основе термодинамической теории Дзялошинского проанализированы возможные магнитные состояния бората железа. Приводятся результаты исследования доменной структуры кристалла.

Вторая глава посвящена экспериментальным исследованиям поверхностного магнетизма бората железа.

Вначале (**п.2.1**) анализируются работы, в которых рассматриваются поверхностные эффекты в магнетиках. В **п. 2.2** описаны экспериментальные образцы и методы, применяемые в диссертационной работе для исследования поверхностного магнетизма бората железа. Синтезированные изометричные монокристаллы FeVO_3 имели грани пяти типов. Для оценки степени совершенства кристаллов использовался рентгеновский метод дифракционного отражения (кривых качания). Полуширина кривых на разных гранях составила $10 \div 40''$, что свидетельствует о хорошем качестве образцов. Доменная структура на поверхности кристаллов FeVO_3 и ее поведение в магнитном поле изучались методом порошковых фигур (магнитной суспензии) Биттера. Поверхностный магнетизм кристаллов FeVO_3 исследовался методом МО эффектов Керра – экваториального (ЭЭК) и полярного (ПЭК). В работе использовалась динамическая МО установка с автоматической регистрацией сигнала, что позволило увеличить чувствительность на $2 \div 3$ порядка по сравнению со статическим методом. Для исследований в области низких температур применялся вакуумный оптический криостат. От комнатной температуры до точки Нееля ($T_N = 348 \text{ K}$) измерения выполнялись в продувном термостате.

В **п. 2.3** приведены результаты исследования доменной структуры методом порошковых фигур (магнитной суспензии) Биттера. На естественных небазисных гранях монокристаллов бората железа наблюдалась лабиринтная доменная структура, сходная с доменной структурой тонкопленочных ЦМД-содержащих материалов, свидетельствующая о существовании на этих гранях одноосной поверхностной магнитной анизотропии. Изучено поведение лабиринтной структуры в магнитном поле (рис.1).

П. 2.4 посвящен количественным исследованиям поверхностной анизотропии бората железа методами МО эффектов Керра. Измеренная спектральная зависимость этих эффектов свидетельствует о возможности их использования для изучения поверхностного магнетизма бората железа. Методом ЭЭК и ПЭК при комнатной температуре получены кривые намагничивания поверхности для граней $(10\bar{1}4)$, $(11\bar{2}0)$, $(11\bar{2}3)$ и (0001) Установлено, что на грани $(10\bar{1}4)$ существует одноосная поверхностная анизотропия с весьма значительным полем насыщения $H_k \approx 1 \text{ кЭ}$ (рис.2, кривая 1) при намагничивании вдоль оси трудного намагничивания, $TO \parallel 2_x$. Это направление совпадает с линией пересечения граней $(10\bar{1}4)$ и (0001) .

Намагничивание в направлении оси легкого намагничивания, ЛО (\perp ТО), завершается в полях, сравнимых с полями размагничивания (~ 100 Э). На гранях $(11\bar{2}0)$ и $(11\bar{2}3)$ с точностью до величин полей размагничивания поверхностная анизотропия не обнаружена. Отсутствует поверхностная анизотропия и на базисных гранях (0001) .

В п. 2.5 проведены температурные исследования поверхностного магнетизма. Методом ЭЭК получены кривые намагничивания поверхности $(10\bar{1}4)$ в широком интервале температур – от 77К до точки Нееля. Установлено, что с изменением температуры ориентация ТО и ЛО сохраняется. Путем сравнения температурных зависимостей поля насыщения H_k и подрешеточной намагниченности M_0 показано, что хорошо выполняется соотношение $H_k \sim M_0$.

В третьей главе проведены теоретические исследования поверхностного магнетизма бората железа. На основе построенной теории проанализированы экспериментальные результаты.

В п. 3.1 для всех типов небазисных граней бората железа в магнитодипольном приближении рассчитана энергия поверхностной анизотропии, определяемая как разность энергий магнитных ионов на поверхности и в глубине кристалла. В общем случае эта энергия имеет вид

$$\sigma_{(ijkl)} = \sin^2 \theta \sin \varphi (a_s \sin \varphi + b_s \cos \varphi) + c_s \cos^2 \theta + \sin \theta \cos \theta (d_s \cos \varphi + f_s \sin \varphi). \quad (1)$$

Здесь θ и φ – полярный и азимутальный углы АФ вектора, отсчитываемые от осей Z_z и Z_x , соответственно; рассчитанные константы поверхностной анизотропии a_s, b_s, c_s, d_s, f_s [эрг/см²] ($T = 0$ К) сведены в таблицу.

	a_s	b_s	c_s	d_s	f_s
$(10\bar{1}4)$	0,030	0	0,006	0	0,039
$(11\bar{2}0)$	0,011	0	-0,017	0	0,031
$(11\bar{2}3)$	-0,002	-0,014	-0,020	-0,014	-0,011
$(01\bar{1}2)$	-0,012	0	-0,020	0	0,044

В п. 3.2 определена энергия приповерхностного слоя в отсутствие внешнего магнитного поля. В силу своего определения энергия (1) не включает магнитную кристаллографическую анизотропию, характерную для объема кристалла $FeVO_3$. Учет этой анизотропии должен привести к существованию приповерхностного переходного слоя типа доменной границы, в котором магнитные моменты плавно разворачиваются от равновесной ориентации на поверхности к равновесной ориентации в объеме кристалла. В отсутствие магнитного поля и базисной анизотропии в глубине кристалла переходный слой может быть связан с изменением в пространстве только полярного угла θ . Азимутальный угол φ в приповерхностной

области будет постоянным. Поверхностная плотность энергии переходного слоя в этом случае может быть представлена так:

$$\gamma_{\theta} = \frac{1}{2} \int_0^{\infty} \left\{ A \left(\frac{d\theta}{dS} \right)^2 + a' \cos^2 \theta \right\} dS = \sqrt{a'A} (1 - \sin \theta_0), \quad (2)$$

где S – расстояние от поверхности вглубь кристалла; $A = 0,7 \cdot 10^{-6}$ эрг/см – обменный параметр; $a' = 4,85 \cdot 10^6$ эрг/см³ – эффективная константа одноосной кристаллографической анизотропии ($T = 0K$); θ_0 – полярный угол АФ вектора на поверхности.

Характерная энергия переходного слоя в рассматриваемом случае намного превосходит константы поверхностной анизотропии: $\sqrt{a'A} \approx 1,8$ эрг/см³ $\gg a_s, b_s, c_s, d_s, f_s$. Поскольку выход магнитных моментов приповерхностных ионов Fe^3 из базисной плоскости ведет к возрастанию «большой» энергии γ_{θ} и уменьшению «малой» σ , неколлинеарность магнитных моментов в переходном слое является энергетически невыгодной: магнитные моменты оказываются практически в базисной плоскости: $\theta(S) = \theta_0 = \pi/2$. При этом $\gamma_{\theta} = 0$ (см.(2)). Поверхностная анизотропия и обменное взаимодействие закрепляют спины в приповерхностном слое вдоль некоторого направления в базисной плоскости, задаваемого ориентацией поверхностных спинов φ_0 . Угол φ_0 определяется из уравнения $\partial\sigma/\partial\varphi_0 = 0$. Для грани $(10\bar{1}4)$ мы получили $\varphi_0 = 0$. Это направление задает ориентацию ТО, которая, как и в эксперименте, оказывается параллельной оси 2_x .

В п. 3.3 рассчитана энергия переходного слоя в магнитном поле. В отсутствие внешнего магнитного поля приповерхностный магнитный слой является однородным. Неоднородный по углу φ слой возникает в магнитном поле. Связанная с ним избыточная энергия сводится к выражению

$$\gamma_{\varphi} = \int_0^{\infty} \left\{ \frac{A}{2} \left(\frac{d\varphi}{dS} \right)^2 + M N_t [\sin(\beta - \varphi) + 1] \right\} dS = 4\sqrt{AMN_t} (1 - \cos x_0), \quad (3)$$

где M – спонтанная намагниченность кристалла; N_t – проекция внешнего магнитного поля на базисную плоскость; $x_0 = (\pi/2 + \beta - \varphi_0)/2$; β – угол между направлением поля N_t и осью 2_x .

В пренебрежении выходом магнитных моментов из базисной плоскости ($\theta = \pi/2$) уравнение для определения равновесного угла поверхностных спинов φ_0 с учетом (1) и (3) имеет вид

$$\frac{\partial}{\partial\varphi_0} (\gamma_{\varphi} + \sigma) = -2\sqrt{AMN_t} \sin x_0 + a_s \sin 2\varphi_0 + b_s \cos 2\varphi_0 = 0. \quad (4)$$

Уравнение (4) определяет, по существу, кривые намагничивания поверхности для всех рассмотренных типов граней кристалла (**п. 3.4**). Для грани $(10\bar{1}4)$, на

которой поверхностная анизотропия велика, при $T = 0\text{K}$ мы получили (п.3.1): $a_s = 0,030 \text{ эрг/см}^2$, $b_s = 0$. В пределе $H_t \rightarrow H_k$ при намагничивании вдоль ТО ($\beta = 0$) должно быть: $\varphi_0 \rightarrow \pi/2$. В этом случае уравнение (4) дает

$$H_k = 4a_s^2 / (AM). \quad (5)$$

Отсюда при $T = 0\text{K}$ находим $H_k \approx 300 \text{ Э}$. Определим H_k при комнатной температуре. Так как $A \sim M_0^2$, $M \sim M_0$, $a_s \sim M_0^2$, то в соответствии с (5) получаем $H_k \sim M_0 \sim M$, что соответствует эксперименту. Поскольку $M_0(T = 0\text{K}) / M_0(T = 300\text{K}) = 1,47$, имеем $H_k(T = 300\text{K}) \approx 200\text{Э}$. На рис. 2 представлена кривая намагничивания при $T = 300\text{K}$, рассчитанная на основе (4) с учетом (5) (кривая 2).

Для других небазисных граней расчетные значения поля H_k оказываются почти на порядок меньше, что хорошо коррелирует с МО экспериментом. О существовании слабой поверхностной анизотропии на этих гранях свидетельствует ЦМД-структура. По-видимому, метод порошковых фигур позволяет обнаружить более слабую поверхностную анизотропию, которая при исследовании с помощью эффектов Керра маскируется полями размагничивания.

Таким образом, можно заключить, что построенная теория объясняет симметрию поверхностной анизотропии, дает правильный порядок ее величины для всех типов граней, а также температурную зависимость поля H_k (п. 3.5).

В п. 3.6 теория поверхностного магнетизма бората железа обобщена на случай реконструированной поверхности. Поскольку поверхность представляет собой структурный дефект, в приповерхностной области изменяются не только рассмотренные магнитные взаимодействия, но и упругие. Последнее обстоятельство должно приводить к искажению кристаллической структуры в приповерхностной области – частичной реконструкции поверхности. Расхождение теоретического и экспериментального значений поля H_k для грани $(10\bar{1}4)$ может быть обусловлено смещением ионов Fe^{3+} на поверхности из кристаллографических положений. Рассчитанные константы поверхностной анизотропии обратно пропорциональны пятой степени параметра решетки a_r кристалла. В соответствии с (5) это означает: $H_k \sim a_r^{-10}$. Поэтому можно ожидать, что поле H_k будет весьма чувствительным к вариации a_r в тонком (в несколько атомных слоев) приповерхностном слое.

Рассмотрим влияние реконструкции на поверхностный магнетизм бората железа для грани $(10\bar{1}4)$. Рассчитаем в магнитодипольном приближении с учетом реконструкции энергию поверхностной анизотропии и поле насыщения для этой грани. Реконструкция связана с изменением расстояний между приповерхностными атомами. Поскольку неизвестно насколько быстро решетка бората железа релаксирует по мере углубления в кристалл, мы проанализируем два предельных в этом смысле варианта реконструкции. В первом варианте будем исходить из следующей простой модели. Параметры решетки в тонком приповерхностном слое

отличаются от параметров в объеме. Эти отличия эквивалентны деформациям, которые могли бы быть вызваны некоторым внешним гидростатическим давлением (сжатием или растяжением). Такое давление не изменяет симметрии кристаллической решетки. Поэтому расчет энергии поверхностной анизотропии аналогичен проведенному в п.3.1. В результате расчета получена зависимость константы a_s от относительного изменения длины ребра $\Delta a_r/a_r$ (%) элементарного ромбоэдра с гранями $(10\bar{1}4)$ (рис. 3, кривая а). Отметим, что в пределах довольно значительных деформаций $\Delta a_r/a_r \approx \pm 15\%$, для которых проводился расчет, знак константы a_s остается неизменным. Это означает, что в указанных пределах остаются неизменными и ориентации ЛО и ТО поверхностной анизотропии. На рис. 3 представлена зависимость $H_k(\Delta a_r/a_r)$, рассчитанная с учетом $a_s(\Delta a_r/a_r)$ по формуле (5) (кривая б). Видно, что согласие с экспериментом ($H_k = 1$ кЭ) может быть достигнуто при сжатии $\Delta a_r/a_r \approx 10\%$.

Второй предельный вариант реконструкции связан со смещением только внешнего монослоя ионов Fe^{3+} . Рассчитана зависимость $a_s(\Delta a_r/a_r)$ (рис. 4, кривая а). В этом случае величина a_s растет без изменения знака, если расстояние между поверхностным и вторым слоем ионов Fe^{3+} увеличивается. При сближении же этих слоев константа a_s сначала уменьшается, а затем растет по модулю, изменив знак. Последнее обстоятельство свидетельствует о несоответствующей эксперименту переориентации ЛО и ТО. На рис. 4 приведена расчетная кривая $H_k(\Delta a_r/a_r)$, показывающая, что экспериментальное значение поля H_k может быть реализовано при деформации растяжения $\Delta a_r/a_r \approx -10\%$ (кривая б). На рис. 2 представлена рассчитанная на основе (4) и (5) кривая намагничивания реконструированной поверхности с полем насыщения, совпадающим с экспериментальным ($H_k = 1$ кЭ) (кривая 3).

В п. 3.7 рассматривается теория поверхностного магнетизма в случае дефектной поверхности. Известно, что поверхность кристалла представляет собой область, где может наблюдаться повышенная концентрация дефектов. В некоторых случаях дефекты в приповерхностной области создаются искусственно. Рассмотрим следующую модель. В тонком приповерхностном слое «выключена» часть магнитных ионов. Это могут быть вакансии или замещения диамагнитными ионами (диамагнитное разбавление) или то и другое вместе. Рассчитаем в магнитодипольном приближении энергию поверхностной анизотропии для грани $(10\bar{1}4)$ при наличии случайно распределенных указанных точечных дефектов. Для этого учтем взаимодействие ионов Fe^{3+} в параллелепипеде $100a_r \times 10a_r \times 100a_r$ с гранями типа $(10\bar{1}4)$, одна из «больших» граней $100a_r \times 100a_r$ которого совпадает с поверхностью кристалла. Используя генератор случайных чисел, мы задавали в параллелепипеде распределение дефектов с определенной концентрацией. В результате получена линейная концентрационная зависимость $a_s(x)$. В соответствии

с (5) зависимость $H_k(x)$ является квадратичной. Рис. 5 демонстрирует существенное уменьшение поля насыщения с ростом концентрации дефектов, которая варьировалась в диапазоне от 0 до 0,5. Как следует из работы [13], кристалл $Fe_{1-x}Ga_xVO_3$ для $x \approx 0,5$ еще остается магнитным при низких температурах. Поэтому наш расчет выполнялся для $T = 0K$.

В п. 3.8 рассмотрена магнитная структура переходного слоя во внешнем поле для грани (10 $\bar{1}$ 4) при $T = 300K$. Получено уравнение, связывающее ориентацию φ спинов с их расстоянием S от поверхности кристалла:

$$S \cong \frac{1}{\sqrt{H_t}} \ln \frac{[1 + \cos(\pi/4 - \varphi/2)] \cdot [1 - \cos(\pi/4 - \varphi_0/2)]}{[1 - \cos(\pi/4 - \varphi/2)] \cdot [1 + \cos(\pi/4 - \varphi_0/2)]} [\text{мкм}]. \quad (6)$$

Угол φ_0 , как и ранее, задает ориентацию спинов на поверхности; поле H_t приложено вдоль ТО.

На рис. 6 представлены кривые распределения намагниченности в переходном слое $\varphi(S)$, построенные в соответствии с (6) и (4) для различных величин внешнего поля и экспериментального значения поля насыщения $H_k = 1000 \text{ Э}$.

При рассмотрении поверхностного магнетизма бората железа мы сталкиваемся с величинами, относящимися к одному из трех пространственных масштабов: толщина переходного слоя $\sim 10^{-1}$ мкм, глубина формирования МО сигнала $\sim 10^{-2}$ мкм [14,15], толщина приповерхностного слоя, дающего вклад в энергию поверхностной анизотропии $\sim 10^{-4} \div 10^{-3}$ мкм. Разворот спинов от ориентации на поверхности к ориентации в объеме осуществляется в пределах переходного слоя. В пределах же толщины приповерхностной области, зондируемой оптическим лучом, этот разворот пренебрежимо мал. Здесь спины практически параллельны спинам ионов на поверхности. Именно это делает корректным сравнение экспериментальных кривых намагничивания приповерхностного слоя, получаемых методом эффектов Керра, с расчетными кривыми для поверхности (см.п.3.4). В работе анализируются возможности экспериментального изучения структуры переходного слоя.

Четвертая глава содержит результаты теоретического изучения еще одного эффекта, обнаруженного в изометричных кристаллах $FeVO_3$, – магнитного линейного ДП звука. Проведено исследование полевой зависимости амплитуды акустической волны, распространяющейся вдоль оси Z_z кристалла.

В п. 4.1 проанализированы работы, посвященные МА эффектам в антиферромагнетиках. Для описания акустических свойств АФ кристаллов можно использовать два макроскопических подхода [16,17]. Первый – симметричный – подход позволяет качественно установить возможность существования того или иного акустического эффекта в АФ кристалле. Во втором подходе МУ волны рассматриваются на основе связанных уравнений МУ динамики.

В п. 4.2 описаны эксперименты по исследованию полевой зависимости амплитуды звука в борате железа [11]. В экспериментах использовался синтезированный нами из газовой фазы монокристалл бората железа в виде естественно ограненной правильной гексагональной призмы высотой 1,24 мм и с площадью оснований, являющихся базисными гранями ($\perp 3_z$), $\approx 20 \text{ мм}^2$. Базисные грани подвергались тонкой механической обработке до оптического качества. Ширина линии АФМР образца на частоте 60 ГГц при 77 К составила $\Delta H_{1/2} \leq 100 \text{ Э}$, что для кристалла FeVO_3 , синтезированного из газовой фазы является свидетельством высокого качества. Геометрия эксперимента такова: $\mathbf{k} \parallel 3_z \perp \mathbf{H}$. Здесь \mathbf{k} – волновой вектор звуковой волны; \mathbf{H} – внешнее магнитное поле. Линейно поляризованная поперечная акустическая волна частотой 178 МГц возбуждалась и регистрировалась при $T = 77\text{К}$ пьезопреобразователями, укрепленными на противоположных базисных гранях образца. Измеренная полевая зависимость амплитуды A_{\perp} звука (поляризации излучающего и приемного преобразователей скрещены), прошедшего сквозь пластину FeVO_3 , представлена на рис. 7а. Эта зависимость носит осцилляционный характер. Период осцилляций растет с увеличением магнитного поля. Хорошо видно, что кривая $A_{\perp}(H)$, наряду с длиннопериодными осцилляциями, обладает и малопериодными – тонкой структурой. На рис. 7б приведена экспериментальная зависимость $A_{\perp}(H)$, полученная в результате фильтрации высокочастотной компоненты сигнала.

П. 4.3 посвящен теоретическому анализу наблюдаемой в борате железа осцилляционной зависимости $A_{\perp}(H)$. Анализ основан на теории Турова [8], развитой для интерпретации подобных осцилляций, наблюдавшихся ранее на изоструктурном борату железа карбонате марганца, MnCO_3 , Гакелем [9]. Будем далее называть рассматриваемые осцилляции звука в АФ кристаллах по имени их первых исследователей – осцилляциями Гакеля-Турова. В случае скрещенных (\perp) и параллельных (\parallel) поляризаций излучающего и приемного преобразователей для зависимостей $A(H)$ теория приводит к следующим выражениям:

$$A_{\perp} = \sqrt{2} \sin \psi \cos \psi \sqrt{1 - \cos(\Delta kd)}, \quad (7)$$

$$A_{\parallel} = \sqrt{1 - 2 \sin^2 \psi \cos^2 \psi [1 - \cos(\Delta kd)]}, \quad (8)$$

где ψ – угол между векторами поляризации падающей волны и ее магнитной моды; d – толщина кристалла;

$$\Delta k = \omega \left(\frac{1}{v_r} - \frac{1}{v_q} \right) = \frac{\omega}{v_q} \left[\left(1 + \frac{\Delta C}{C_{44}} \right)^{-1/2} - 1 \right]. \quad (9)$$

Здесь ω – частота акустической волны; $v_r = \sqrt{(C_{44} + \Delta C)/\rho}$ и $v_q = \sqrt{C_{44}/\rho}$ – фазовые скорости магнитной и немагнитной моды; ρ – плотность кристалла; C_{44} – упругая постоянная; ΔC – магнитный вклад в эффективную упругую постоянную [10]:

$$\Delta C = - \frac{4H_E B_{14}^2}{M_0 [2H_E H_{me1} + H(H + H_D)]}, \quad (10)$$

где H_{me1} – первое МУ поле; H_E и H_D – эффективные поля – обменное и Дзялошинского; B_{14} – МУ постоянная.

Рассчитанная по формуле (7) кривая $A_{\perp}(H)$ (рис. 7в) существенно отличается от экспериментальной (рис. 7а). Она обладает гораздо меньшим, чем в эксперименте, периодом ОГТ, особенно в слабых полях, а ее амплитуда, в отличие от экспериментальной, не зависит от величины поля H . Теоретическая кривая $A_{\perp}(H)$ не имеет и наблюдаемой в эксперименте тонкой структуры.

Как следует из (7) – (9), период ОГТ определяется зависимостью $\Delta C(H)$. На рис. 8 приведены кривые $\zeta(H) = |\Delta C(H)/C_{44}|$ для $FeVO_3$ (кривая а) и $MnCO_3$ (кривая в), рассчитанные нами на основе (10). Сопоставление $\zeta(H)$ с расчетными кривыми $A_{\perp}(H)$ для $FeVO_3$ и $MnCO_3$ дает основание утверждать: чем меньше величина ζ и чем слабее ее зависимость от поля, тем большим периодом ОГТ обладает соответствующая кривая $A_{\perp}(H)$. Поскольку экспериментальная кривая $A_{\perp}(H)$ для бората железа имеет гораздо больший период ОГТ, чем расчетная, реальная величина $|\Delta C|$ должна быть меньше расчетной. Таким образом, для адекватного описания эксперимента нужно найти физический механизм, который приводит к уменьшению $|\Delta C|$. Отметим, что сравнивать периоды ОГТ и величины $|\Delta C|$ нужно в области слабых полей, поскольку с ростом величины поля различия нивелируются.

В п. 4.5 развита теория линейного акустического ДП в борате железа, учитывающая механические граничные условия. Исследования монокристаллов бората железа свидетельствуют о том, что механическое воздействие на образец приводит к существенной магнитной анизотропии в базисной плоскости. Описанные эксперименты по возбуждению звука в $FeVO_3$ также связаны с механическими граничными условиями, вызывающими деформации кристалла в базисной плоскости. Деформации убывают от базисных граней вглубь образца. Вследствие МУ связи, такие деформации, в свою очередь, должны индуцировать базисную магнитную анизотропию. Эти соображения позволяют сформулировать простейшую физическую модель, суть которой в следующем. Механические граничные условия приводят к возникновению в базисной плоскости одноосной магнитной анизотропии, которая максимальна на контактирующих с пьезодатчиками базисных гранях кристалла и убывает вдоль оси $z(\parallel 3_z)$ к его центру. Одноосный характер магнитной анизотропии может быть связан, в частности, с анизотропией коэффициента теплового расширения пьезопреобразователей. Магнитную часть плотности термодинамического потенциала $F = F_m + F_e + F_{me}$ в нашей модели можно представить в виде

$$F_m = (1/2)Em^2 + D(l_x m_y - l_y m_x) - 2M_0 \cdot \mathbf{H} \cdot \mathbf{m} - g(z) \cdot l_x^2, \quad (11)$$

где \mathbf{m} и \mathbf{l} – приведенные векторы ферро- и антиферромагнетизма; $x \parallel 2_x$, $y \parallel m$, $z \parallel 3_z$; E и D – константы – обменная и Дзялошинского; $g(z)$ – функция, описывающая индуцированную одноосную магнитную анизотропию в базисной плоскости (в дальнейшем полагаем $g(z) = g_1 + g_2 \cdot |z| > 0$, $z = 0$ – в центре кристалла); X совпадает с легкой АФ осью (ЛАО) в базисной плоскости (рис.9). Внешнее магнитное поле \mathbf{H} , ориентированное в базисной плоскости под произвольным углом $\alpha(\neq 0)$ к ЛАО, будет приводить к пространственно неоднородному по толщине кристалла распределению намагниченности, определяемому углом отклонения $\xi = \xi(\mathbf{H}, z)$ вектора \mathbf{l} от ЛАО.

Как и в базисноизотропном (туровском) случае, при исследовании распространения поперечного звука вдоль оси 3_z кристалла будем рассматривать колебания, связанные с низкочастотной (безщелевой, квазифононной) модой спектра МУ волн. Частота звука в эксперименте ниже энергии активации (щели) высокочастотных (квазимагнетонных) мод спектра. В этом случае можно считать, что магнитные векторы \mathbf{m} и \mathbf{l} квазиравновесным образом следуют за акустическими деформациями кристалла, оставаясь в базисной плоскости. В качестве динамических переменных мы использовали акустические деформации e_{xz} и e_{yz} , угол колебаний магнитных векторов $\Delta\phi$ и величину колебаний модуля ферромагнитного вектора Δm . Отметим, что в базисноизотропном случае величиной Δm можно пренебречь.

Волновые уравнения, описывающие распространение поперечного звука в такой модели, представляют собой весьма сложные дифференциальные уравнения с зависящими от координат коэффициентами. При этом, в отличие от базисноизотропного случая, никакими преобразованиями координат разделить переменные и получить независимые уравнения для мод не удастся. Магнитная и немагнитная моды в кристалле в базисноанизотропной модели оказываются «перепутанными». Решить систему волновых уравнений можно численно, заменив приближенно плавное изменение анизотропии $g(z)$ дискретным. Если представить кристалл разделенным на n тонких слоев, параллельных базисной плоскости, с постоянной внутри каждого слоя анизотропией (и, следовательно, однородной намагниченностью в слое), то это приведет к существенному упрощению уравнений. Поворот системы координат xuz вокруг тригональной оси $3_z \parallel z$ на определенный для каждого слоя угол позволяет получить независимые уравнения для двух мод звуковой волны в соответствующем слое. В новой системе координат qz эти уравнения для магнитной и немагнитной моды в слое запишутся так:

$$\rho \frac{\partial^2 e_r}{\partial z^2} = (C_{44} + \Delta C_a) \frac{\partial^2 e_r}{\partial z^2}, \quad \rho \frac{\partial^2 e_q}{\partial z^2} = C_{44} \frac{\partial^2 e_q}{\partial z^2}. \quad (12)$$

Здесь q и r – направления поляризации магнитной и немагнитной моды в слое;

$$\Delta C_a = - \frac{4H_E B_{14}^2}{M_0 \{2H_E H_{me1} + H \cdot [H_D \sin(\alpha + \xi) - H \cos 2(\alpha + \xi)]\} + 2gH_E \cos 2\xi}, \quad (13)$$

где α – угол между ЛАО и \mathbf{H} (рис.9).

Важно отметить, что системы координат qz , обеспечивающие разделение звуковой волны на магнитную и немагнитную моды, в различных слоях не совпадают: поворот системы qz относительно xyz вокруг общей оси z осуществляется на свой для каждого слоя угол $2(\alpha - \beta + \xi)$ (см. рис.9). Именно поэтому не удастся произвести единое для всех точек кристалла преобразование координат, которое позволило бы получить независимые волновые уравнения для рассматриваемых мод. Еще одно отличие от базисноизотропной модели состоит в том, что ориентации осей r и q изменяются, также, с полем. Все это делает задачу вычисления амплитуды вышедшей из кристалла волны гораздо более сложной, чем в базисноизотропном случае.

Для расчета амплитуды звуковой волны удобно применить известный из оптики метод матриц Джонса. Если кристалл разделен на n упомянутых слоев, то связь между входящей и выходящей из m -го слоя волной такова:

$$\begin{pmatrix} e_{rm}^{out} \\ e_{qm}^{out} \end{pmatrix} = T_m \cdot \begin{pmatrix} e_{rm}^{in} \\ e_{qm}^{in} \end{pmatrix}. \quad (14)$$

Здесь матрица T_m определяется выражением

$$T_m = \begin{pmatrix} \exp(-ik_{rm}d/n) & 0 \\ 0 & \exp(-ik_{qm}d/n) \end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix} \cos \Delta\gamma_m & -\sin \Delta\gamma_m \\ \sin \Delta\gamma_m & \cos \Delta\gamma_m \end{pmatrix}, \quad (15)$$

где $\Delta\gamma_m = 2(\xi_m - \xi_{m-1})$ – угол поворота оси r при переходе от слоя $m - 1$ к слою m .

Применяя (14) последовательно ко всем n слоям, находим связь между входящей в кристалл и выходящей из него волной:

$$\begin{pmatrix} e_r^{out} \\ e_q^{out} \end{pmatrix} = T_n \cdot T_{n-1} \cdot \dots \cdot T_2 \cdot T_1 \cdot \begin{pmatrix} e_r^{in} \\ e_q^{in} \end{pmatrix}. \quad (16)$$

Расчет полевой зависимости амплитуды $A_{\perp}(H)$ компоненты e_{\perp}^{out} волны (16) с оптимизацией параметров привел к кривой (рис. 7г), хорошо согласующейся с экспериментальной, полученной после фильтрации высокочастотной компоненты сигнала (рис. 7б). Тонкая же структура экспериментальной кривой (рис. 7а), по-прежнему, остается без объяснения.

Период ОГТ расчетной кривой $A_{\perp}(H)$ в базисноанизотропном случае гораздо больший, чем в базисноизотропном (ср. рис. 7г и 7в). Это объясняется уменьшением величины $|\Delta C_a|$ (ср. рис.8, кривые б и а) за счет появления в знаменателе выражения (13) слагаемого с обменно-усиленной константой анизотропии.

Пятая глава посвящена теоретическому исследованию природы тонкой структуры кривых $A(H)$ (рис.7а и 10а). Тонкая структура не является шумом,

поскольку остановка протяжки магнитного поля сопровождается ее исчезновением, а повторные записи $A(H)$ коррелируют между собой.

Анализ показал, что в качестве основного механизма малопериодных осцилляций можно рассмотреть отражения звуковой волны от границ кристаллических блоков реального кристалла $FeVO_3$ (п.п. 5.1, 5.2). Блоки представляют собой монокристаллические относительно совершенные области. Границы блоков обладают большим коэффициентом отражения, поэтому волна, попавшая внутрь блока, будет проходить его толщину многократно, отражаясь от границ и выходя наружу порциями. В этом случае на выходе из кристалла должна наблюдаться суперпозиция акустических волн, испытавших разное число переотражений, сдвинутых по фазе и убывающих по амплитуде. По сути, речь здесь идет об одновременном проявлении двух эффектов – ДП и акустического эффекта Фабри-Перо (размерного резонанса).

Для расчета амплитуды акустической волны на выходе из кристалла в этом случае рассмотрим прохождение волны в части кристалла, содержащей блок (п. 5.1). Будем исходить из базисноанизотропной модели. Снова воспользуемся методом матриц Джонса. Представим кристалл состоящим из n слоев с постоянной внутри каждого слоя анизотропией. При этом в качестве одного из таких слоев возьмем внутренний блок. Для простоты расчетов будем полагать, что индуцированная анизотропия в блоке отсутствует (хотя для интерпретации тонкой структуры величина анизотропии в блоке принципиального значения не имеет). Толщина блока d_B велика по сравнению с толщинами других слоев. На выходе из кристалла для волны, N -кратно прошедшей внутренний блок имеем

$$\begin{pmatrix} e_{Nr}^{out} \\ e_{Nq}^{out} \end{pmatrix} = T_n \cdot T_{n-1} \cdot \dots \cdot T_{m+1} \cdot T_B \cdot T_{m-1} \cdot \dots \cdot T_2 \cdot T_1 \cdot \begin{pmatrix} e_r^{in} \\ e_q^{in} \end{pmatrix}. \quad (17)$$

Для внутреннего блока матрица Джонса имеет следующий вид:

$$T_B = \begin{pmatrix} \cos \gamma & \sin \gamma \\ -\sin \gamma & \cos \gamma \end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix} \exp(-ik_{Br} d_B N) & 0 \\ 0 & \exp(-ik_{q} d_B N) \end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix} \cos \gamma & -\sin \gamma \\ \sin \gamma & \cos \gamma \end{pmatrix}. \quad (18)$$

Здесь $k_{Br} = k_{Br}(H)$ – волновой вектор магнитной моды акустической волны в блоке; γ – угол поворота локальной системы координат при переходе от блока к граничащим с ним слоям.

Лучшего согласия с экспериментом удастся достичь, если рассмотреть не один, а несколько блоков различной толщины (п. 5.2). Такая ситуация, по всей видимости, и более реалистична. В этом случае волна на выходе из кристалла будет представлять собой суперпозицию волн (5.1), проходящих в различных блоках. Решение такой задачи с учетом трех блоков привело к кривым $A(H)$ с тонкой структурой (рис. 7д и 10б), коррелирующими с экспериментом (рис. 7а и 10а).

Эксперименты показывают, что в слабых полях тонкая структура последовательно записанных кривых $A_{||}(H)$ не воспроизводится точно (рис. 10а).

Интерпретировать этот факт удастся в предположении, что в процессе намагничивания и монодоменизации образца в нем вблизи дефектов остаются области, намагничивание которых носит характер скачков Баркгаузена со свойственной этому эффекту неполной воспроизводимостью результатов (п. 5.4). Эффективно скачки Баркгаузена в рассматриваемом случае можно смоделировать, задавая в придефектных областях небольшие случайные вариации магнитной анизотропии в процессе намагничивания кристалла. На рис. 10в приведены рассчитанные с учетом таких вариаций не совпадающие кривые $A_{||}(H)$. В качестве придефектных областей рассмотрены приповерхностные слои толщиной $0,015d$.

В шестой главе теоретически исследована частотная зависимость амплитуды поперечной звуковой волны $A(\omega)$ в борате железа. На рис. 11а приведена экспериментальная кривая $A_{||}(\omega)$ (АЧХ), полученная в тех же условиях, в которых регистрировалась зависимость $A_{||}(H)$ (см. п. 4.2). Звуковая волна распространялась вдоль оси Z_z кристалла. Частотный диапазон составлял 160-200 МГц. Экспериментальная кривая $A_{||}(\omega)$ обладает тонкой структурой.

Расчет зависимости $A_{||}(\omega)$ в рамках развитой теории магнитного ДП звука в борате железа с учетом механических граничных условий и блочной структуры позволил получить кривую, обладающую тонкой структурой, которая, однако, в отличие от экспериментальной, является периодической. Дело в том, что при расчете зависимости $A_{||}(\omega)$ мы не рассматривали реальную полосу пропускания экспериментального устройства и взяли ее по существу неограниченной. Представим полосу пропускания в виде гауссовой кривой

$$G(\omega) = \exp[-\alpha_0 (\omega - \omega_0)^2]. \quad (19)$$

Расчетная кривая АЧХ должна быть произведением периодической кривой на полосу пропускания. Подбирая величины параметров α_0 и ω_0 в (19), мы пришли к результату, представленному на рис. 11б. Видно, что полученная таким образом расчетная кривая АЧХ основные закономерности эксперимента отражает.

В седьмой главе построена теория акустического резонанса в неоднородно намагниченном кристалле $FeVO_3$ и на ее основе интерпретирован эксперимент.

В п. 7.1 описаны эксперименты по возбуждению акустического резонанса в борате железа. В работе [18] исследовался акустический резонанс в свободно подвешенной тонкой базисной пластине $FeVO_3$. Звук возбуждался радиочастотным магнитным полем, приложенным в плоскости образца. Обнаружена зависимость резонансной частоты звука ω_{rez} от величины статического магнитного поля H , также, приложенного в базисной плоскости. При этом речь шла только о резонансе первого порядка.

В работе [12] наблюдались акустические резонансы Фабри-Перо в тонкой высокосовершенной базисной пластине бората железа. Кристалл в виде естественно

ограниченного правильного шестиугольника с линейными размерами в плоскости базиса ≈ 4 мм и толщиной ≈ 141 мкм синтезирован нами методом раствор-расплавной кристаллизации. В этом случае ультразвук возбуждался, как и ранее (гл.4, 5, 6), пьезопреобразователями, укрепленными на естественных базисных гранях кристаллической пластины бората железа. В кристалле возникали поперечные акустические волны, распространяющиеся вдоль оси z_z . В эксперименте, проводимом при температуре 77К, регистрировалась компонента акустической волны с поляризацией, параллельной поляризации излучаемой. Многократные переотражения от границ кристалл-пьезопреобразователь в условиях размерного резонанса приводили к резонансному возрастанию амплитуды волны, регистрируемой пьезоприемником. При этом наблюдалось несколько ветвей $\omega_{\text{rez}}(H)$, соответствующих акустическим резонансам Фабри-Перо высоких порядков (рис.12, темные и светлые кружки). Все наблюдаемые резонансы можно условно разделить на две группы: в одной из них смещение при изменении магнитного поля (в области слабых полей) намного значительнее (светлые кружки), чем в другой (темные кружки). Моды акустической волны, порождающие сильно смещающиеся резонансы мы назвали сильномагнитными. При слабом смещении резонансов будем говорить о слабомагнитных модах.

П.п. 7.2-7.5 посвящены теоретическому анализу эффектов акустического резонанса в борате железа. В главе 6 установлено, что наблюдаемая в эксперименте тонкая структура кривой $A_{||}(\omega)$ для толстой базисной пластины FeVO_3 связана с отражением звука от границ кристаллических блоков. Как следует из теории, период тонкой структуры должен расти с уменьшением толщины блоков. Акустические резонансы в тонкой высокосовершенной пластине бората железа, вызываемые переотражениями от поверхностей кристалла, по существу являются вырожденным случаем тонкой структуры.

Для анализа экспериментальных результатов [12] будем исходить из теории магнитного ДП звука в рамках базисноанизотропной модели (п.4.5). Поскольку кристаллическая пластина тонкая, можно предположить, что индуцированная в базисной плоскости кристалла одноосная магнитная анизотропия однородна (**п. 7.2**). В этом случае для резонансных частот магнитной и немагнитной моды получаем

$$\omega_{\text{rez}}^{(r)} = \frac{\pi p}{d} v_r = \frac{\pi p}{d} \sqrt{\frac{C_{44} + \Delta C_a}{\rho}}, \quad (20)$$

$$\omega_{\text{rez}}^{(q)} = \frac{\pi p}{d} v_q = \frac{\pi p}{d} \sqrt{\frac{C_{44}}{\rho}}, \quad (21)$$

где p – порядок резонанса.

Величина ΔC_a (13) в выражении (20) не зависит от координаты z . Рассматривая константу g в (13) как варьируемый параметр, можно добиться удовлетворительного согласия с экспериментом для сильномагнитных мод, особенно в области слабых

полей (рис 12а, кривые). Однако, слабомагнитные моды, соответствующие слабо смещающимся при изменении магнитного поля резонансам, по-прежнему, описать не удастся. В рамках этой модели остаются немагнитные резонансы (21), частота которых не зависит от поля (рис. 12а, прямые).

Откажемся от предположения об однородности базисной анизотропии в тонком образце: вернемся к базисноанизотропной модели с неоднородной по толщине кристалла анизотропией (см. п.4.5). Теперь при произвольной ориентации магнитного поля в базисной плоскости направления поляризации нормальных мод будут плавно изменяться вдоль оси $z(\parallel 3_z)$. Как и в случае толстого образца, это должно приводить к «перепутыванию» мод, точнее – их к примешиванию друг к другу.

Таким образом, в неоднородном случае вместо чистых магнитных и немагнитных мод должны возникнуть гибридные, которые, видимо, и могут быть отождествлены с упомянутыми выше слабомагнитными и сильномагнитными модами. Соответствующие им резонансы должны по-разному смещаться с изменением магнитного поля. Однако получить аналитические выражения $\omega_{rez}(H)$ в рамках такой модели не удастся. Для расчета резонансных кривых $\omega_{rez}(H)$ в этом случае мы поступим по-другому.

Учет переотражений от поверхности бездефектного кристалла в условиях неоднородного распределения намагниченности (п. 7.3) приводит к обобщению выражения (16):

$$\begin{pmatrix} e_r^{out} \\ e_q^{out} \end{pmatrix} = \sum_{N=1,3,5,\dots} \tau_N \left(\prod_{m=1}^n T_m \right)^N \begin{pmatrix} e_r^{in} \\ e_q^{in} \end{pmatrix}. \quad (22)$$

Здесь N – количество прохождений; n – число кристаллических слоев; τ_N – коэффициент пропускания после N -кратного прохождения. Поскольку матрицы Джонса T_m не коммутируют, то в произведении важно соблюдать необходимую последовательность сомножителей, которая задается очередностью достижения волной соответствующего слоя. Определяя частотную зависимость амплитуды $A_{||}(\omega)$ волны (22) для различных значений магнитного поля, мы получаем кривые, содержащие акустические резонансы $A_{||}(\omega_{rez})$. Зависящие от магнитного поля резонансные частоты находятся из уравнений $\partial A_{||} / \partial \omega = 0$. Численное решение такой задачи с оптимизацией параметров приводит к резонансным кривым $\omega_{rez}(H)$, изображенным на рис.12б (сплошные линии). Мы получили две группы кривых, которые существенно отличаются от кривых для чистых мод, соответствующих случаю однородной базисной анизотропии. Подчеркнем, что радикальной трансформации подверглись не только резонансные кривые для немагнитных мод, но и для магнитных тоже. Это неожиданный результат, который, однако, коррелирует с экспериментом, но заставляет взглянуть на экспериментальные результаты несколько по-иному. Вдали от точки пересечения резонансных кривых

для чистых мод (рис. 12б, пунктирные линии) трансформированные резонансные кривые практически совпадают с кривыми для чистых мод. Однако вблизи точки пересечения проявляются принципиальные различия. Величины $\partial\omega_{\text{rez}}/\partial H$ («скорости» смещения резонансов) становятся отличными от нуля для обеих кривых; возникает «взаимодействие» резонансов, проявляющееся в «отталкивании» резонансных кривых вместо их пересечения. С ростом магнитного поля кривая, определявшая квазимагнитные резонансы, начинает соответствовать квазинемагнитным и наоборот.

В области «взаимодействия» должна наблюдаться весьма существенная полевая зависимость амплитуд $A_{\text{rez}}(H)$ резонансов (п. 7.4).

Восьмая глава посвящена исследованию влияния давления различной симметрии на магнитное состояние и ДП звука в ромбоэдрических антиферромагнетиках.

В п. 8.1 произведен расчет магнитной анизотропии, вызываемой одноосным давлением в базисной плоскости кристалла. При изучении влияния механических граничных условий на МА эффекты в борате железа мы исходили из того экспериментального факта, что механические напряжения индуцируют магнитную анизотропию (см. п.4.5). Слагаемые, описывающие эту анизотропию, включались в магнитную часть термодинамического потенциала (11). Теперь учтем непосредственно одноосное давление p , вызываемое граничными условиями и ориентированное в базисной плоскости под углом χ к оси x ($\parallel 2_x$). Соответствующие слагаемые входят в упругую часть плотности термодинамического потенциала:

$$F_e = (1/2)C_{11}(u_{xx}^2 + u_{yy}^2) + 2C_{66}u_{xy}^2 + C_{12}u_{xx}u_{yy} + 2C_{44}(u_{xz}^2 + u_{yz}^2) + 2C_{14}[(u_{xx} - u_{yy})u_{yz} + 2u_{xy}u_{xz}] + C_{13}(u_{xx} + u_{yy})u_{zz} + (1/2)C_{33}u_{zz}^2 + p(u_{xx} \cos^2 \chi + u_{yy} \sin^2 \chi + u_{xy} \sin 2\chi). \quad (23)$$

Здесь u_{ij} – компоненты тензора деформаций, включающие статическую и динамическую части.

Определяя в этом случае равновесные (статические) деформации и подставляя их в термодинамический потенциал, получаем эффективную добавку к магнитной энергии. Эта добавка представляет собой энергию индуцированной одноосной магнитной анизотропии. Она может быть отождествлена с соответствующим слагаемым в (11). Решение такой задачи позволило найти связь параметра одноосной индуцированной анизотропии g и одноосного давления в базисной плоскости:

$$g = \frac{2C_{14}B_{14} - C_{44}B_{66}}{2(C_{14}^2 - C_{44}C_{66})} \cdot p. \quad (24)$$

Эквивалентность двух подходов проявляется и в динамике. Расчет определяющей ДП звука величины ΔC_a на основе выражения (23), включающего одноосное давление, приводит к выражению, которое с учетом (24) совпадает с

выражением для ΔC_a (13), полученным с использованием индуцированной анизотропии (см.(11)).

Интересно оценить механические напряжения в кристалле $FeVO_3$, вызванные граничными условиями. Используя найденные ранее величины индуцированной магнитной анизотропии и формулу (24), мы получили $p \sim 10^8$ дин/см². Поскольку $p > B$, приходим к выводу, что вклад в деформации, вызванный внешними напряжениями превосходит стрикционный вклад.

В п. 8.2 исследовано магнитное состояние бората железа под действием одноосного давления и магнитного поля, приложенных в базисной плоскости. При проведении МА экспериментов весьма проблематично прямое определение величины вызываемых граничными условиями механических напряжений и их влияния на магнитное состояние кристалла. Поэтому при анализе экспериментов нам приходилось рассматривать теоретические модели. Здесь в простейшем случае механические граничные условия моделируются не только теоретически, но и экспериментально: изучаются процессы намагничивания монокристаллов $FeVO_3$, подвергаемых однородному аксиальному сжатию заданной величины. Эксперименты проводились при комнатной температуре на тонких базисных монокристаллических пластинках, синтезированных для этих целей из раствора в расплаве. Разработанное механическое устройство позволяло сжимать кристалл в базисной плоскости путем дозированного давления на пару противоположных боковых граней, перпендикулярных базисной грани. Магнитное поле в базисной плоскости могло ориентироваться под любым заданным углом α к оси давления. Поскольку борат железа обладает значительным фарадеевским вращением в видимой области спектра, для изучения процессов намагничивания оказалось целесообразным использовать МО магнитометр. На рис.13а приведена экспериментальная кривая зависимости от приложенного давления проекции намагниченности на направление магнитного поля $M_H(p)$ для случая параллельности поля и давления ($\alpha = 0$) и $H = 90$ Э. Расчетная кривая $M_H(p) = M \cdot \sin(\alpha + \xi)$ (ξ – угол между I и H) может быть получена из условия минимума термодинамического потенциала:

$$-H[H_D + H \sin(\alpha + \xi)] \cos(\alpha + \xi) + \frac{2C_{14}B_{14} - C_{44}B_{66}}{2M_0(C_{14}^2 - C_{44}C_{66})} \cdot p \cdot H_E \sin 2\xi = 0. \quad (25)$$

Рис. 13б (кривая 1) представляет расчетную кривую $M_H(p)$ для тех же условий: $\alpha = 0$, $H = 90$ Э. Между экспериментальной и расчетной кривыми имеются существенные различия. В эксперименте, в отличие от теории, фазовый переход не локализован в точке, что может быть связано с неоднородным распределением давления в реальном кристалле. Еще одна причина различий может заключаться в, возможно, нестрогой параллельности поля и давления. Результаты расчета $M_H(p)$ для различных углов α приведены на рис. 13б (кривые 2, 3, 4). Полученные кривые

хорошо коррелируют с экспериментом. Они, также, свидетельствуют о том, что две магнитные фазы – коллинеарная и угловая, – возможные в случае параллельности поля и давления, вырождаются в одну – угловую, – когда поле и давление не параллельны.

В п. 8.3 теоретически изучено магнитное состояние бората железа, находящегося под действием высокого гидростатического давления с одноосной компонентой. В работе [19] методами нейтронной дифракции наблюдались изменения ориентации магнитных моментов ионов железа в FeVO_3 относительно тригональной оси в условиях высокого квазигидростатического давления до 4 ГПа (рис. 14, точки). Эксперименты выполнялись на поликристаллических образцах бората железа, которые помещались в камеру высокого давления с сапфировыми наковальнями. При этом дополнительной передающей среды экспериментаторы не использовали. Такая методика должна была приводить к нарушению условий гидростатичности и появлению анизотропии давления. Для анализа экспериментального результата в качестве простейшей модели квазигидростатического давления мы рассмотрели гидростатическое давление с одноосной компонентой. Показано, что при ориентации одноосной компоненты давления в базисной плоскости вдоль оси y ($\parallel m_{yz}$) АФ вектор действительно выходит из базисной плоскости. Если считать еще, что гидростатическое и аксиальное давления – величины одного порядка, пропорциональные друг другу, то угол выхода определяется простым выражением

$$\text{tg}2\theta = -\frac{A_1 \cdot p}{a' - A_2 \cdot p}, \quad (26)$$

позволяющим хорошо описать эксперимент (рис. 14, кривая). Здесь a' эффективная константа одноосной анизотропии; $A_1, A_2 \sim V/C \sim 10^{-5}$.

Теоретический анализ показал, что чисто гидростатическое давление не должно приводить к выходу магнитных моментов из базисной плоскости кристалла FeVO_3 . Этот результат, также, находится в согласии с экспериментами [19,20].

В п. 8.4 проведены теоретические исследования влияния гидростатического давления на гексагональную анизотропию ромбоэдрических антиферромагнетиков. Гидростатическое давление не изменяет симметрию кристалла. Однако может повлиять на величину магнитной анизотропии. Экспериментальные свидетельства такого влияния для бората железа нам, к сожалению, неизвестны. Однако для монокристалла гематита, имеющего сходную с боратом железа кристалломагнитную структуру, такие свидетельства есть. В работе [21] при исследовании угловой зависимости амплитуды поперечного звука в монокристалле гематита в условиях магнитоакустического ДП обнаружено, что величина гексагональной анизотропии экспериментального образца существенно превосходит известную для гематита величину. Такое расхождение авторы связывают с тем, что используемый ими образец не отожден. Объяснение резонно, если предположить,

что в кристалле существуют механические напряжения, возникшие в процессе быстрого охлаждения после синтеза. Эти напряжения в простейшем случае мы можем смоделировать, приложив к идеальному кристаллу гидростатическое давление. Расчет энергии гексагональной анизотропии ромбоэдрического АФ кристалла с учетом гидростатического давления приводит к следующему выражению:

$$\Delta F = (e + \Delta e_{\text{мер}_1} + \Delta e_{\text{мер}_2} + \Delta e_{\text{мер}_3}) \cos 6\phi. \quad (27)$$

Здесь e – константа гексагональной кристаллографической анизотропии;

$$\Delta e_{\text{мер}_1} = \frac{d^2}{4(a' - A_2 \cdot p)}, \quad \Delta e_{\text{мер}_2} \sim \frac{B^2}{C} \frac{d}{4(a' - A_2 \cdot p)}, \quad \Delta e_{\text{мер}_3} \sim \frac{B}{C} \frac{d^2}{4(a' - A_2 \cdot p)}$$

– вклады в эффективную константу гексагональной анизотропии, связанные с гидростатическим давлением; d – константа кубической анизотропии. Оценим эти вклады для давлений, не превосходящих по порядку величины $p \sim a'/A_2 \sim 10^{10}$ дин/см²: $\Delta e_{\text{мер}_1} \sim 1$ эрг/см³, $\Delta e_{\text{мер}_2} \sim 10^{-1}$ эрг/см³, $\Delta e_{\text{мер}_3} \sim 10^{-5}$ эрг/см³. В экспериментах [21] величина эффективной константы гексагональной анизотропии в несколько раз превосходила константу кристаллографической анизотропии e , что может быть вызвано давлениями $p_h \sim 10^{10}$ дин/см². Такая оценка представляется разумной. Действительно, коэффициент линейного термического расширения гематита $\alpha \sim 10^{-5}$ град⁻¹. Снижение температуры кристалла по завершении процесса синтеза составляет величину $\Delta t \sim (10^2 \div 10^3)^\circ$. Для термических деформаций при этом получаем $u \sim \alpha \cdot \Delta t \sim 10^{-3} \div 10^{-2}$. Остаточные деформации таких величин должны вызывать механические напряжения $p \sim C \cdot u \sim 10^9 \div 10^{10}$ дин/см².

В п. 8.5 теоретически исследовано влияние гексагональной базисной анизотропии, усиленной гидростатическим давлением, на эффекты ДП звука в ромбоэдрических АФ кристаллах. Проявление гексагональной базисной анизотропии и механических граничных условий в магнитном ДП звука в изоструктурном борате железа гематите экспериментально обнаружено и исследовано в работе [21]. Звук, как и в случае бората железа, возбуждался и регистрировался пьезопреобразователями. Поперечная акустическая волна распространялась вдоль оси Z_z кристалла. Поворачивая магнитное поле в базисной плоскости, экспериментаторы обнаружили хорошо выраженную 60-градусную периодичность эффектов ДП с 180-градусными искажениями (рис. 15, точки).

Отметим, что попутно авторы [21] поставили задачу проверки модели, предложенной нами при изучении ДП звука в борате железа, в соответствии с которой механические граничные условия, обусловленные контактом кристалла с пьезопреобразователями, вызывают одноосную магнитную анизотропию. Проведя

дополнительные исследования, сводящиеся к изучению влияния на ДП в гематите поворота пьезопреобразователей, они эту модель полностью подтвердили.

На рис. 15 (точки) приведены экспериментальные угловые зависимости величины $\Delta H(\beta) = H_m(\beta) - H_m(0)$. Здесь H_m – поле, соответствующее одному из максимумов ОГТ; β – угол в базисной плоскости между \mathbf{H} и осью 2_x [21].

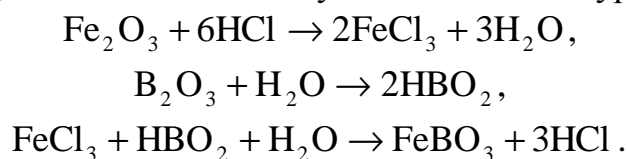
Рассмотрим влияние базисной анизотропии на магнитное ДП звука в гематите теоретически. Для этого учтем в базисноанизотропной модели (п. 4.5) наряду с одноосной индуцированной анизотропией еще и анизотропию гексагональную – кристаллографическую и вызванную гидростатическим давлением (п.8.4). В отличие от п.4.5, в термодинамический потенциал кристалла включим не индуцированную магнитную анизотропию, а непосредственно ее источники – одноосное и гидростатическое давление. Действуя по схеме, описанной в п.4.5, мы определили магнитную добавку к упругому модулю в этом случае:

$$\Delta C_a = - \frac{4H_E B_{14}^2}{M_0 \{2H_E H_{me1} + H \cdot [H_D \sin(\alpha + \xi) - H \cos 2(\alpha + \xi)]\} + G \cdot H_E}, \quad (28)$$

Выражение (28) представляет собой обобщение (13): G содержит зависящие от давления базисноанизотропные слагаемые, имеющие аксиальную, гексагональную и более сложную симметрию. Далее будем исходить из упрощенной базисноанизотропной модели: неоднородностью распределения анизотропии по глубине кристалла пренебрежем. Решая уравнения $\partial A / \partial H = 0$, определяющие максимумы кривой $A(H)$, и варьируя входящие в них параметры, мы получили кривые $\Delta H(\beta)$ (рис.15), аппроксимирующие эксперимент (точки). Наилучшее согласие с экспериментом достигается когда давления таковы: гидростатическое $\sim 10^{10}$ дин/см², аксиальное $\sim 10^8$ дин/см². Подчеркнем, что такое аксиальное давление по порядку величины совпадает с нашими оценками для бората железа (см.п.8.1).

Девятая глава посвящена синтезу монокристаллов $FeVO_3$ и изучению их морфологии.

В п.9.1 рассмотрены два метода, позволяющие выращивать изометричные монокристаллы бората железа: метод газового транспорта и метод синтеза из газовой фазы [22]. Проведенный анализ показал, что с точки зрения экспериментальной простоты второй метод предпочтительнее. Термодинамические расчеты позволили установить, что синтез $FeVO_3$ из газовой фазы может осуществляться с достаточно высокой скоростью. В качестве исходных веществ для синтеза мы использовали Fe_2O_3 и V_2O_3 . В качестве газа-носителя был выбран хлористый водород HCl . Химические процессы, приводящие к синтезу монокристаллов $FeVO_3$, описываются следующей системой уравнений:



В результате первых двух реакций образуются газообразные вещества, необходимые для синтеза FeVO_3 посредством третьей реакции.

В п. 9.2 описаны эксперименты по синтезу изометричных монокристаллов бората железа. Порошкообразная окись железа и стекловидная окись бора в отдельных платиновых лодочках помещались в кварцевую ростовую ампулу. Откачанная ампула заполнялась хлористым водородом до определенного давления и запаивалась. Синтез проводился в безградиентной горизонтальной ростовой печи при температурах $740 \div 760^\circ\text{C}$ в течение $20 \div 40$ суток. Точность поддержания температуры составляла $0,1^\circ$. В работе приводится информация об используемом ростовом оборудовании, подробно описаны этапы подготовки и завершения ростовых экспериментов.

Существенное усовершенствование рассматриваемой технологии достигнуто нами за счет использования затравочных монокристаллов FeVO_3 . В этом случае рост осуществлялся при пониженном давлении хлористого водорода, что вело к резкому уменьшению спонтанного зародышеобразования и значительному улучшению качества получаемых образцов. Затравочные кристаллы отбирались с учетом их огранки (оптическая гониометрия) по результатам измерений АФМР. На месте затравок обнаруживались крупные объемные монокристаллы FeVO_3 с хорошей огранкой. Размеры образцов достигали 1 см в поперечнике. Большинство граней имело зеркальный блеск.

В п. 9.3 содержатся результаты исследования морфологии изометричных кристаллов. С точки зрения форм роста полученные кристаллы можно разделить на три группы: ромбоэдрические, пирамидально-призматические и таблеточные (рис.16). Естественная огранка кристаллов включает грани следующих типов: $(10\bar{1}4)$, $(11\bar{2}0)$, $(11\bar{2}3)$, $(01\bar{1}2)$ и (0001) . Тип грани определялся методами оптической гониометрии и рентгеноструктурного анализа. В качестве затравок обычно использовались мелкие (≤ 1 мм) таблеточные кристаллы. Установлена связь между формой затравочного и выросшего из него кристалла. При этом диагностическую роль играют грани типа $(10\bar{1}4)$ и $(01\bar{1}2)$ затравочного кристалла. По расположению таких граней на затравке оказывается возможным предсказать к какой из указанных групп будет принадлежать синтезируемый кристалл.

Поскольку для решения отдельных задач, представленных в работе, требовались тонкие базисные пластинки бората железа, автор уделил внимание синтезу и таких кристаллов (п. 9.4). Для этой цели был применен метод синтеза из раствора в расплаве. В работе приводится описание развитой технологии, важным компонентом которой является отделение синтезированных кристаллов от жидкого раствора–расплава. Полученные таким образом крупные кристаллы в форме базисных пластин с размерами до 15 мм в базисной плоскости и толщиной до 150 мкм обладали высоким структурным совершенством: полуширина рентгеновской кривой качания не превосходила $10''$.

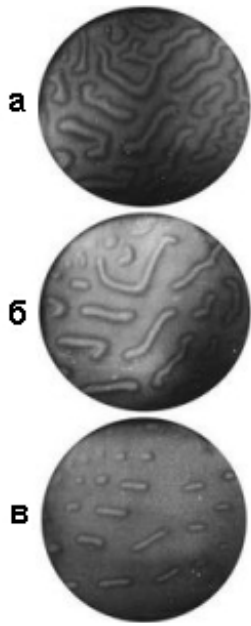


Рис. 1

Доменная структура на грани $(11\bar{2}0)$:
 а – $H = 0$; б – $H = 11 \text{ Э}$; в – $H = 45 \text{ Э}$

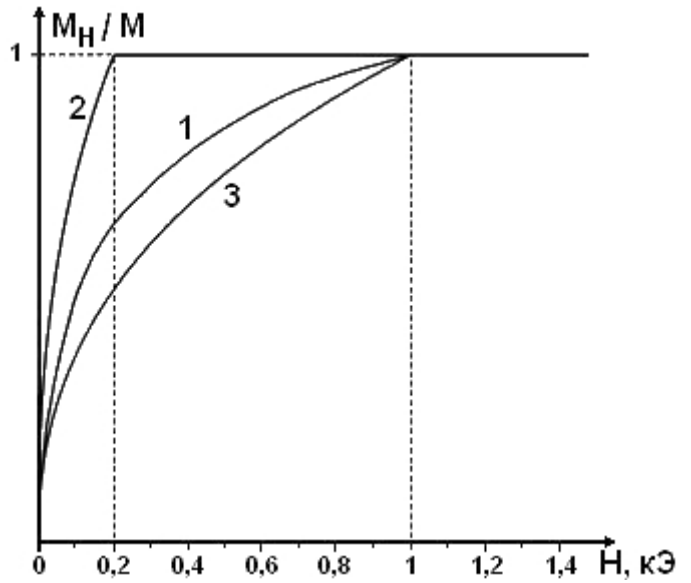


Рис. 2

Кривые намагничивания ($H \perp 3_z$) поверхности для грани $(10\bar{1}4)$ при $T = 300 \text{ К}$: 1 – эксперимент; 2 – теория; 3 – теория с учетом реконструкции поверхности

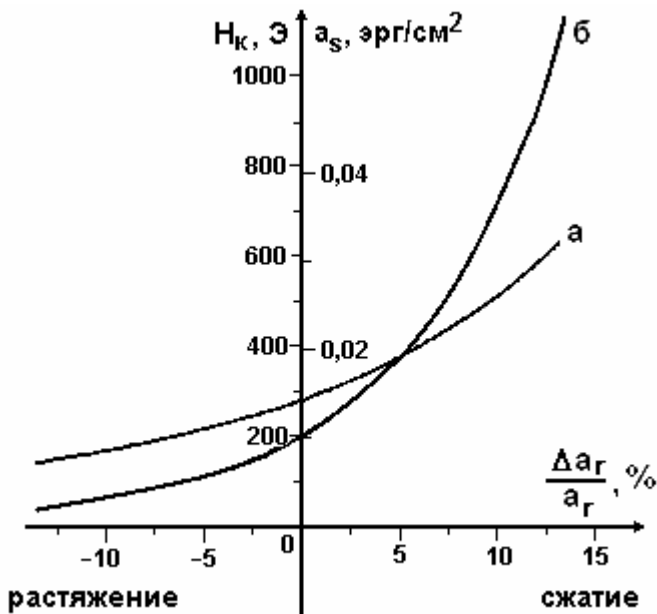


Рис. 3

Зависимость константы поверхностной анизотропии a_s (а) и поля насыщения H_k (б) от изменения длины ребра элементарного ромбоэдра $(10\bar{1}4)$ при гидростатическом давлении ($T = 300 \text{ К}$)

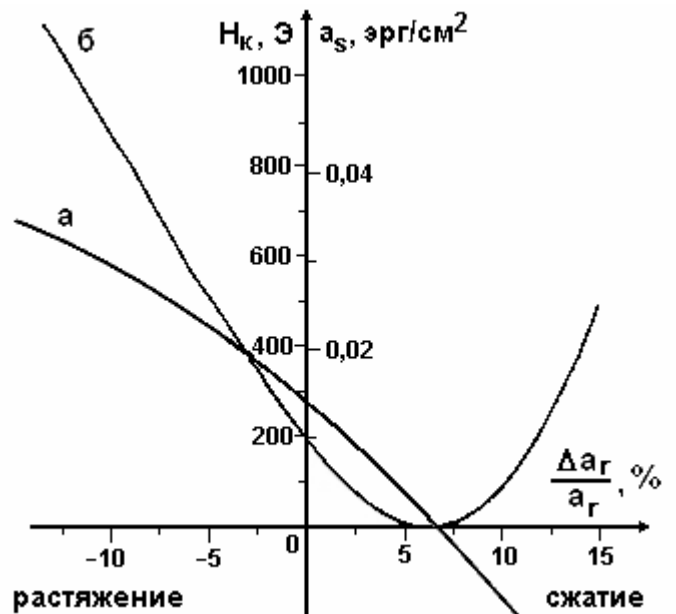


Рис. 4

Зависимость константы поверхностной анизотропии a_s (а) и поля насыщения H_k (б) от смещения поверхностного слоя Fe^{3+} для грани $(10\bar{1}4)$ ($T = 300 \text{ К}$)

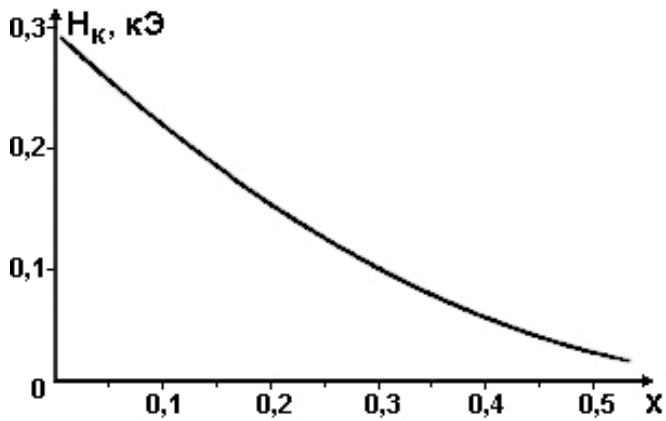


Рис.5

Расчет зависимости поля насыщения от концентрации дефектов в приповерхностном слое для грани $(10\bar{1}4)$ ($T = 0K$)

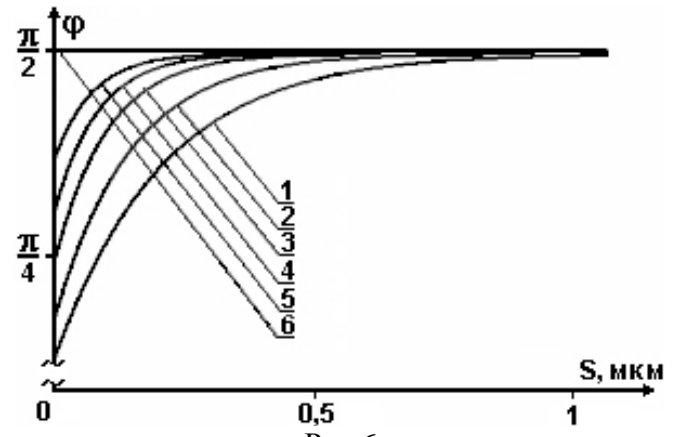


Рис.6

Зависимость ориентации спинов от расстояния вглубь кристалла в различных магнитных полях, приложенных вдоль ЛАО ($T = 0K$):
 1 - $H = 100$ Э; 2 - $H = 200$ Э; 3 - $H = 400$ Э;
 4 - $H = 600$ Э; 5 - $H = 800$ Э; 6 - $H = 1000$ Э

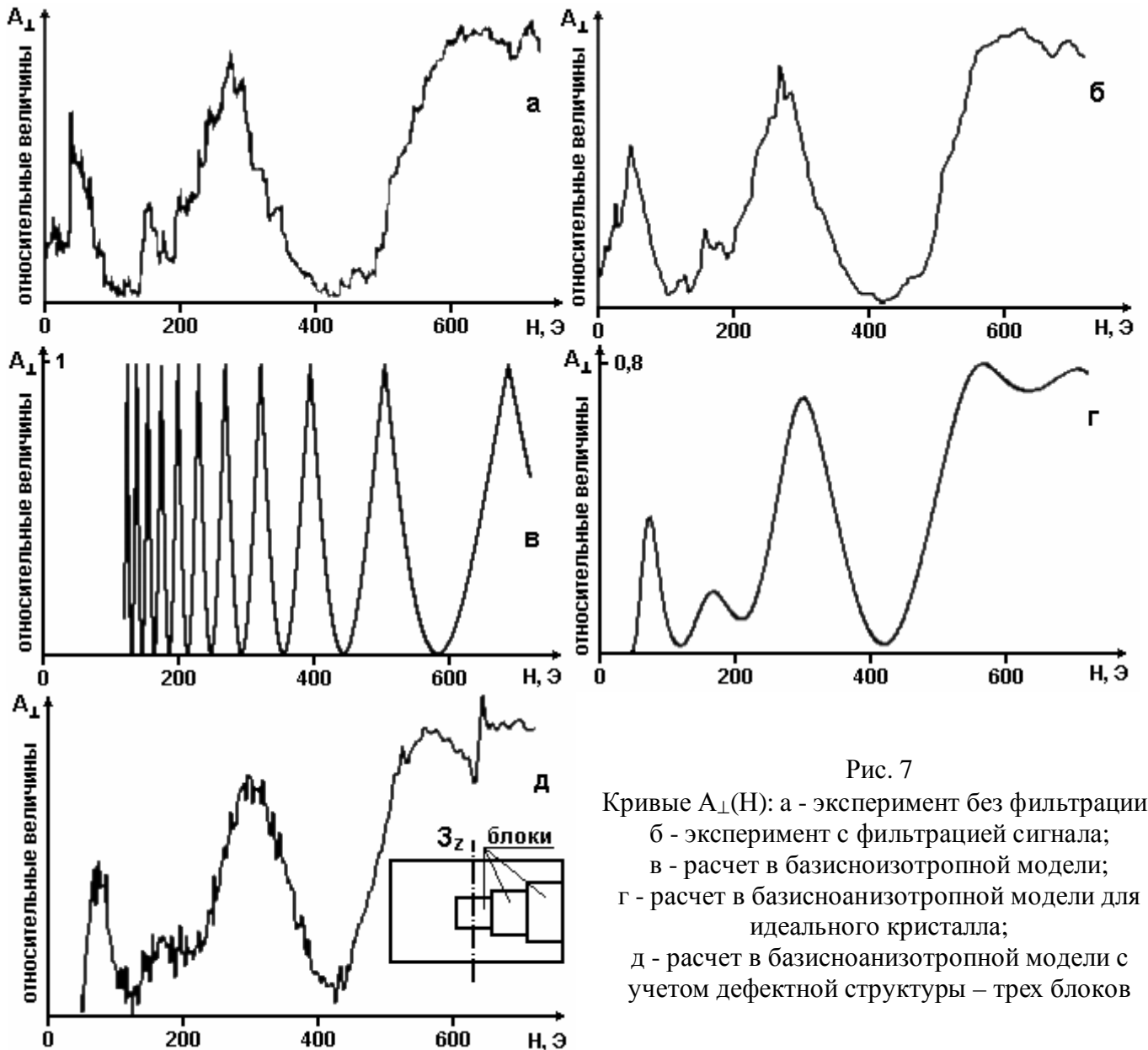


Рис. 7

Кривые $A_{\perp}(H)$: а - эксперимент без фильтрации;
 б - эксперимент с фильтрацией сигнала;
 в - расчет в базисноизотропной модели;
 г - расчет в базисноанизотропной модели для идеального кристалла;
 д - расчет в базисноанизотропной модели с учетом дефектной структуры – трех блоков

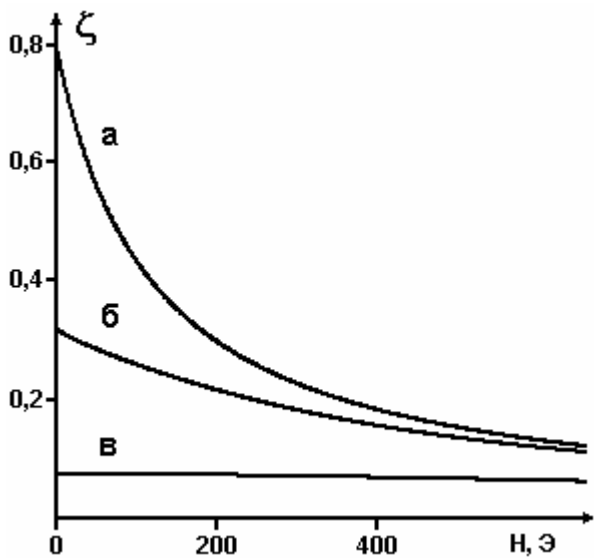


Рис. 8

Зависимость МУ связи $\zeta = |\Delta C / C_{44}|$ от магнитного поля: а – для бората железа (базисноизотропная модель); б – для бората железа (базисноанизотропная модель); в – для карбоната марганца

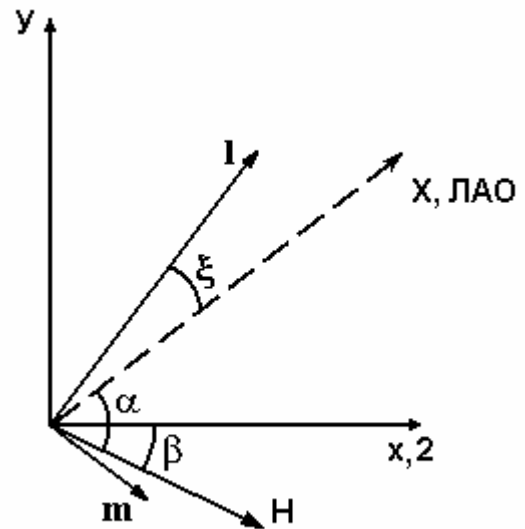


Рис. 9

Ориентация осей и векторов в базисноанизотропном случае

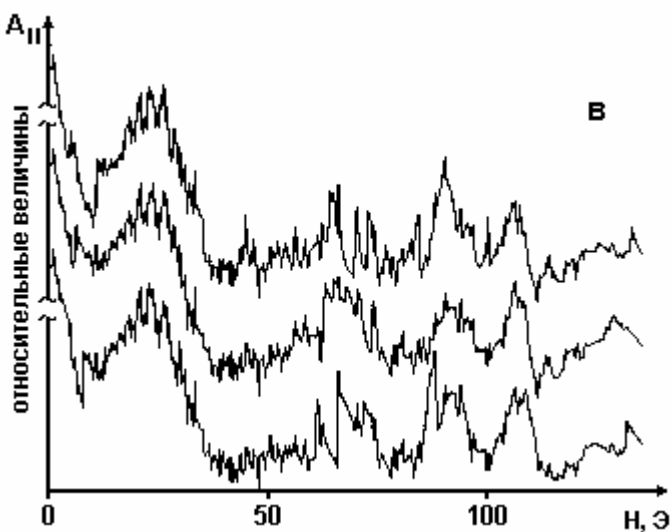
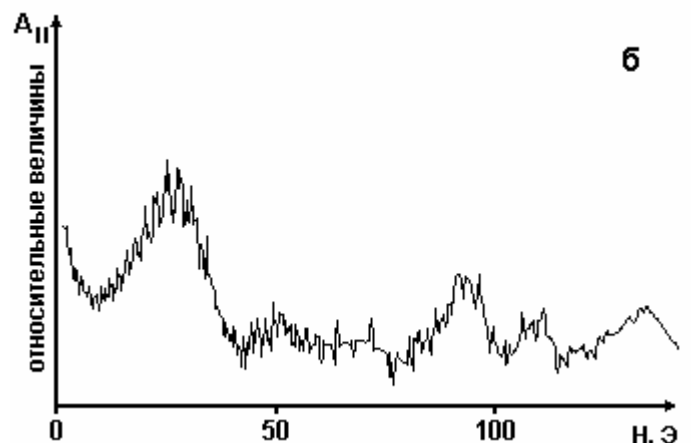
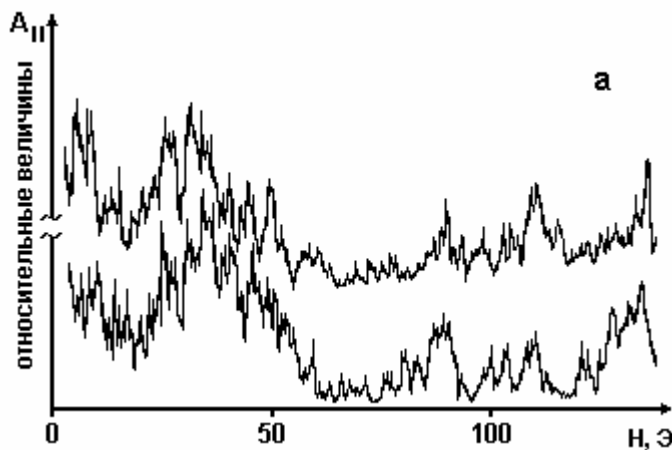


Рис. 10

Кривые $A_{||}(H)$ с тонкой структурой в слабых полях: а – эксперимент (две последовательные записи); б – расчет с учетом дефектной структуры – 3-х блоков; в – расчет с учетом слабого случайного изменения анизотропии в тонких придефектных слоях.

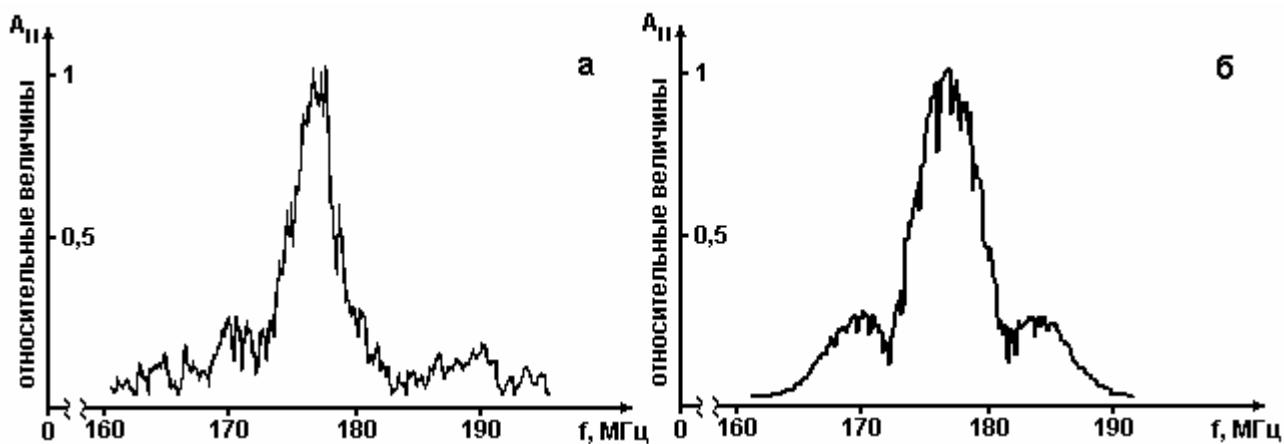


Рис.11

Частотная зависимость амплитуды звука:
 а – эксперимент; б - расчет с учетом полосы пропускания

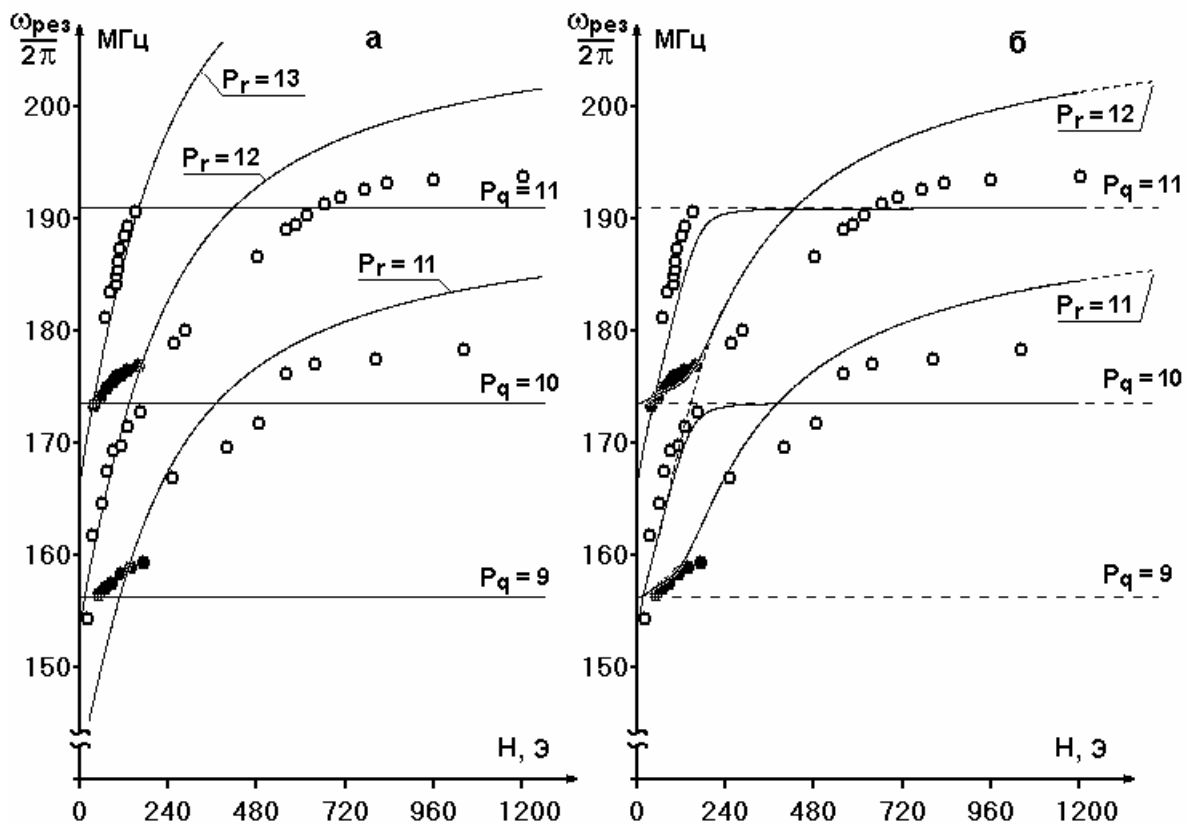


Рис. 12

Зависимость резонансной частоты от магнитного поля:
 эксперимент [13] (светлые и темные кружки – слабомагнитные и сильномагнитные моды соответственно); теория: (а) базисноанизотропная однородная модель (прямые и кривые – немагнитные и магнитные моды, соответственно); (б) базисноанизотропная неоднородная модель (сплошные кривые; пунктирные линии – чистые магнитные и немагнитные моды)

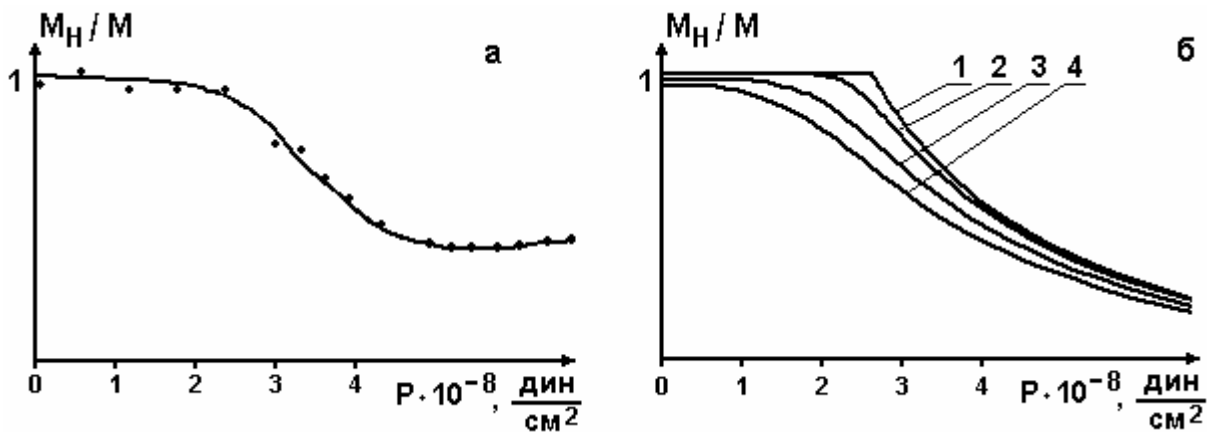


Рис. 13
Кривые $M_H(P)$: а – эксперимент;
б – теория ($1 - \alpha = 0$; $2 - \alpha = 2^\circ$; $3 - \alpha = 7^\circ$; $4 - \alpha = 12^\circ$)

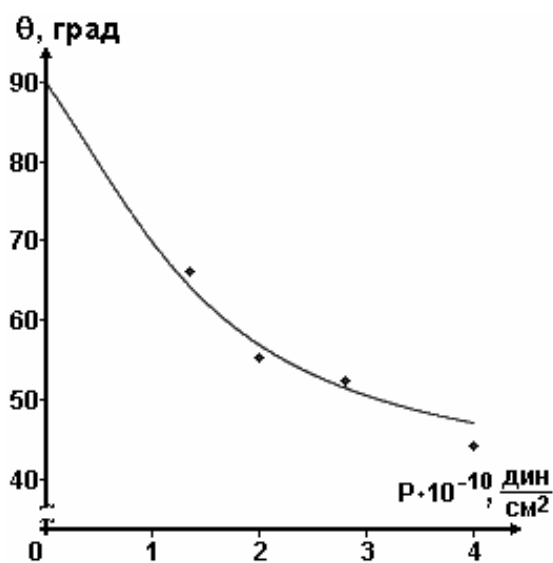


Рис. 14
Зависимость угла выхода АФ вектора из базисной плоскости от давления: точки – эксперимент [19]; кривая – расчет

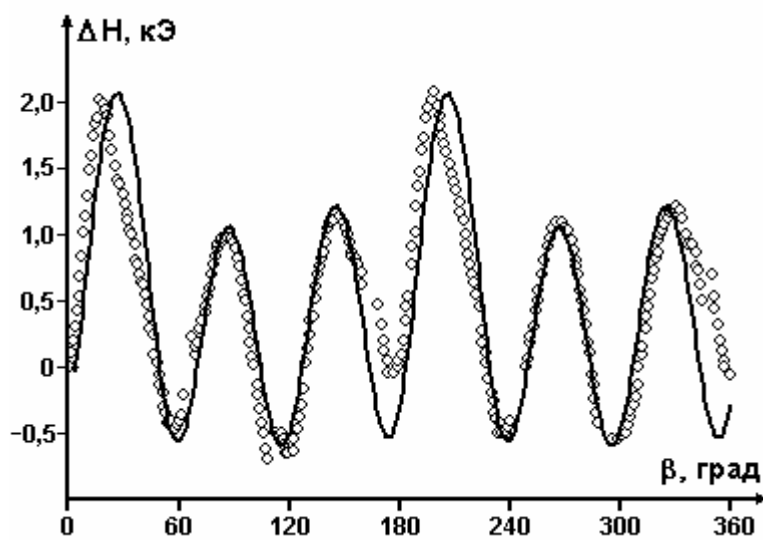


Рис.15
Угловая зависимость положения максимума кривой $A_{\perp}(H)$ (кружки – эксперимент [21]; сплошные линии – теория)

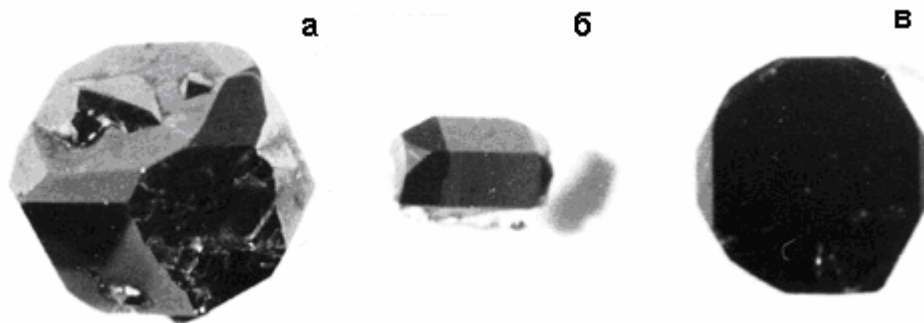


Рис.16
Кристаллы ромбоэдрической (а), пирамидально-призматической (б) и таблеточной (в) форм

Основные результаты и выводы

1. Впервые на естественных небазисных гранях изометричных монокристаллов FeVO_3 методом порошковых фигур Биттера обнаружена и исследована доменная структура ЦМД-типа, которая свидетельствует о существовании поверхностного магнетизма, обусловленного поверхностной анизотропией.
2. Методом МО эффектов Керра в диапазоне температур от 77К до точки Нееля получены кривые намагничивания тонких приповерхностных слоев бората железа, свидетельствующие о существовании на гранях типа $(10\bar{1}4)$ значительной одноосной поверхностной анизотропии. Ориентации ЛО и ТО с температурой не изменяются. Поле насыщения при намагничивании вдоль ТО при комнатной температуре составляет $H_k \approx 1\text{кЭ}$. При намагничивании вдоль ЛО процесс завершается в полях, сравнимых с полями размагничивания ($\sim 100\text{Э}$). Установлено, что температурная зависимость поля H_k совпадает с температурной зависимостью подрешеточной намагниченности кристалла. На гранях типа $(11\bar{2}0)$, $(11\bar{2}3)$ и (0001) поверхностная анизотропия, определяемая с точностью до величин полей размагничивания, не обнаружена.
3. Построена теория поверхностного магнетизма бората железа с учетом реконструкции поверхности и дефектности ее структуры. Энергия поверхностной анизотропии рассчитана в магнитодипольном приближении. При этом, как и в эксперименте, $H_k \sim M_0$. В случае грани $(10\bar{1}4)$ теория описывает симметрию наблюдаемой анизотропии и дает для неискаженной поверхности правильный порядок величин поля H_k во всем температурном диапазоне. Для граней $(11\bar{2}0)$ и $(11\bar{2}3)$ также наблюдается корреляция с экспериментом: рассчитанные для них значения полей H_k оказываются пренебрежимо малыми. Сильная зависимость энергии поверхностной анизотропии и поля насыщения от параметра решетки кристалла, $\sigma \sim a_r^{-5}$, $H_k \sim a_r^{-10}$, должна приводить к существенному влиянию реконструкции поверхности на поверхностный магнетизм. Учет реконструкции для грани $(10\bar{1}4)$ позволил значительно улучшить количественное согласие с экспериментом. Расчет величины поля H_k в случае дефектной поверхности (вакансии магнитных ионов Fe^{3+} или их замещение диамагнитными ионами) показал, что H_k существенно уменьшается с ростом концентрации дефектов.
4. Рассчитана магнитная структура приповерхностного переходного слоя, которая определяется тремя факторами: магнитным полем, поверхностной анизотропией и обменным взаимодействием. В полях, значительно меньших поля насыщения, слой имеет эффективную толщину $\sim 10^{-1}$ мкм, что намного превосходит глубину формирования МО сигнала. На глубине формирования МО сигнала спины практически параллельны спинам ионов на поверхности, что делает оправданным

сравнение экспериментальных кривых намагничивания, получаемых методом эффектов Керра, с расчетными кривыми для поверхностного слоя магнитных ионов. Толщина слоя, в котором магнитные моменты закреплены поверхностной анизотропией, составляет всего несколько параметров решетки.

5. Показано, что существующая теория магнитного линейного ДП звука в тригональном легкоплоскостном АФ кристалле не дает удовлетворительного описания экспериментов на борате железа: период осцилляций расчетной кривой $A(H)$ значительно меньше экспериментального, а их амплитуда не зависит от поля, что также не соответствует эксперименту. Необъяснимой остается тонкая структура экспериментальных кривых $A(H)$ и $A(\omega)$.
6. Борат железа обладает сильной МУ связью $\zeta = \Delta C/C \sim 1$, вызывающей магнитное ДП звука. С другой стороны сильная МУ связь должна приводить к существенному воздействию экспериментальных механических граничных условий на магнитное состояние кристалла, что тоже влияет на эффекты ДП. Поэтому при изучении ДП звука в борате железа учет граничных условий оказывается необходимым. Сформулирована простейшая физическая модель: механические граничные условия приводят к возникновению в базисной плоскости кристалла неоднородной одноосной магнитной анизотропии, убывающей от поверхности вглубь образца.
7. На основе предложенной модели развита теория магнитного ДП звука в борате железа, позволяющая адекватно описать эксперимент. Для расчета зависимостей $A(H)$ и $A(\omega)$ оказалось целесообразным применение метода матриц Джонса. Возрастание периода осцилляций расчетной кривой $A(H)$ по сравнению с базисноизотропным случаем вызывается уменьшением МУ связи при учете индуцированной анизотропии. Зависимость амплитуды этой кривой от поля объясняется зависимостью от поля ориентаций поляризации мод звуковой волны в этом случае и неоднородным распределением намагниченности в кристалле. Значительное влияние на эффекты ДП магнитной анизотропии объясняется ее обменным усилением.
8. Установлено, что наблюдаемая в экспериментах тонкая структура кривых $A(H)$ и $A(\omega)$ может быть обусловлена существованием кристаллических блоков. Теория магнитного ДП звука в борате железа, обобщенная на случай учета многократных переотражений звуковой волны от границ блоков, позволила получить кривые $A(H)$ и $A(\omega)$ с тонкой структурой, которые хорошо коррелируют с экспериментом. Показано, что наблюдаемая в слабых полях неполная воспроизводимость тонкой структуры кривых $A(H)$ при повторных экспериментах может быть объяснена эффектом Баркгаузена.

9. Построена теория размерного акустического резонанса в монокристалле бората железа с учетом индуцированной магнитной анизотропии. Установлено, что наблюдаемое при изменении магнитного поля смещение акустических резонансов является естественным следствием ДП звука в неоднородно намагниченном образце. В этом случае вместо магнитных и немагнитных мод возникают гибридные, фазовые скорости которых зависят от магнитного поля. При переходе от чистых мод к гибридным резонансные кривые $\omega_{\text{rez}}(H)$ претерпевают существенную перестройку. В частности, наблюдается их «расталкивание». Рассчитанные кривые $\omega_{\text{rez}}(H)$ удовлетворительно описывают эксперимент.
10. Получено выражение, связывающее одноосное давление в базисной плоскости кристалла с индуцированным давлением одноосной магнитной анизотропией. Установлена эквивалентность учета индуцированной анизотропии или непосредственно одноосного давления в теории магнитного ДП звука в борате железа.
11. Экспериментально и теоретически исследовано магнитное состояние бората железа под действием одноосного давления и магнитного поля, приложенных в базисной плоскости. Две магнитные фазы – коллинеарная и угловая, – возможные в случае параллельности поля и давления, вырождаются в одну – угловую, – когда поле и давление не параллельны.
12. Расчет магнитных состояний бората железа в условиях высокого гидростатического давления с одноосной компонентой показал, что АФ вектор может выходить из базисной плоскости. Полученная полевая зависимость угла выхода хорошо описывает существующий эксперимент.
13. Определен вклад гидростатического давления в базисную гексагональную магнитную анизотропию тригональных антиферромагнетиков. В рамках развитой теории показано, что гексагональная анизотропия, усиленная гидростатическим давлением и обменом, существенно влияет на эффекты магнитного ДП звука в таких кристаллах. Рассчитанная с учетом гидростатического и одноосного давления угловая зависимость амплитуды акустической волны отражает основные закономерности эксперимента.
14. Разработана технология и синтезированы на затравку из газовой фазы изометричные монокристаллы бората железа с небазисными гранями оптического качества, пригодные для МО и МА экспериментов. Установлена корреляция между формами затравочного и синтезированного кристаллов, что позволяет процессом формообразования управлять. Разработана технология раствор-расплавного синтеза и получены кристаллы FeVO_3 в виде базисных пластин крупных размеров высокого структурного совершенства.

15. Методами оптической гониометрии и рентгеноструктурного анализа исследована морфология синтезированных изометричных кристаллов. Установлено, что все образцы могут быть условно разделены на три группы: ромбоэдрические, пирамидально-призматические и таблеточные. При этом набор обнаруженных граней ограничивается пятью типами: $(10\bar{1}4)$, $(11\bar{2}0)$, $(11\bar{2}3)$, $(01\bar{1}2)$ и (0001) .

Основные результаты диссертации опубликованы в следующих работах:

1. А.Р. Прокопов, В.Н. Селезнев, М.Б. Стругацкий, В.В. Усков, С.В. Ягупов. Доменная структура и процессы перемагничивания кристаллов FeBO_3 // Тезисы II Семинара по функциональной магнитоэлектронике.- Красноярск, 1986. - С.39
2. М.В. Strugatsky, S.V. Yagupov, A.K. Pankratov, V.E. Zubov, V.V. Tarakanov. Bulk monocrystals of Iron Borate: synthesis, habitus, effects // International conference "Functional Materials" (ICFM-2001). Abstracts.-Ukraine, Crimea, Partenits, 2001.-P.73.
3. Панкратов А.К., Стругацкий М.Б., Ягупов С.В. Газотранспортный синтез и морфология изометричных монокристаллов бората железа. Ученые записки Таврического Национального Университета. Физика.-2007.-Т.20(59). №1.-С.64-73.
4. А.Р. Прокопов, В.Н. Селезнев, М.Б. Стругацкий, С.В. Ягупов. Наблюдение доменной структуры на небазисных гранях кристаллов FeBO_3 // ЖТФ. - 1987. - Т.57. - №10. - С.2051- 2053.
5. Г.С. Кринчик, В.Е.Зубов, В.Н. Селезнев, М.Б. Стругацкий. Поверхностный магнетизм бората железа // ЖЭТФ. - 1988. - Т.94. - №10. - С.290 - 300.
6. Г.С. Кринчик, В.Е.Зубов, В.Н. Селезнев, М.Б. Стругацкий. Поверхностная магнитная анизотропия на небазисных гранях бората железа // В кн.: Тезисы докладов XVIII Всесоюзной конференции по физике магнитных явлений. - Калинин, 1988. - С.902 - 903.
7. В.Е. Зубов, Г.С. Кринчик, В.Н. Селезнев, М.Б. Стругацкий. Температурная зависимость поверхностной анизотропии бората железа // ФТТ. - 1989. - Т.31. - №6. - С.273 - 275.
8. V.E. Zubov, G.S. Krinchik, V.N. Seleznyov and M.B. Strugatsky. Near-Surface Magnetic Structures in Iron Borate // J. Magn. Magn. Mater. - 1990.-V.86.-P.105 - 114.
9. E.M. Maksimova, I.A. Nauhatskij, M.B. Strugatsky. Surface magnetism of non-ideal Iron Borate monocrystals // Functional Materials. - 2008. - V.15.- No 2.- P.244-246.
10. V.E. Zubov, M.B. Strugatsky, K.M. Skibinsky. Structure of near-surface magnetic layer in Iron Borate // International conference "Functional Materials" (ICFM-2005). Abstracts. - Ukraine, Crimea, Partenits, 2005. - P.40.
11. Zubov V.E., Strugatsky M.B., Skibinsky K.M.. Structure of near-surface magnetic layer in Iron Borate // Functional materials.-2007.-V.14. - No3.-P.382-385.

12. A.P. Korolyuk, V.V. Tarakanov, V.I. Khizhnyi, V.N. Seleznoy and M. B. Strugatsky. Magnetoacoustic oscillations in antiferromagnet FeBO_3 // *Low Temp. Phys.* – 1996. V.22. - Issue 8. – P. 708-712.
13. Мицай Ю.Н., Скибинский К.М., Стругацкий М.Б., Тараканов В.В. Эффекты линейного магнитоакустического двупреломления в FeBO_3 // *ФТТ.* -1997. - Т.39. - №5. - С.901 - 904.
14. Mitsay Yu.N., Skibinsky K.M., Strugatsky M.B., Korolyuk A.P., Tarakanov V.V. and Khizhnyi V.I. Gakel'-Turov oscillations in iron borate // *J. Magn. Magn. Mater.* - 2000. - V.219. - I.3. - P.340 - 348.
15. Мальнев В.В., Селезнев В.Н., Стругацкий М.Б., Ягупов С.В., Андропова Н.В., Чечин А.И. Синтез монокристаллов FeBO_3 высокой степени совершенства, обогащенных по изотопу ^{57}Fe , для мессбауэровских исследований // *Вопросы атомной науки и техники. Серия ядерно-физические исследования (Теория и эксперимент).* - 1990. - Вып.5. - С.24 - 25.
16. Стругацкий М.Б., Ягупов С.В. Раствор-расплавный синтез монокристаллов бора железа // *Ученые записки ТНУ. Физика.* - 2006.- Т.19(58). - №1. - С.76 - 78.
17. Скибинский К.М., Стругацкий М.Б. О природе особенностей магнитоакустического эффекта в борате железа // *Ученые записки СГУ.* - 1999. - Т.12 (51). - №2.
18. Стругацкий М.Б., Скибинский К.М. Кристаллические блоки и тонкая структура магнитоакустического эффекта в борате железа // *Ученые записки ТНУ. Физика.* - 2000. - Т.13(52). - №2.-С.152 -156.
19. M.B. Strugatsky, K.M. Skibinsky, V.V. Tarakanov, V.I. Khizhnyi. Fine structure of Gakel'-Turov oscillations in iron borate // *J. Magn. Magn. Mater.* - 2002. - V.241. - I.2-3. - P.330 - 334.
20. Strugatsky M.B., Skibinsky K.M., Korolyuk A.P., Tarakanov V.V. and Khizhnyi V.I. Gakel'-Turov oscillations in Iron Borate//*The Physics of Metals and Metallography.* - 2001.-V.92.-S.1.- P.127 - 129.
21. Стругацкий М.Б., Скибинский К.М., Хижный В.И., Тараканов В.В. Амплитудно-частотная характеристика бора железа в процессе магнитного двупреломления поперечного звука // *Ученые записки ТНУ. Физика.*- 2001.-Т.14(53).-№1.С.62- 67.
22. Strugatsky M.B., Skibinsky K.M., Tarakanov V.V. and V.I. Khizhny. Frequency dependence of Cotton-Mouton acoustic effect in Iron Borate // *Functional materials.* - 2002. - V.9. - No 1. - P.68 - 71.
23. М.Б. Стругацкий, К.М. Скибинский, В.В.Тараканов, В.И. Хижный. Частотная зависимость амплитуды звука в реальном кристалле FeBO_3 // В кн.: *Сборник трудов XX международной школы-семинара «Новые магнитные материалы микроэлектроники».* - М.: МГУ, 2006.- С.754 - 756.

24. Strugatsky M.B., Skibinsky K.M., Tarakanov V.V. and Khizhnyi V.I. Frequency dependence of sound amplitude in antiferromagnetic crystal FeBO_3 // J. Magn. Magn. Mater. - 2007. - V.313. - No 1. - P.84 - 88.
25. М.Б. Стругацкий, К.М. Скибинский, В.В.Тараканов, В.И. Хижный. Магнитное двупреломление звука в реальном кристалле бората железа // В кн.: Сборник трудов XVIII международной школы-семинара «Новые магнитные материалы микроэлектроники». М.: МГУ, 2002. - С.806 - 808.
26. М.Б. Стругацкий, К.М. Скибинский, В.В.Тараканов, В.И. Хижный. Акустический резонанс в неоднородно деформированном антиферромагнетике FeBO_3 // В. кн.: Сборник трудов XIX международной школы-семинара «Новые магнитные материалы микроэлектроники». М.: МГУ, 2004. - С.292 - 294.
27. M.B. Strugatsky, K.M. Skibinsky. Fabri-Perrot effect for transverse sound in weak ferromagnet FeBO_3 // International conference “Functional Materials” (ICFM-2005). Abstracts. - Ukraine, Crimea, Partenits, 2005. - P.200.
28. M.B. Strugatsky, K.M. Skibinsky. Acoustic resonances in antiferromagnet FeBO_3 // J. Magn. Magn. Mater. - 2007. - V.309. - P.64 - 70.
29. M. B. Strugatsky and K. M. Skibinsky. Size acoustic resonance in a nonuniformly magnetized slab of the weak ferromagnet FeBO_3 // Low Temp. Phys. - 2007. - V.33. – Issue 5. - P.422 - 427.
30. Khizhnyi V.I., Tarakanov V.V., Korolyuk A.P., Strugatsky M.B.. Electromagnetic Generation of Sound in Iron Borate // Physica B. - 2000. V.284 - 288. - P.1451 - 1452.
31. Tarakanov V.V., Khizhnyi V.I., Korolyuk A.P., Strugatsky M.B.. Excitation of Magnetic Polaritons in Plates of FeBO_3 // Physica B. - 2000. - V.284-288. - P.1452-1453.
32. Стругацкий М.Б., Скибинский К.М. Расчет индуцированной механическими напряжениями одноосной магнитной анизотропии в кристалле бората железа // Ученые записки Таврического Национального Университета. Физика. - 2006. - Т.19(58). - №1. - С.130 - 136.
33. Strugatsky M.B., Yagupov S.V.. Effect of pressure on magnetic state of iron Borate // Functional materials. - 2002. - V.9. - No 1. - P.72 - 74.
34. М.Б. Стругацкий, С.В. Ягупов, К.М. Скибинский. Магнитное состояние бората железа под действием внешнего одноосного давления // В кн.: Сборник трудов XVIII международной школы-семинара «Новые магнитные материалы микроэлектроники». - М.: МГУ, 2002. - С.894-896.
35. Strugatsky M.B., Yagupov S.V., Naukhatsky I.A., Nepevnaya N.S.. Angular dependence of magnetization in axially stressed FeBO_3 monocrystal // Functional materials. - 2006. - V.13. - No 3. - P.490 - 493.

36. Стругацкий М.Б., Ягупов С.В., Наухацкий И.А., Непевная Н.С. Намагничивание аксиально-напряженного монокристалла бората железа. Ученые записки ТНУ. Физика.-2007.-Т.20(59).-№1.-С.74-77.
37. Стругацкий М.Б. Магнитные состояния бората железа в условиях высокого гидростатического давления с аксиальной компонентой // Ученые записки ТНУ. - 2006. - Т.19(58). - №1. - С.96 - 99.
38. K.M. Skibinsky, M.B. Strugatsky. Influence of pressure on magnetic and magnetoacoustic effects in rhombohedral antiferromagnets // International conference "Functional Materials" (ICFM-2007). Abstracts.-Ukraine, Crimea, Partenits, 2007. - P.261.
39. S.V. Yagupov, M.B. Strugatsky, N.S. Postivey, S.S. Kostulin. Differential thermal analysis method using for investigation of crystallization zones // International conference "Functional Materials" (ICFM-2007). Abstracts. - Ukraine, Crimea. Partenits, 2007. - P.389.

Цитируемая литература

1. Neel L. L'anisotropie magnetiye superficielle et substructures d'orientation // J. Phys. Rad. - 1954. - V.15. - No 4. - P. 225 - 239.
2. Кринчик Г.С., Хребтов А.П. Аскоченский А.А., Зубов В.Е. Поверхностный магнетизм гематита // Письма в ЖЭТФ. - 1973. - Т.17. - №9. - С.466 - 470.
3. Кринчик Г.С., Зубов В.Е. Поверхностный магнетизм гематита // ЖЭТФ. -1975. - Т.69. - № 2(8). - С.707 - 721.
4. Балыкина Е.А. Ганьшина Е.А., Кринчик Г.С. Магнитооптические свойства редкоземельных ортоферритов в области спин-переориентационных переходов // ЖЭТФ. - 1987. - Т.93. - №5(11). - С.1879 - 1887.
5. Балыкина Е.А., Ганьшина Е.А., Кринчик Г.С. Поверхностный магнетизм в тербиевом ортоферрите // ФТТ. - 1988. - Т.30. №2. - С.570 - 573.
6. Лабушкин В.Г., Руденко В.В., Саркисов Э.Р., Саркисян В.А., Селезнев В.Н. Наблюдение наведенной магнитной анизотропии в поверхностном слое слабоферромагнитных кристаллов $^{57}\text{FeVO}_3$ методом мессбауэровской дифракции // Письма в ЖЭТФ. - 1981. - Т.34. - №11. - С.568 - 572.
7. Туров Е.А. Антиферромагнитные эффекты в акустике // ЖЭТФ. - 1987. -Т.92. - №5. - С.1886 - 1893.
8. Туров Е.А. Акустический эффект Коттона-Мутона в антиферромагнетиках // ЖЭТФ. - 1989. - Т.96. - №6.- С.2140 - 2148.
9. Гакель В.Р. Акустическое двулучепреломление в антиферромагнитном MnCO_3 // Письма в ЖЭТФ. - 1969. - Т.9 - С.590 - 594.
10. Ожогин В.И., Преображенский В.Л. Эффективный ангармонизм упругой подсистемы антиферромагнетиков // ЖЭТФ. - 1977. - V.73. - №3. - С.988 - 1000.

- 11.Королюк А.П., Тараканов В.В., Хижный В.И., Селезнев В.Н., Стругацкий М.Б. Магнитоакустические осцилляции в антиферромагнетике FeVO_3 // Физика низких температур. - 1996. - Т.22. - Вып.8. - С.924 - 928.
- 12.Тараканов В.В., Хижный В.И. Смягчение “немагнитной” упругой моды в пластине антиферромагнетика FeVO_3 // ФНТ. - 1996. - Т.22. - №7. - С.752 - 757.
- 13.Камзин А.С., Ольховик Л.П., Снеткова Е.В.. Синтез и исследование слабоферромагнитных кристаллов $\text{Fe}_{1-x}\text{Ga}_x\text{VO}_3$ // ФТТ. - 2003. - Т.45. - Вып.11. - С.2025 - 2027.
- 14.Кринчик Г.С., Зубов В.Е., Лысков В.А. Проявление области формирования отраженной световой волны в магнитооптическом эксперименте // Оптика и спектроскопия. - 1983. - Т.55. - С.204 - 206.
- 15.Инби Дун, Зубов В.Е. Определение глубины формирования магнитооптических эффектов в CoNi пленках // ЖТФ.- 1998.- 68.- №2.- С.69-72.
- 16.Туров Е.А., Мирсаев И.Ф., Николаев В.В. Специфические эффекты акустического дупреломления в антиферромагнетиках // УФН.- 2002. - Т.172. - №2. - С.193 – 212.
- 17.Туров Е.А., Колчанов А.В., Меньшенин В.В. и др. Симметрия и физические свойства антиферромагнетиков. - М.: Физматлит, 2001. - 560с.
- 18.Seavey M.H. Acoustic resonance in the easy-plane weak ferromagnets $\alpha\text{-Fe}_2\text{O}_3$ and FeVO_3 // Sol. State Comm. - 1972. - V.10. - No 2. - P.219 - 225.
- 19.Глазков В.П., Кичанов С.Е., Козленко Д.П., Савенко Б.Н., Соменков В.А. Изменение магнитной структуры FeVO_3 при высоких давлениях // Письма в ЖЭТФ. - 2002. - Т.76 - №4. - С.251 - 253.
- 20.Саркисян В.А., Троян И.А., Любутин И.С., Гаврилюк А.Г., Кашуба А.Ф. Магнитный коллапс и изменение электронной структуры в антиферромагнетике FeVO_3 при воздействии высокого давления // Письма в ЖЭТФ. - 2002. - Т.76. - №11. - С.788 - 793.
- 21.Ахмадуллин И.Ш., Мигачев С.А., Садыков М.Ф., Шакирзянов М.М. Магнитное дупреломления звука и магнитоакустические осцилляции в гематите // ФТТ. - 2004. - Т.46. - Вып.2. - С.305-307.
- 22.Diehl R., Rauber A., Friedrich F. Vapor Growth of Bulk FeVO_3 Single Crystals // J. Cryst. Growth. - 1975. - V.29. - No 2. - P.225 - 233.