

Таврический национальный университет им. В.И. Вернадского

на правах рукописи

СТРУГАЦКИЙ МАРК БОРИСОВИЧ

УДК 537.622.5;537.956;534.321.9

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

Специальность 01.04.11 – физика магнитных явлений

Диссертация на соискание ученой степени

доктора физико-математических наук

Научный консультант:

доктор физико-математических
наук, профессор В.Е. Зубов

Симферополь

2008

ОГЛАВЛЕНИЕ

ВВЕДЕНИЕ		6
ГЛАВА 1	ОСНОВНЫЕ СВОЙСТВА БОРАТА ЖЕЛЕЗА	19
1.1	Кристаллическая и магнитная структура FeVO_3	19
1.2	Магнитные свойства бората железа.....	23
1.3	Доменная структура.....	32
	Результаты и выводы главы 1.....	39
ГЛАВА 2	ПОВЕРХНОСТНЫЙ МАГНЕТИЗМ БОРАТА ЖЕЛЕЗА. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ ИССЛЕДОВАНИЯ	40
2.1	Поверхностные эффекты в магнетиках.....	40
2.1.1	Природа магнитной анизотропии в приповерхностной области магнетика.....	40
2.1.2	Методы экспериментальных исследований поверхностных магнитных эффектов.....	52
2.2	Образцы и экспериментальные методы.....	57
2.3	Лабиринтная доменная структура и ее исследование методом Биттера. Поверхностная одноосная магнитная анизотропия.....	62
2.4	Исследование поверхностного магнетизма методом магнитооптических отражательных эффектов Керра.....	64
2.5	Влияние температуры на кривые намагничивания поверхности.....	77
	Результаты и выводы главы 2.....	81
ГЛАВА 3	ПОВЕРХНОСТНЫЙ МАГНЕТИЗМ БОРАТА ЖЕЛЕЗА ТЕОРИЯ. АНАЛИЗ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫХ РЕЗУЛЬТАТОВ	83
3.1	Энергия поверхностной анизотропии.....	83
3.2	Переходный магнитный слой в нулевом магнитном поле.....	94

3.3	Переходный слой в магнитном поле.....	100
3.4	Кривые намагничивания поверхности.....	105
3.5	Анализ экспериментальных результатов.....	107
3.6	Реконструкция поверхности.....	109
3.7	Дефектная структура поверхности.....	114
3.8	Магнитная структура переходного слоя.....	117
	Результаты и выводы главы 3.....	122
ГЛАВА 4	МАГНИТНОЕ ДВУПРЕЛОМЛЕНИЕ ЗВУКА В	
	МОНОКРИСТАЛЛАХ БОРАТА ЖЕЛЕЗА. ПОЛЕВАЯ	
	ЗАВИСИМОСТЬ АМПЛИТУДЫ ЗВУКА.....	124
4.1	Магнитоакустические эффекты в антиферромагнетиках....	124
4.1.1	Магнитоупругое взаимодействие.....	124
4.1.2	Симметричный анализ магнитоакустических эффектов в антиферромагнетиках.....	130
4.1.3	Термодинамический потенциал и уравнения магнитоупругой динамики.....	131
4.2	Описание экспериментов по магнитному двупреломлению звука в борате железа.....	135
4.3	Линейное двупреломление звука в базисноизотропном случае.....	140
4.4	Круговое двупреломление и пьезомагнетизм.....	158
4.5	Линейное двупреломление звука в базисноанизотропном случае. Учет механических граничных условий.....	160
4.6	Вращательно-инвариантная теория.....	175
	Результаты и выводы главы 4.....	177
ГЛАВА 5	ТОНКАЯ СТРУКТУРА КРИВЫХ ПОЛЕВОЙ	
	ЗАВИСИМОСТИ АМПЛИТУДЫ АКУСТИЧЕСКОЙ	
	ВОЛНЫ В КРИСТАЛЛЕ FeVO₃.....	179
5.1	Блочная структура кристалла и малопериодные осцилляции кривых A(H).....	179

5.2	Модель с несколькими блоками.....	186
5.3	Отражение звука от поверхности кристалла.....	190
5.4	Невоспроизводимость тонкой структуры при повторных экспериментах.....	191
	Результаты и выводы главы 5.....	203
ГЛАВА 6	МАГНИТНОЕ ДВУПРЕЛОМЛЕНИЕ ЗВУКА В МОНОКРИСТАЛЛАХ БОРАТА ЖЕЛЕЗА. ЧАСТОТНАЯ ЗАВИСИМОСТЬ АМПЛИТУДЫ ЗВУКА.....	204
6.1	Описание эксперимента.....	204
6.2	Расчет кривой АЧХ для идеального кристалла.....	205
6.3	Расчет АЧХ для неидеального кристалла.....	211
6.4	Влияние полосы пропускания на кривую АЧХ.....	213
	Результаты и выводы главы 6.....	215
ГЛАВА 7	АКУСТИЧЕСКИЙ РЕЗОНАНС В МОНОКРИСТАЛЛАХ БОРАТА ЖЕЛЕЗА.....	216
7.1	Описание экспериментов по возбуждению акустических резонансов в FeVO_3	216
7.2	Выбор модели.....	219
7.3	Расчет резонансных кривых.....	223
7.4	Резонансы в магнитном поле.....	229
7.5	Природа «взаимодействия» резонансов.....	231
	Результаты и выводы главы 7.....	234
ГЛАВА 8	СВЯЗЬ МЕХАНИЧЕСКИХ НАПРЯЖЕНИЙ В КРИСТАЛЛЕ С ИНДУЦИРОВАННОЙ МАГНИТНОЙ АНИЗОТРОПИЕЙ.....	235
8.1	Расчет магнитной анизотропии, индуцированной одноосным давлением.....	235
8.2	Исследование процессов намагничивания аксиально-напряженных монокристаллов бората железа.....	239

8.3	Магнитные фазы бората железа в условиях высокого гидростатического давления с аксиальной компонентой....	246
8.4	Вклад гидростатического давления в гексагональную анизотропию.....	252
8.5	Влияние гексагональной анизотропии и гидростатического давления на двупреломление звука.....	256
	Результаты и выводы главы 8.....	261
ГЛАВА 9	СИНТЕЗ И МОРФОЛОГИЯ МОНОКРИСТАЛЛОВ БОРАТА ЖЕЛЕЗА.....	262
9.1	Синтеза из газовой фазы: теоретические основы.....	262
9.2	Синтез изометричных кристаллов FeBO_3 из газовой фазы: эксперимент.....	269
9.3	Морфология изометричных образцов.....	274
9.4	Синтез высокосовершенных базисных пластин бората железа из раствора в расплаве.....	286
	Результаты и выводы главы 9.....	289
ВЫВОДЫ	290
ЛИТЕРАТУРА	296

Перечень сокращений

- АФ – антиферромагнитный
 СФ – слабоферромагнитный
 МО – магнитооптический
 ЭЭК – экваториальный эффект Керра
 ПЭК – полярный эффект Керра
 МУ – магнитоупругий
 МА – магнитоакустический
 ЛО – ось легкого намагничивания
 ТО – ось трудного намагничивания
 ЛАО – легкая ось для антиферромагнитного вектора
 ДП – двупреломление
 ОГТ – осцилляции Гакеля-Турова

ВВЕДЕНИЕ

Борат железа, FeVO_3 , является богатным модельным объектом многочисленных исследований в области физики твердого тела. Это связано с редким комплексом его свойств – магнитных, резонансных, оптических, магнитооптических, магнитоупругих. Сочетание же некоторых из этих свойств в борате железа уникально. Так прозрачность в видимой области спектра сосуществует в нем с магнитным упорядочением.

Кристалл FeVO_3 имеет тригональную (ромбоэдрическую) кристаллическую структуру. Пространственная группа симметрии D_{3d}^6 (рис.1.1). Это диэлектрик, а в магнитном отношении – антиферромагнетик со слабым ферромагнетизмом и магнитной анизотропией типа легкая плоскость. Все магнитные векторы приблизительно лежат в плоскости базиса ($\perp 3_z$).

Традиционно монокристаллы бората железа выращивают из раствора в расплаве. В этом случае образцы обычно получают в виде тонких базисных

пластинок толщиной 50 – 100 мкм. Совершенство такую методику, мы добились определенных положительных результатов: синтезированы кристаллы больших размеров (до 1,5 см в базисной плоскости и до 150 мкм толщиной) высокого структурного совершенства (полуширина рентгеновской кривой качания не превосходит 10'') (рис.9.8). На наших кристаллах выполнены многочисленные фундаментальные работы. 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, Крейнес, 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 принципиально необходимо иметь изометричные образцы. Речь идет, в частности, о поверхностном магнетизме и магнитоакустических явлениях. В первом случае требуются кристаллы с хорошо развитыми небазисными гранями, во втором – с большим расстоянием между противоположными базисными гранями (рис. 9.5). Получение таких кристаллов явилось исходной нашей задачей, успешное решение которой и сделало возможным обнаружение и исследование новых эффектов. Для синтеза изометричных монокристаллов бората железа мы использовали газотранспортный метод. Существенно новым моментом явилось то, что синтез проводился на затравку. Использование затравочных кристаллов позволило проводить рост при пониженных по сравнению со спонтанным синтезом давлениях, избегая при этом чрезмерного запаразивания ростовой зоны. Такие условия способствовали повышению структурного совершенства кристаллов и увеличению их размеров. Методами оптической гониометрии и рентгеноструктурного анализа установлено, что все

многообразие граней синтезированных образцов сводится к пяти типам. При этом грани обычно оказываются оптического качества и обладают зеркальным блеском. Анализ показал, что полученные кристаллы могут быть условно разделены на три группы: ромбоэдрические, пирамидально-призматические и таблеточные (рис. 9.6 и 9.7). Обнаружена, также, корреляция между формами затравочного и синтезированного кристаллов. Таким образом, весьма важным результатом разработанной технологии синтеза является то, что формами роста можно управлять.

Тонкие базисные пластинки FeVO_3 нами тоже использовались, но задачи, решаемые с их помощью, инициированы исследованиями на изометричных кристаллах.

Теперь перейдем к краткому описанию поверхностного магнетизма и магнитного ДП звука, исследованию которых посвящена диссертационная работа. Возможность реализации в изометричных кристаллах бората железа этих эффектов определяется особенностями его кристалломагнитной структуры и МУ свойств.

В последние годы поверхностные свойства магнетиков интенсивно исследуются. К настоящему времени разработан ряд экспериментальных методов, позволяющих изучать приповерхностные области кристаллов. Среди них спектроскопия электронного захвата, спектроскопия спин-поляризованных фотоэлектронов и вторичных электронов, магнитооптические методы, мессбауэровская спектроскопия, бриллюэновское рассеяние света и др. Имеются определенные успехи и в теоретической интерпретации экспериментальных результатов. Однако поверхностные магнитные эффекты столь многообразны, что почти каждый конкретный случай требует отдельного рассмотрения.

Изучение поверхностных магнитных явлений – важная и актуальная задача. Это не в последнюю очередь связано с современной тенденцией в развитии магнитной микроэлектроники, состоящей 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. Причина такого изменения состоит в том, что приповерхностные атомы окружены не так как атомы в объеме. Это ведет к изменению взаимодействий в приповерхностной области, в том числе определяющих магнитные свойства. 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. Исключение составляют размагничивающие поля, происхождение которых тоже в принципе связано с поверхностью, но их воздействие на кристалл, как известно, не ограничивается только приповерхностной областью. Неель первым указал на существование особой поверхностной магнитной анизотропии в ферромагнетиках, вызванной нарушением симметрии окружения приповерхностных атомов [51]. 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 легкоплоскостные СФ кристаллы 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 [57, 58] при магнитооптических исследованиях изоструктурного борату железа гематита. Поверхностная анизотропия, закрепляющая магнитные моменты, и внешнее магнитное поле приводят к образованию приповерхностного неоднородного магнитного слоя типа доменной границы, в котором магнитные моменты плавно разворачиваются по мере удаления от поверхности вглубь кристалла. Эффективная толщина такого переходного слоя значительно превосходит параметр кристаллической решетки, являющийся характерным масштабом толщины приповерхностной области, в которой магнитные моменты закреплены поверхностной анизотропией. В случае слабых ферромагнетиков поверхностный магнетизм проявляется по существу в виде переходного слоя. Условия для образования переходного слоя возникают и в приповерхностной области ортоферритов эрбия и тербия вблизи температуры ориентационного перехода [101, 102].

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 насыщения при намагничивании переходного слоя и, таким образом, получения более полной

картины явления (в гематите эти поля из-за своей большой величины оказались недостижимы [58]). 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.

Следующий эффект находится в ряду явлений, сравнительно недавно описанных и предсказанных в работах Турова [197,198]. Речь идет об акустическом аналоге оптического эффекта Коттона-Мутона – ДП звука в АФ кристаллах. Впервые экспериментально такой эффект был обнаружен в карбонате марганца, MnCO_3 , Гакелем [276] и теоретически обоснован Туровым [195]. 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. Эффект должен проявляться в осцилляционной зависимости амплитуды звука от магнитного поля. С увеличением толщины кристалла период этих осцилляций будет уменьшаться. ДП звука вызывается магнитным вкладом ΔC в эффективный упругий модуль $C^{\text{eff}} = C + \Delta C$ антиферромагнетика. Этот вклад, возникающий при учете МУ слагаемых в термодинамическом потенциале кристалла, был впервые определен Ожоговым и Преображенским [268].

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 бората железа магнитного линейного ДП звука выполнены в ИРЭ НАН Украины [271,292]. Экспериментальные кривые полевой зависимости амплитуды звука $A(H)$ имели осцилляционный характер. Мы назвали эти осцилляции в честь их первооткрывателей – осцилляциями Гакеля-Турова (ОГТ).

В то время как теория Турова [195] хорошо описывает экспериментальные результаты по исследованию магнитного ДП звука в $MnCO_3$ [276], для изоструктурного карбонату марганца бората железа, $FeBO_3$, удовлетворительного согласия между теорией и экспериментом не наблюдается. Экспериментальная кривая $A(H)$ в этом случае, как и предсказывает теория, имеет осциллирующий характер. Однако период осцилляций значительно превосходит период, даваемый теорией. Кроме того, амплитуда осцилляций зависит от поля, что не соответствует теории. И, наконец, экспериментальная кривая имеет тонкую структуру, необъяснимую в рамках существующей теории [195]. 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.

Обратим внимание на то, что поверхностный магнетизм и особенности акустического ДП в борате железа связаны с существованием в кристалле тех или иных границ.

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, мы опирались 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 магнитооптических 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 механических граничных условий, основанной на предлагаемой физической модели;
- компьютерного моделирования кривых $A(H)$ и $A(\omega)$ при наличии индуцированной граничными условиями неоднородной магнитной анизотропии;
- 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 магнитооптических и магнитоакустических 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, USA, 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 [175,176,181,183,184,188,192,271-275,282-285,288,289,291,296-301,303,304,307], 4 статьях в сборниках научных трудов [290,293,294,302], 7 тезисах докладов научных конференций [28,174,182,191,295,310,317].

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.

ГЛАВА 1

ОСНОВНЫЕ СВОЙСТВА БОРАТА ЖЕЛЕЗА

1.1 Кристаллическая и магнитная структура FeVO_3

Борат железа, FeVO_3 , изоструктурен минералу кальциту CaCO_3 . Первое сообщение о синтезе монокристаллов FeVO_3 и их кристаллической структуре опубликовано Берналом с соавторами [1] в 1963 году. Структурные параметры более точно определены Дилом [2] в 1975 году.

Точечная группа симметрии – D_{3d} , пространственная группа – D_{3d}^6 . В элементарной ячейке (рис. 1.1) с параметрами $a_r = 5,520\text{\AA}$, $\alpha_r = 49,54^\circ$, $V_r = 89,52\text{\AA}^3$ (ромбоэдрическая установка) содержится две формульные единицы: 2 атома железа, 2 атома бора и 6 атомов кислорода. В гексагональной установке параметры элементарной ячейки: $a_h = 4,626\text{\AA}$, $c_h = 14,493\text{\AA}$, $V_h = 268,57\text{\AA}^3$. Рентгеновская плотность $\rho_x = 4,27\text{ г/см}^3$. Ионы железа находятся в октаэдрических комплексах анионов. При этом в роли анионов выступают плоские треугольные группы VO_3^{3-} .

В табл. 1.1 [3] приведены координаты атомов и их распределение по различным типам позиций в элементарной ячейке FeVO_3 , полученные с помощью рентгеноструктурного анализа [2] при учете симметричных преобразований группы D_{3d}^6 . Расстояния и углы между атомами указаны в табл.1.2 [3]. Данные табл. 1.2 свидетельствуют о том, что окружение железа его шестью ближайшими ионами кислорода обладает почти кубической симметрией.

Нейтроннографические исследования показали, что в борате железа реализуется АФ структура со слабым ферромагнетизмом [4]. Кристаллы FeVO_3 имеют две магнитные подрешетки. Магнитные моменты μ_1 и μ_2 ($|\mu_1| = |\mu_2|$) ионов Fe_1^{3+} и Fe_2^{3+} (рис.1.1) почти антипараллельны и, в пределах разрешающей способности метода, лежат в базисной плоскости кристалла

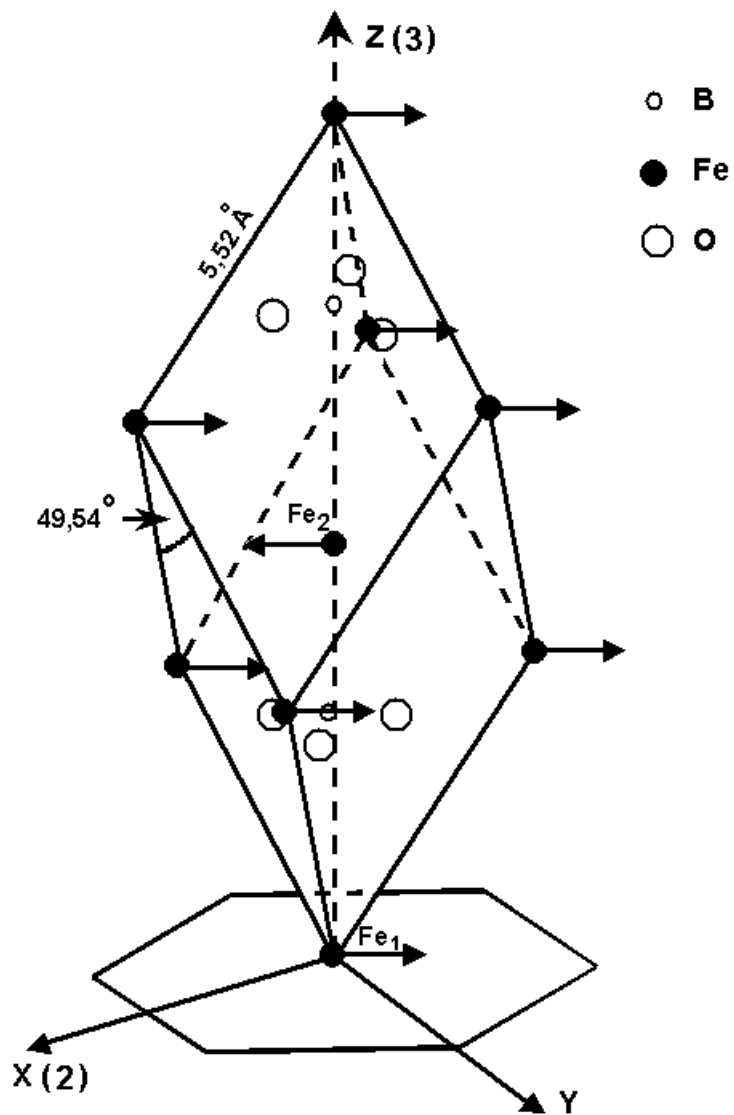


Рис. 1.1

Элементарная ячейка FeBO_3 в ромбоэдрической установке.

хуz – прямоугольная система координат: $x \parallel 2_x$; $y \parallel m$; $z \parallel 3_z$

Таблица 1.1

Координаты атомов элементарной ячейки FeVO_3 . $x_h = 0,2981 \text{ \AA}$ – кислородный параметр; $x_r = x_h + 1/4$ [3]

Гексагональная система координат			
Тип позиц.	Симмет. Позиции	Атомы	Координаты атомов в относительных единицах
6a	D_3	V	0, 0, 1/4; 0, 0, 3/4
6b	S_6	Fe	0, 0, 0; 0, 0, 1/2
18e	C_2	O	$\pm (x_h, 0, 1/4; 0, x_h, 1/4; \bar{x}_h, \bar{x}_h, 1/4)$
Ромбоэдрическая система координат			
2a	D_3	V	1/4, 1/4, 1/4; 3/4, 3/4, 3/4
2b	S_6	Fe	0, 0, 0; 1/2, 1/2, 1/2
6e	C_2	O	$\pm (x_r, 1/2 - x_r, 1/4; 1/2 - x_r, 1/4, x_r; 1/4, x_r, 1/2 - x_r)$

Таблица 1.2

Межатомные расстояния и угловые соотношения

в кристаллической решетке FeVO_3 [3]

Fe – O	2,028 \AA
V – O	1,379 \AA
Fe – Fe	3,601 \AA
O – Fe – O	91,82° и 88,18°

перпендикулярно тройной оси. Небольшое отклонение векторов μ_1 и μ_2 от антипараллельности приводит к тому, что наряду с существованием АФ момента $\mathbf{A} = \mu_1 - \mu_2$ отличным от нуля оказывается и СФ момент $\mathbf{F} = \mu_1 + \mu_2$, который также лежит в базисной плоскости. Угол скоса магнитных моментов ионов подрешеток, связанный с существованием ферромагнетизма, равен

примерно 55° [5]. Очевидно $\mathbf{F} \perp \mathbf{A}$ и $|\mathbf{F}| \ll |\mathbf{A}|$. Поскольку измерения [4] проводились на поликристаллических образцах, определить ориентацию вектора \mathbf{A} в плоскости xu (см.рис.1.1) не удалось.

Введем необходимые в дальнейшем плотности магнитных моментов.

Подрешеточные намагниченности определяются так: $\mathbf{M}_1 = \frac{1}{2}n\boldsymbol{\mu}_1$ и $\mathbf{M}_2 = \frac{1}{2}n\boldsymbol{\mu}_2$

(n – концентрация ионов железа), $|\mathbf{M}_1| = |\mathbf{M}_2| = M_0$. Величина подрешеточной намагниченности бората железа приведена в [3]: $M_0 = 520$ Гс ($T = 0$ К). В дальнейшем удобно пользоваться ферромагнитным (спонтанная намагниченность) $\mathbf{M} = \mathbf{M}_1 + \mathbf{M}_2$ и АФ $\mathbf{L} = \mathbf{M}_1 - \mathbf{M}_2$ векторами. Для них, очевидно, выполняются соотношения $\mathbf{M} \perp \mathbf{L}$ и $|\mathbf{M}| \ll |\mathbf{L}|$.

Спонтанная намагниченность бората железа определена Кадомцевой и др. [6] с помощью маятникового магнитометра и торсионных весов. При комнатной температуре авторы получили $4\pi M = 115$ Гс.

Введем еще два вектора: $\mathbf{m} = (\mathbf{M}_1 + \mathbf{M}_2)/2M_0$ – приведенный ферромагнитный вектор; $\mathbf{l} = (\mathbf{M}_1 - \mathbf{M}_2)/2M_0$ – приведенный АФ вектор. Очевидно $\mathbf{m} \perp \mathbf{l}$, $|\mathbf{m}| \ll |\mathbf{l}|$,

$$\mathbf{m}^2 + \mathbf{l}^2 = 1. \quad (1.1)$$

Отметим, что все рассмотренные векторы, \mathbf{M}_1 , \mathbf{M}_2 , \mathbf{M} , \mathbf{L} , \mathbf{m} и \mathbf{l} , приблизительно лежат в базисной плоскости кристалла.

1.2 Магнитные свойства бората железа

Термодинамическую теорию слабого ферромагнетизма построил Дзялошинский [7]. Он показал, что существование спонтанного магнитного момента у некоторых АФ кристаллов можно естественным образом объяснить в рамках феноменологического подхода с учетом симметрии кристалла. Магнитная структура и термодинамический потенциал, ее описывающий, должны быть инвариантны относительно преобразований группы симметрии кристалла. Для кристаллов ромбоэдрической системы, к которой принадлежит FeBO_3 , симметричный анализ дает следующие магнитные состояния [7 – 11]: A_z , F_z , $F_x A_y$, $F_y A_x$. В третьем и четвертом случаях магнитные моменты ионов железа лежат в базисной плоскости кристалла. При этом антиферромагнетизм сосуществует с ферромагнетизмом, что согласуется с результатами эксперимента [4]. Однако симметричный подход не позволяет определить, какое из допустимых состояний реализуется в магнетике. Это можно сделать только на основе теории, которая учитывает взаимодействия, ответственные за формирование той или иной магнитной структуры. Причиной, приводящими к слабому ферромагнетизму антиферромагнетиков, являются, по Дзялошинскому, релятивистские взаимодействия спин-решетка и магнитные дипольные взаимодействия. Эти взаимодействия (их величина составляет $\sim v^2/c^2 \sim 10^{-5} \div 10^{-2}$ от обменного, где v – скорость электрона в атоме, c – скорость света) при определенной симметрии кристалла могут привести к слабому отклонению магнитных моментов подрешеток от антипараллельной ориентации, за счет чего и появляется слабый ферромагнитный момент.

Микроскопическую теорию слабого ферромагнетизма развил Мория [12, 13]. Он показал, что при учете спин-орбитального взаимодействия в схеме косвенного обмена как возмущения в магнитном гамильтониане возникают члены, антисимметричные по отношению к перестановке номеров магнитных подрешеток:

$$F_d = \mathbf{d} \cdot [\mathbf{M}_1 \times \mathbf{M}_2], \quad (1.2)$$

где $\mathbf{M}_1, \mathbf{M}_2$ – намагниченности подрешеток; \mathbf{d} ($\parallel Z_z$) – постоянный вектор. Слабый ферромагнетизм бората железа вызывается именно антисимметричным обменом.

Другой причиной неколлинеарности подрешеток, на которую указал Мория, может быть неколлинеарность осей кристаллического поля. В этом случае слабый ферромагнетизм вызывается одноионной магнитной анизотропией. Такой механизм описывается членами типа

$$M_{1x}M_{1y} - M_{2x}M_{2y},$$

где $M_{1x}, M_{1y}, M_{2x}, M_{2y}$ – проекции намагниченностей подрешеток на оси системы координат.

Механизмы, приводящие к появлению слабого ферромагнетизма антиферромагнетиков, принято называть взаимодействием Дзялошинского. В общем случае взаимодействие Дзялошинского описывается членами вида $L_\alpha M_\beta$ или членами более высокого порядка по компонентам АФ вектора \mathbf{L} , но линейными по компонентам вектора намагниченности \mathbf{M} . Здесь $\alpha, \beta = x, y, z$. Полный симметричный анализ инвариантов, связанных со слабым ферромагнетизмом, в различных кристаллических структурах проведен Туровым [8].

Вернемся к феноменологической теории Дзялошинского. Рассмотрим борат железа. Термодинамический потенциал FeVO_3 должен быть инвариантным относительно всех преобразований симметрии группы D_{3d}^6 . Однако, для описания макроскопических свойств магнетиков достаточно потребовать, чтобы потенциал F оставался инвариантным относительно преобразований соответствующей точечной группы D_{3d} . Разложение термодинамического потенциала бесконечного однодоменного кристалла с учетом инвариантов до второго порядка по компонентам векторов \mathbf{m} и \mathbf{l} имеет следующий вид [7, 14]:

$$F_m = -\frac{1}{2}E_1\mathbf{l}^2 + \frac{1}{2}E_2\mathbf{m}^2 + \frac{1}{2}a\mathbf{l}_z^2 + \frac{1}{2}b\mathbf{m}_z^2 + D(l_x m_y - l_y m_x). \quad (1.3)$$

Декартова система координат выбрана как в п.1.1: $x \parallel 2_x$, $y \parallel m$, $z \parallel 3_z$. Первые два члена в выражении (1.6) описывают энергию обменного взаимодействия ($E_1 \sim E_2$). Преобразуем их, используя (1.1). В результате термодинамический потенциал приобретает вид

$$F_m = \frac{1}{2}E\mathbf{m}^2 + \frac{1}{2}a\mathbf{l}_z^2 + \frac{1}{2}b\mathbf{m}_z^2 + D(l_x m_y - l_y m_x). \quad (1.4)$$

Здесь $E = E_1 + E_2$. Второй и третий инварианты определяют энергию одноосной магнитной кристаллографической анизотропии второго порядка: $a/E \sim b/E \sim v^4/c^4$. Инвариант с коэффициентом D ответственен за появление слабого ферромагнетизма в результате релятивистского взаимодействия, D – константа Дзялошинского: $D/E \sim v^2/c^2$. Этот инвариант по существу совпадает с (1.2). Исходя из (1.1) и условия $|\mathbf{l}| \gg |\mathbf{m}|$, в дальнейшем будем считать $|\mathbf{l}| = 1$. Минимизируя (1.4) по компонентам \mathbf{m} при заданной ориентации вектора \mathbf{l} нетрудно получить

$$m_x = (D/E) \cdot l_y, \quad m_y = -(D/E) \cdot l_x, \quad m_z = 0$$

или

$$m_{\perp} = \sqrt{m_x^2 + m_y^2} = (D/E) \cdot l_{\perp}, \quad m_{\parallel} = m_z = 0. \quad (1.5)$$

Из (1.5) видно, что слабый ферромагнитный момент $\mathbf{m} = m_{\perp}$ пропорционален проекции АФ вектора \mathbf{l} на базисную плоскость (плоскость $\perp 3_z$) и не зависит от ориентации этой проекции в базисной плоскости. Для определения магнитного состояния бората железа подставим (1.5) в (1.4). При этом для зависящей от

компонент вектора \mathbf{l} части термодинамического потенциала получим

$$F_m = \frac{a'}{2} \cdot l_z^2, \quad (1.6)$$

где $a' = a + D^2 / E$ – эффективная константа одноосной анизотропии.

Таким образом, взаимодействие Дзялошинского приводит к перенормировке константы одноосной анизотропии. Если $a' > 0$, то АФ вектор лежит в базисной плоскости, $m \neq 0$. В случае $a' < 0$: $\mathbf{l} \parallel 3_z$ и $m = 0$.

Из формулы (1.6) следует, что для нахождения константы a' нужно знать константу одноосной кристаллографической анизотропии a , обменную константу E и константу Дзялошинского D . Указанные величины обычно выражаются через соответствующие эффективные поля: $a = 2H_a \cdot M_0$, $E = 4H_E \cdot M_0$, $D = 2H_D \cdot M_0$. Эффективное поле одноосной анизотропии в широком температурном интервале определено методом АФ резонанса в работе Рудашевского и др. [15]. В районе температур, близких к 0 К оно оказалось равным $H_a \cong 3\text{кЭ}$. Эффективное обменное поле может быть определено, например, по измерениям эффекта Мессбауэра [16] или ядерного магнитного резонанса [17]. Различные методы дают близкие результаты: $H_E = 3 \cdot 10^3 \text{ кЭ}$ ($T = 0 \text{ К}$). Для определения эффективного поля Дзялошинского может быть использован ферро- или АФ резонанс. Рудашевский с соавторами [18] получили следующее значение этого поля при $T = 0 \text{ К}$: $H_D = 100 \text{ кЭ}$.

Теперь можно вычислить a' . Определяя константы a , E и D и подставляя их в формулу (1.6) при учете $M_0 = 520 \text{ Гс}$, получаем $a' = 4,85 \cdot 10^6 \text{ эрг/см}^3$ ($T = 0 \text{ К}$). Эта величина более чем в полтора раза превосходит константу $a = 3,12 \cdot 10^6 \text{ эрг/см}^3$. Таким образом, можно заключить, что при $T = 0 \text{ К}$ должно осуществляться легкоплоскостное состояние со слабым ферромагнетизмом ($a' > 0$). Экспериментальные исследования [4] свидетельствуют о том, что в борате железа вплоть до температуры Нееля $T_N = 348 \text{ К}$ (T_N определена, например, Дорошевым и др. [19]). реализуется именно такое состояние. При

этом величину угла скоса α магнитных подрешеток во всем температурном интервале можно считать постоянной [6].

В таблице 1.3 приведены фигурировавшие выше магнитные параметры бората железа, необходимые нам в дальнейшем. Все величины определены при температуре, близкой к $T = 0\text{K}$.

Таблица 1.3
Магнитные параметры FeBO_3 ($T = 0\text{K}$)

T_N , К [19]	M_0 , Гс [3]	a' , эрг/см ³	H_E , кЭ [17]	H_D , кЭ [18]
348	520	$4,85 \times 10^6$	3×10^3	100

Как экспериментально показал Дорошев с сотрудниками [20], в борате железа наряду с легкоплоскостной существует анизотропия и в базисной плоскости. По сдвигу резонансной линии низкочастотной ветви спектра АФМР при вращении магнитного поля в базисной плоскости кристалла установлено существование слабой гексагональной анизотропии (см. ниже).

Учет инвариантов второго порядка по компонентам магнитных векторов \mathbf{l} и \mathbf{m} в разложении термодинамического потенциала не приводит к анизотропии в базисной плоскости (см. (1.5) и (1.6)). Такая анизотропия появляется при рассмотрении инвариантов более высокого порядка. Разложение термодинамического потенциала, включающее анизотропные слагаемые до шестого порядка, можно представить так [7, 14]:

$$\begin{aligned}
 F_m = & \frac{1}{2} E \mathbf{m}^2 + \frac{1}{2} a l_z^2 + \frac{1}{2} b m_z^2 + D(l_x m_y - l_y m_x) + \\
 & + \frac{1}{2i} d [(l_x + i l_y)^3 - (l_x - i l_y)^3] l_z + \frac{1}{2} f [(l_x + i l_y)^3 + (l_x - i l_y)^3] m_z + \\
 & + \frac{1}{2} e [(l_x + i l_y)^6 + (l_x - i l_y)^6].
 \end{aligned} \quad (1.7)$$

Первые четыре члена в выражении (1.7) уже рассмотрены, пятый и шестой члены – анизотропные инварианты четвертого порядка, последний член –

энергия анизотропии шестого порядка: $d/a \sim f/a \sim v^2/c^2 \sim 10^{-5} \div 10^{-2}$, $e/a \sim v^4/c^4$. Приведенные оценки для констант d , f и e свидетельствуют о том, что возможный в этом случае выход магнитных векторов из базисной плоскости будет незначительным.

Для определения магнитного состояния кристалла удобно представить вектор \mathbf{l} в сферических координатах:

$$\begin{cases} l_x = \sin \theta \cos \varphi \\ l_y = \sin \theta \sin \varphi \\ l_z = \cos \theta. \end{cases} \quad (1.8)$$

Подставляя (1.8) в (1.7), выражение F_m приводим к виду [7]:

$$\begin{aligned} F_m = \frac{1}{2} E m^2 + \frac{1}{2} a \cos^2 \theta + \frac{1}{2} b m_z^2 + D \sin \theta (m_y \cos \varphi - m_x \sin \varphi) + \\ + d \cos \theta \sin^3 \theta \sin 3\varphi + f m_z \sin^3 \theta \cos 3\varphi + e \sin^6 \theta \cos 6\varphi. \end{aligned} \quad (1.9)$$

Минимизируя (1.9) по компонентам вектора \mathbf{m} при фиксированных углах θ и φ , получим:

$$\begin{cases} m_x = \frac{D}{E} \sin \theta \sin \varphi \\ m_y = -\frac{D}{E} \sin \theta \cos \varphi \\ m_z = -\frac{f}{E} \sin^3 \theta \cos 3\varphi. \end{cases} \quad (1.10)$$

Подставим (1.10) в (1.9). Полагая $\theta = \pi/2 + \delta$, разложим полученное выражение F по степеням малого угла δ . Оставляя только существенные для дальнейшего слагаемые, имеем:

$$F_m = \frac{1}{2} a' \delta^2 - d \cdot \delta \sin 3\varphi + e \cos 6\varphi. \quad (1.11)$$

При повороте вектора \mathbf{l} в базисной плоскости угол δ будет определенным образом изменяться в зависимости от угла φ . Минимизируя (1.11) по δ , найдем закон этого изменения:

$$\delta = \frac{d}{a'} \sin 3\varphi. \quad (1.12)$$

Подставим теперь (1.12) в (1.11). После преобразований получаем

$$F_m = (e + d^2 / 4a') \cos 6\varphi = e' \cos 6\varphi, \quad (1.13)$$

где e' – эффективная константа гексагональной анизотропии.

Выражение (1.13) позволяет определить основное состояние магнетика. Для $a' > 0$ оно реализуется в двух случаях:

$$1) \varphi = \frac{\pi}{6}(2n+1), \quad \theta = \frac{\pi}{2} + (-1)^n \frac{d}{a'}, \quad e' > 0, \quad (1.14)$$

$$2) \varphi = \frac{\pi}{3}n, \quad \theta = \frac{\pi}{2}, \quad e' < 0,$$

$$n = 0, 1, 2, \dots$$

В первом состоянии АФ вектор \mathbf{l} лежит в одной из плоскостей симметрии под малым углом ($d/a' \sim v^2/c^2$) к базисной плоскости кристалла, ферромагнитный вектор \mathbf{m} ($m = D/E = H_D/2H_E \approx 1/60$, $T=0\text{K}$) лежит в базисной плоскости и направлен по оси второго порядка, перпендикулярной вектору \mathbf{l} . Во втором состоянии АФ вектор \mathbf{l} направлен по одной из осей второго порядка, ферромагнитный вектор \mathbf{m} лежит в плоскости симметрии, перпендикулярной упомянутой оси, под пренебрежимо малым углом ($f/D \sim v^4/c^4$) к базисной

плоскости. В этом случае отношение продольного ферромагнетизма к поперечному также весьма мало: $m_{\parallel}/m_{\perp} \sim m_z/m \sim f/D \sim v^4/c^4$.

Используя приведенные выше оценки для констант e и d термодинамического потенциала, можно оценить эффективное поле гексагональной анизотропии: $H_{ed} = 6e'/M_0 \sim 10^{-6} \div 1\text{Э}$. На рис. 1.2 приведена экспериментальная температурная зависимость поля гексагональной анизотропии H_{ed} [20]. Изменение знака H_{ed} в районе $T = 5\text{ К}$, по-видимому, означает существование спин-переориентационного фазового перехода между первым и вторым состояниями (1.14). Этот фазовый переход теоретически исследован Соболевой и Стефановским [21].

Как видно из рис. 1.2 величина поля H_{ed} мала по сравнению с величиной поля одноосной анизотропии H_a . При $T = 77\text{ К}$ $H_{ed} = 0,01\text{ Э}$. Если предположить, что слагаемые e и $d^2/4a'$ в e' (см. (1.17)) одного порядка, то с учетом определения поля H_{ed} получаем экспериментальные оценки констант анизотропии: $e \sim d^2/4a' \sim 1\text{эрг/см}^3$, $d \sim 2\sqrt{a'} \sim 10^3\text{эрг/см}^3$.

Существует, также, вклад в базисную анизотропию за счет МУ энергии кристалла. Если же кристалл подвержен механическим напряжениям, связанным с внешними воздействиями или дефектами, то МУ взаимодействие может привести к дополнительным существенным изменениям анизотропии в базисной плоскости (см.п.8.4). Более подробно эффекты, связанные с МУ взаимодействием будут обсуждаться в п.4.1. Здесь же только отметим, что МУ энергия играет существенную роль, в частности, в формировании доменной структуры, к описанию которой мы и переходим.

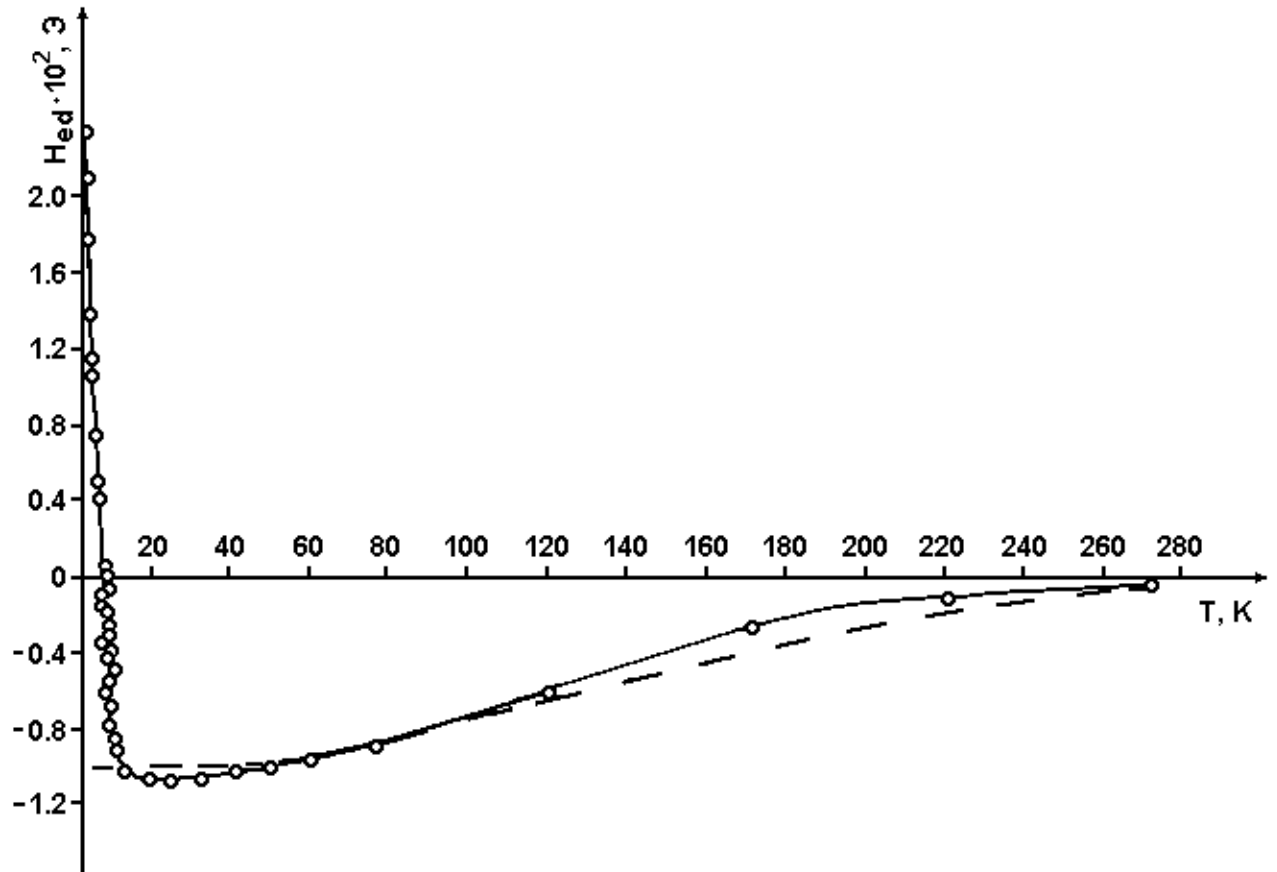


Рис.1.2

Температурная зависимость поля гексагональной анизотропии в FeVO_3 .
Сплошная кривая проведена через экспериментальные точки, штриховая –
теоретическая зависимость [20]

1.3 Доменная структура

В силу симметрии в ромбоэдрических кристаллах типа бората железа возможны 60-, 120-, 180-градусные доменные границы [14]. Ориентация доменных границ определяется в основном МУ энергией, которая в таких кристаллах превосходит энергию анизотропии в базисной плоскости и магнитостатическую энергию [22]. Отметим попутно, что по нашим оценкам такое преобладание МУ энергии может иметь место, если кристалл напряжен (см.п.8.4). Доменные стенки должны быть расположены так, чтобы спонтанная магнитострикция не приводила к значительному приросту свободной энергии. Итон и Морриш показали, что это условие выполняется при такой ориентации стенки, когда спонтанная магнитострикция, параллельная доменной стенке, одинакова в соседних доменах [22]. В случае 180-градусных границ равенство магнитострикций будет иметь место для стенок, параллельных базисной плоскости (S_{\parallel}) и перпендикулярных ей и плоскости симметрии (S_{\perp}) (рис. 1.3). 60- и 120-градусные стенки должны быть либо перпендикулярны базисной плоскости и плоскости симметрии (S_{\perp}), либо ориентироваться под небольшим углом к базисной плоскости параллельно оси второго порядка (S_C , рис. 1.4). Этот угол определяется упругими константами кристалла.

Экспериментально доменная структура $FeVO_3$ изучалась с помощью рентгеновской топографии [23, 24] и оптическим интерференционным методом [25]. В работе Скотта [26] доменная структура монокристалла бората железа в условиях одноосного механического напряжения исследовалась с использованием магнитооптического эффекта Фарадея. Интересные результаты изучения влияния на доменную структуру $FeVO_3$ неоднородных напряжений представлены в [27].

На рис. 1.5 приведена фотография в проходящем "белом" свете части монокристаллической пластины $FeVO_3$ [28], синтезированной нами из раствора в расплаве (см.п.9.4). Кристалл имеет форму правильного шестиугольника со стороной 2,2 мм и толщиной 50 мкм. Плоскость пластины совпадает с базисной

плоскостью. Видна центральная часть кристалла диаметром 2,5 мм. Для получения фотографии мы использовали поляризационный микроскоп. В этом случае из-за фарадеевского вращения участки кристалла, соответствующие разным доменам, на фотографии должны иметь различные интенсивности. Поскольку в борате железа намагниченность практически лежит в базисной плоскости, для усиления оптического контраста угол падения пришлось выбрать немного отличающимся от нуля. Существование четырех областей различной интенсивности (рис.1.5) можно объяснить в рамках модели доменной структуры, представленной на рис. 1.6. Доменные границы изображены пунктирными линиями. Имеется граница параллельная (или почти параллельная, см. выше) плоскости кристалла, разделяющая его на два слоя. Внутри каждого слоя существуют границы, перпендикулярные плоскости кристалла. Векторы на рисунке – намагниченности доменов. Исследуя интерференционные полосы на кристаллах FeVO_3 , авторы работы [25] пришли к выводу, что при температурах ниже 190К доменные стенки, разделяющие кристалл на слои, являются 120-градусными блоховскими границами, расположенными под углом 4° к базисной плоскости. Такой результат согласуется с теоретическими оценками [22]. Однако из-за отсутствия надежных экспериментальных данных нельзя однозначно утверждать, что малый наклон 120-градусной границы (S_C) действительно существует. Поэтому такую границу условно будем называть параллельной базисной плоскости. Внутри каждого слоя домены разделены 180-градусными границами неелевского типа, перпендикулярными базисной плоскости (S_\perp).

Важным для понимания строения доменной структуры кристаллов FeVO_3 является изучение процессов намагничивания [28]. На рис. 1.7 приведены фотографии доменной структуры кристалла бората железа в возрастающем поле, приложенном в базисной плоскости, при комнатной температуре. Хорошо видно, что доменные границы (пересекающиеся линии) не взаимодействуют. Из этого можно заключить, что они лежат, как и предполагалось, в разных слоях. Границы неелевского типа S_\perp в слоях

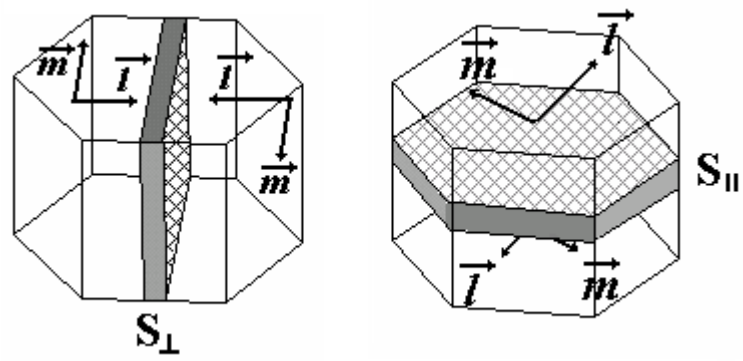


Рис. 1.3
Доменные границы типа S_{\parallel} и S_{\perp}

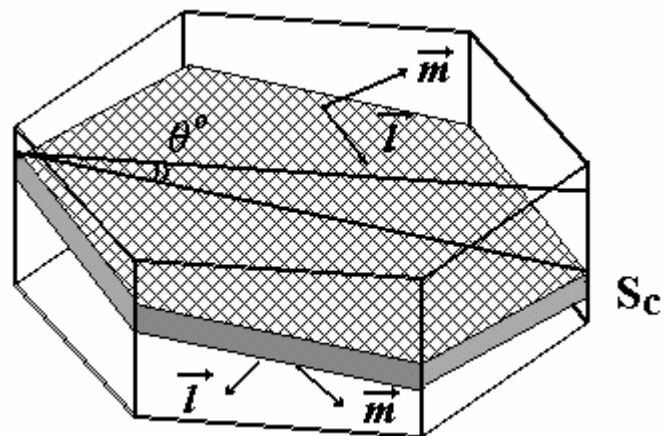


Рис. 1.4
Доменная граница типа S_c



Рис. 1.5

Доменная структура кристалла FeBO_3 в отсутствие магнитного поля

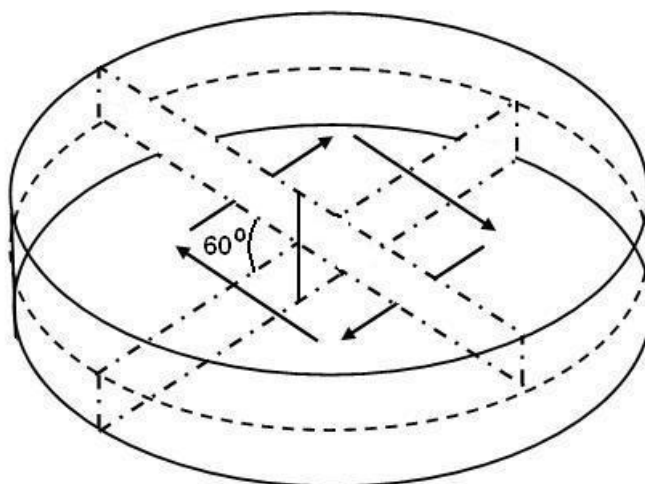


Рис. 1.6

Распределение намагниченности в доменах по объему кристалла

перемещаются, приводя к увеличению объема доменов с направлением намагниченности, близкой к направлению поля. При этом доменные границы в верхнем и нижнем слоях исчезают в полях разной величины. В поле $H = 2,3 \text{ Э}$ (рис.1.7в) образец становится однородным по контрасту. Однако это не означает отсутствия блоховской границы, параллельной базисной плоскости. Визуально изменения интенсивности, связанного со смещением блоховской границы определить не удастся. Использование же фотоприемника не позволило с достоверностью определить величину поля исчезновения блоховской границы.

Нам удалось визуализировать эту границу методом порошковых фигур (магнитной суспензии) на естественной грани $(11\bar{2}0)$ тонкого пластинчатого кристалла, где граница выходит на поверхность (рис.1.8). Грань $(11\bar{2}0)$ ортогональна базисной плоскости. С увеличением поля доменная граница смещается к одной из базисных граней, и при $H = 29 \text{ Э}$ исчезает.

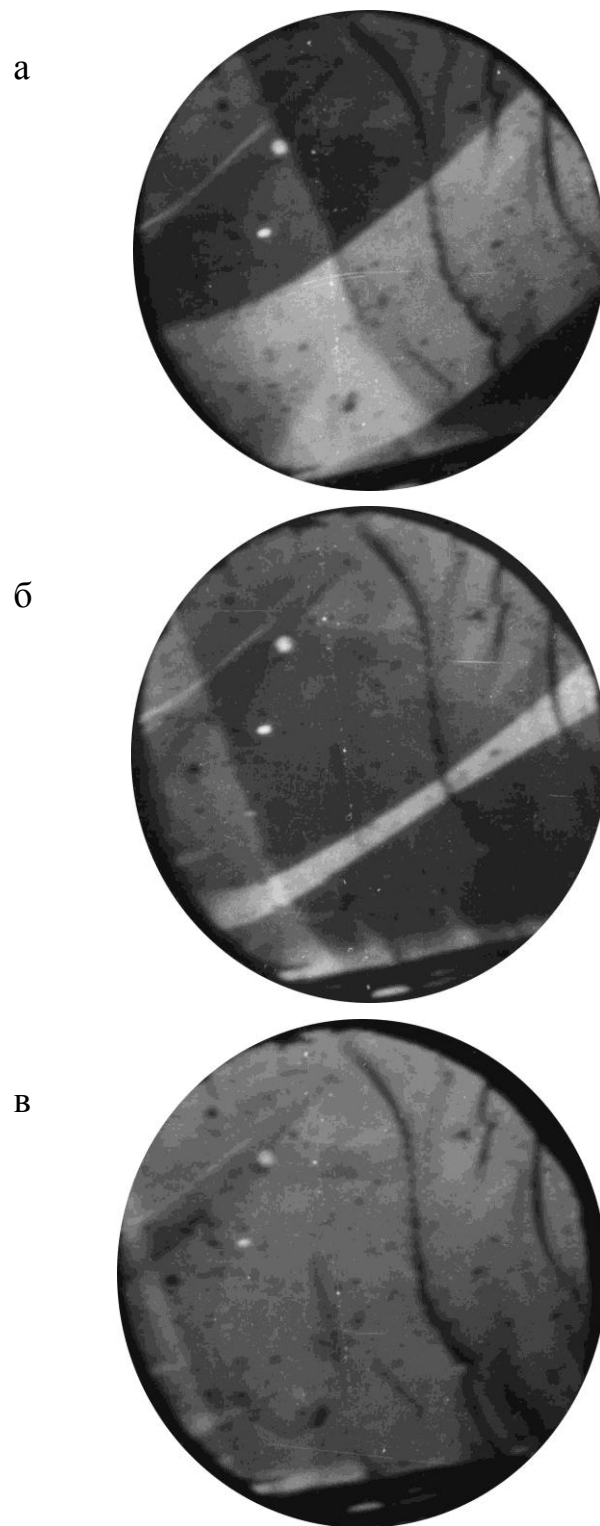


Рис. 1.7

Процесс намагничивания кристалла FeVO_3 :

а – $H = 0,5 \text{ Э}$; б – $H = 1,7 \text{ Э}$; в – $H = 2,3 \text{ Э}$

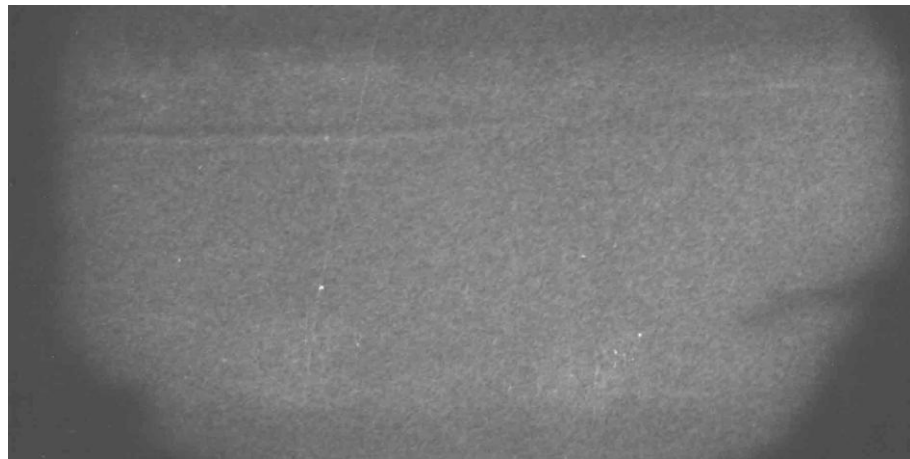
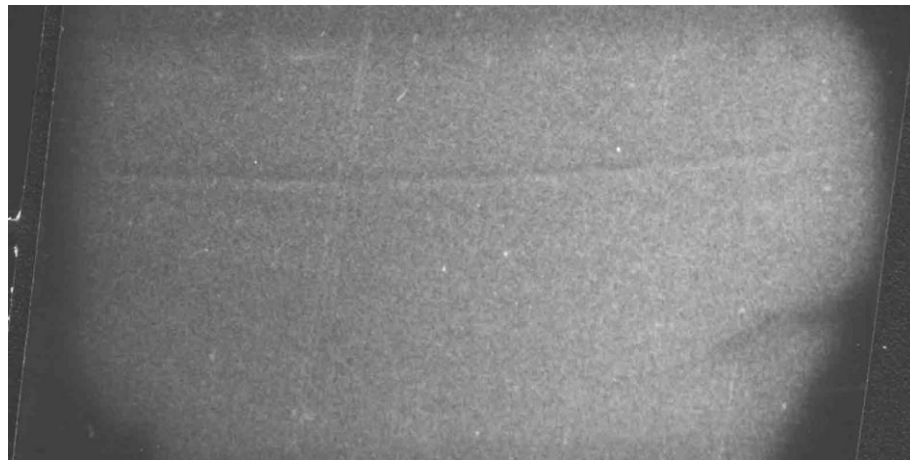
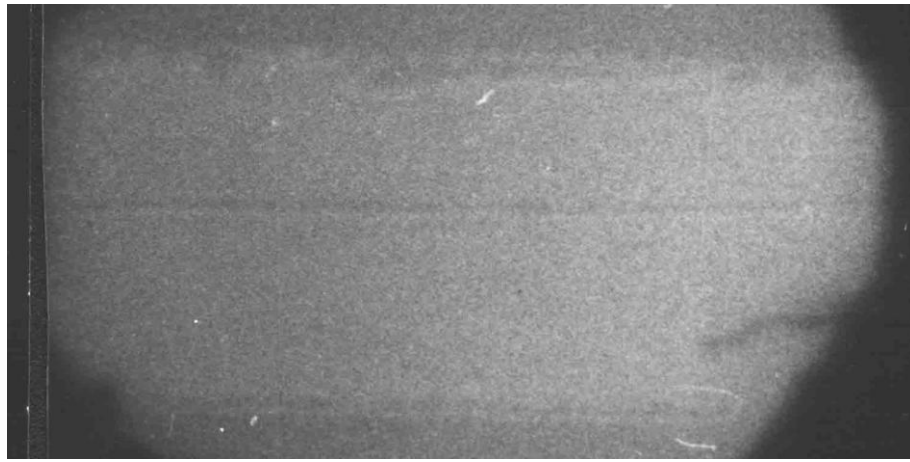


Рис.1.8

Блоховская доменная граница в магнитном поле,
параллельном базисной плоскости кристалла FeVO_3 :

а – $H = 0$; б – $H = 6 \text{ Э}$; в – $H = 11 \text{ Э}$

Результаты и выводы главы 1

1. Рассмотрена кристаллическая и магнитная структура бората железа. Введены необходимые в дальнейшем ферромагнитный и АФ векторы.

2. На основе термодинамической теории Дзялошинского, учитывающей симметрию кристалла, и микроскопической теории Мория рассмотрены инварианты, определяющие слабый ферромагнетизм, и обсуждена их природа. Проанализирован термодинамический потенциал бората железа с учетом слагаемых, описывающих базисную анизотропию. Рассмотрены возможные магнитные состояния кристалла.

3. Проанализированы возможные конфигурации доменов в борате железа и типы доменных границ. Взаимные ориентации доменных стенок в идеальном образце согласуются с симметрией кристалла и определяются в основном МУ взаимодействием. Предложенная модель доменной структуры подтверждена путем визуализации доменов и их смещения в магнитном поле в тонкой высокосовершенной базисной пластинке. Фарадеевским методом наблюдались ортогональные базисной плоскости неелевские границы. Параллельные плоскости базиса блоховские границы визуализованы методом порошковых фигур на грани, ортогональной базисной плоскости.

Результаты, представленные в гл.1, опубликованы в работе [28].

ГЛАВА 2

**ПОВЕРХНОСТНЫЙ МАГНЕТИЗМ БОРАТА ЖЕЛЕЗА.
ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ ИССЛЕДОВАНИЯ****2.1 Поверхностные эффекты в магнетиках**

2.1.1 Природа магнитной анизотропии в приповерхностной области магнетика. Поверхности и другие пространственные границы магнетика могут существенно влиять на его свойства и даже вызывать новые эффекты. В частности, магнитная анизотропия в приповерхностной области может значительно отличаться от анизотропии в объеме. Причин, обуславливающих влияние поверхности на анизотропию несколько. Рассмотрим их.

Различные вклады в магнитную анизотропию можно классифицировать в соответствии с их природой [29-50]. Одноионный вклад возникает из-за кристаллических полей и спин-орбитальной связи. Дипольный вклад определяется магнитодипольным взаимодействием магнитных ионов. Обычно предполагается, что в неограниченном кубическом магнетике дипольный вклад в анизотропию сравнительно мал. Еще один важный вклад в анизотропию возникает благодаря деформациям кристалла и магнитоупругой связи.

Высокая симметрия объемных кубических структур приводит к тому, что низший порядок анизотропных инвариантов в разложении магнитной части термодинамического потенциала по направляющим косинусам намагниченности равен четырем. Теория возмущений позволяет установить, что анизотропия четвертого порядка мала – несколько мкэВ/атом [29, 41]. Магнитная же анизотропия тонких (в несколько атомных слоев) ферромагнитных пленок имеет более низкую симметрию, а ее величина может быть на три порядка больше объемной анизотропии – несколько мэВ/атом. В общем случае, как следует из теории возмущений, константа анизотропии порядка n оказывается пропорциональной малой величине $(\xi/W)^n$. Для 3d металлов константа спин-орбитальной связи $\xi \sim 50 \div 100$ мэВ, ширина зоны W

составляет несколько эВ. Эти величины дают правильную оценку анизотропии кубических кристаллов и ультратонких магнитных пленок. Отсюда понятно, также, что магнитная анизотропия систем с пониженной симметрией должна возрастать [29].

Возрастание магнитной анизотропии в случае ультратонких пленок часто связывается с так называемой поверхностной анизотропией. Эта анизотропия возникает из-за отличия атомного окружения приповерхностных атомов от окружения объемных. Симметрия окружения у поверхности, в общем, ниже, чем в объеме, и для кубических поверхностей (100) это приводит к возрастанию анизотропных инвариантов более низкого, второго, порядка, которые превосходят инварианты четвертого порядка для объемных кубических структур [29].

На возможность существования поверхностной анизотропии впервые обратил внимание Неель [51], который количественно оценил энергию поверхностной анизотропии для случая простых граней кубических кристаллов. Магнитную энергию Неель определил как сумму энергий взаимодействия между парами соседних магнитных атомов. Энергию пары можно представить в виде ряда

$$W(r, \varphi) = \sum g_n(r) P_{2n}(\cos \varphi), \quad (2.1)$$

где P_{2n} – полиномы Лежандра; r – расстояние между центрами взаимодействующих атомов; φ – угол между вектором спонтанной намагниченности и линией, соединяющей центры этих атомов.

Поскольку атомы обладают магнитными моментами μ , то в выражение для коэффициента $g_1(r)$ должен входить магнитодипольный член $-3\mu^2/r^3$. Однако магнитодипольная энергия слишком мала для того, чтобы с ее помощью можно было объяснить наблюдаемую анизотропию. Другие члены, определяющие величину $g_1(r)$, имеют, по мнению Нееля, спин-орбитальную природу. Он предположил, что $g_1(r)$ убывает с расстоянием быстрее, чем $1/r^3$ и

поэтому учитывает в первом приближении взаимодействие только между соседними атомами.

При вычислении энергии анизотропии в объеме как суммы энергий взаимодействия (2.1) данного атома со всеми ближайшими соседями члены, содержащие $g_1(r)$ исчезают, что связано с кубической симметрией расположения атомов. Условие кубической симметрии нарушается, когда рассматриваемый атом находится на поверхности кристалла. В этом случае члены, содержащие $g_1(r)$ оказываются, по меньшей мере, на три порядка большими членов, содержащих $g_2(r)$ (см. выше).

Просуммировав энергии взаимодействия (2.1) всех поверхностных атомов со всеми ближайшими соседями на 1 см^2 поверхности кристалла, можно получить плотность энергии поверхностной анизотропии σ . Для простых граней кубического кристалла результат имеет следующий вид:

$$\sigma = K_S \cos^2 \theta, \quad (2.2)$$

где θ – угол между вектором спонтанной намагниченности и нормалью к поверхности.

В других случаях энергия σ выражается сложнее – через направляющие косинусы вектора намагниченности относительно осей четвертого порядка кристалла. Упомянем в этой связи полуклассическую теорию Радо [52]. Энергию поверхностной анизотропии для грани (110) Радо записывает так:

$$\sigma = -K_S \alpha_x \alpha_y + K_{SS} \alpha_z^2, \quad (2.3)$$

где α_i ($i = x, y, z$) – направляющие косинусы вектора намагниченности; K_S и K_{SS} – константы анизотропии, первая из которых совпадает с неелевской. В модели Радо величины и знаки констант K_S и K_{SS} определяют температурную зависимость поверхностной намагниченности. Для малых K_S и K_{SS} эта

зависимость близка к температурной зависимости намагниченности в объеме $M \sim T^{3/2}$. Линейная зависимость имеет место, если $|K_{SS}| \gg |K_S|$.

Неель получил для величины K_S оценку $0,1 \div 1$ эрг/см². Он предсказал, что поверхностная анизотропия, соответствующая энергии такой величины, будет ощутимо проявляться в малых ферромагнитных частицах ~ 100 Å.

Замечание Нееля о существенной роли поверхностной анизотропии в случае малых ферромагнитных частиц Кондорский и Денисов [53] использовали при интерпретации экспериментов по изучению природы одноосной магнитной анизотропии в кобальтовых пленках, напыленных на теплую подложку при больших углах падения пучка атомов кобальта. На основании экспериментальных данных авторы установили, что анизотропия таких пленок связана с формой и взаимным расположением кристаллитов, пор и прослоек или включений между ними. Известно, что существуют, по крайней мере, два вида анизотропии, связанных с формой и расположением кристаллитов. Во-первых, анизотропия магнитостатической энергии, обусловленная полем объемных и поверхностных зарядов [54,55] (см. ниже). Во-вторых, анизотропия Нееля. Второй вид анизотропии играет существенную роль для кристаллитов с размерами порядка 100 Å и меньше, отделенных друг от друга немагнитными прослойками. Температурная зависимость констант анизотропии в этих двух случаях различна. Изучение температурной зависимости констант одноосной анизотропии кобальтовых пленок показало, что основной вклад в анизотропию вносит неелевский механизм.

Во многих экспериментах по исследованию магнитных свойств тонких пленок оказывается невозможным отдельно изучать поверхность, исключив из рассмотрения объем. Измеряемая в таких случаях магнитная анизотропия определяется эффективной константой $K_{\text{eff}} = K_V + 2K_S/t$ (K_V – константа анизотропии в объеме; t – толщина пленки) [36,41,47]. Отсюда понятно, что поверхностная анизотропия должна проявляться тем сильнее, чем тоньше пленка и чем больше величина K_S . При этом константа поверхностной анизотропии K_S не зависит от толщины пленки. Для ультратонких пленок

поверхностная анизотропия может играть доминирующую роль. При этом эффективная анизотропия обычно превосходит объемную.

До сих пор мы рассматривали пленки с идеально гладкой поверхностью. На самом деле, как показывают исследования, пленки имеют шероховатости, которые можно представить в виде ступенек высотой порядка атомных размеров. Атомы ступеньки обладают пониженной симметрией окружения по сравнению с атомами в объеме и на плоской поверхности. Поэтому, в соответствии с теорией Нееля, такие ступеньки – дополнительный источник поверхностной анизотропии. Расчет в рамках модели Нееля показывает, что поверхностная анизотропия из-за шероховатостей всегда уменьшается: $\Delta K_s/K_s = -2h/x$ (h – средняя высота ступеньки; x – средняя ширина ступеньки) [41,56].

Неель рассматривал проблему поверхностной анизотропии для граней кубических ферромагнетиков, но такой подход применим и к ферромагнетикам с симметрией ниже кубической. Бруно [56] применил неелевскую теорию к гексагональным плотно упакованным структурам для определения поверхностной анизотропии S_0 . Полученные результаты находятся в хорошем, согласии с экспериментальными значениями для пленки $Co/Au(111)$. Автор показал, что и в этом случае неелевская модель позволяет учесть влияние поверхностных шероховатостей.

В работах Кринчика и Зубова с соавторами [57, 58] изучено специфическое проявление поверхностной анизотропии – образование макроскопического переходного магнитного слоя в приповерхностной области гематита. Различие анизотропии на поверхности и в объеме и обменное взаимодействие приводят к плавному повороту магнитных моментов ионов Fe^{3+} в переходном от поверхности вглубь кристалла слое. Магнитооптические исследования позволили установить, что характер магнитного состояния кристалла на поверхности качественно отличается от состояния в объеме. Так, например, хотя гематит является кристаллом с легкой плоскостью анизотропии, поверхностный магнитный слой подобен ортоферриту.

Построенная теория предсказывает величину магнитного поля, стирающего переходный слой, равную 20 кЭ. Это не противоречит результатам эксперимента.

Поверхностная анизотропия не всегда приводит к существованию поверхностного переходного магнитного слоя. Зигман с сотрудниками [59] проанализировали зависимость поверхностной энергии от параметров, связанных с обменом и анизотропией, и определили условия возникновения приповерхностной магнитной структуры. Построенная ими фазовая диаграмма позволяет установить область существования переходного слоя. В частности оказалось, что для грани (100) железа переходный слой возможен, если $K_S \geq 30K_V$. Согласно [60] такое соотношение между K_S и K_V реализуется для кристаллов железа. Таким образом, поверхностная анизотропия приводит к образованию у поверхности Fe(100) магнитной структуры типа доменной стенки (рис. 2.1). По мнению авторов [59] приповерхностная структура играет важную роль в процессах перемагничивания бездефектных кристаллов. Вообще для перемагничивания требуются магнитные неоднородности (зародыши новой фазы) в какой-либо области магнетика. В совершенных кристаллах роль неоднородности играет доменная стенка у поверхности. При перемагничивании объема эта стенка будет перемещаться вглубь кристалла, а новая фаза – заполнять объем. Такой механизм намагничивания должен уменьшать коэрцитивность по сравнению с теоретической.

На поверхностную анизотропию и другие магнитные свойства может оказывать существенное влияние реконструкция поверхности [61, 62], межфазные границы и адсорбция [63-72]. Реконструкция может возникнуть из-за отличия равновесных условий в приповерхностной области от равновесных условий в объеме. В результате реконструкции приповерхностные атомы смещаются из тех мест, которые они занимают в невозмущенной кристаллической структуре. Реконструкция может быть учтена в теории, подобной неелевской.

Покрывающие слои, контактирующие с пленкой, и адсорбируемые атомы

изменяют кристаллические поля и заполнение зон у поверхности или межфазной границы пленки и тем самым влияют на поверхностную анизотропию. В частности, слои атомов Ag, Au и Cu индуцируют изменение плоскостной анизотропии в пленках Fe(110) [65], атомы Н вызывают внеплоскостную ориентацию ЛО в пленках Ni(111) [66, 73], слой Fe также приводит к внеплоскостному направлению ЛО в пленках Ni(111) [67]. В последнем случае, как следует из работы [69], ориентационный переход возникает из-за гибридизации 3d-орбиталей у межфазной границы Ni/Fe. Примеры ориентационных переходов, индуцированных газом, приведены в [68].

Кроме поверхностной анизотропии на эффективную магнитную анизотропию в пленках оказывают весьма значительное влияние деформации, в частности, вызываемые, несоответствием (рассогласованием) параметров решеток пленки и подложки [63]. Причина влияния деформаций понятна: деформации искажая кристаллическую решетку, изменяют все виды взаимодействия в кристалле, в том числе и те, которые определяют магнитную анизотропию. Под деформациями обычно имеют в виду средние по толщине пленки, или эффективные деформации, которые и определяются в эксперименте. Из исследований по росту известно, что эффективные деформации зависят от толщины пленки, если ее толщина t превосходит некоторую критическую t_c . Если же $t \leq t_c$, то возникают однородные не зависящие от толщины пленки деформации, определяемые рассогласованием параметров решеток пленки a_{film} и подложки a_{sub} : $u = (a_{\text{sub}} - a_{\text{film}}) / a_{\text{film}}$. Отметим, что такие деформации могут достигать 10%. Магнитоупругая энергия, с ними связанная, оказывается сравнимой с магнитокристаллической энергией или даже превосходит ее и может существенно изменить магнитную анизотропию [74-76]. Заметим, что МУ энергия, определяемая обычными магнитострикционными деформациями в магнитных материалах ($10^{-5} \div 10^{-3}$) очень мала. Зависимость эффективных эпитаксиальных деформаций от толщины пленки, очевидно, является отражением того факта, что в пленках

толщиной $t > t_c$ деформации убывают от границы пленка-подложка вглубь пленки (релаксируют). Эта релаксация значительно ускоряется из-за формирования дислокаций несоответствия в процессе синтеза пленок толщиной $t > t_c$ [77 - 81].

Деформации в плоскости эпитаксиальных пленок в свою очередь приводят к существованию и внеплоскостных деформаций. Изотропные плоскостные деформации $u_{11} = u_{22}$, например, пленки Ni/Cu(100) вызывают деформацию, ортогональную плоскости пленки u_{33} , которая определяется уравнением $\sigma_{33} = \partial F_e / \partial u_{33} = 0$. В результате кубическая решетка Ni испытывает тетрагональные искажения не только за счет деформаций в плоскости, но и за счет возникновения внеплоскостной деформации u_{33} . Экспериментально это подтверждается высокочувствительным методом дифракции электронов низких энергий даже в случае очень тонких (несколько атомных слоев) пленок Ni [82]. В результате таких деформаций возникает внеплоскостная ориентация ЛО в тонких пленках Ni/Cu(001).

Обратим внимание еще и на то, что в отсутствие ростовых дислокаций рассогласования напряжения в магнетике спадают от поверхности вглубь, видимо, существенно медленнее, чем в эпитаксиальных пленках с дислокациями. Подтверждающие этот вывод примеры таковы. В базисных монокристаллических пластинках FeVO_3 (~ 100 мкм), приклеенных к напряженному стеклу, в которых ростовые дислокации рассогласования отсутствуют, наводилась аксиальная магнитная анизотропия. О том, что эта анизотропия существует во всем объеме образца, свидетельствовали полосовые домены [26]. Отметим также и наш опыт: на свободной поверхности такой же базисной пластинки бората железа, приклеенной противоположной плоскостью к стеклу, методом магнитооптического эффекта Керра измерялась базисная анизотропия. Она оказалась равной огромной величине – 500 Э. В отсутствие приклейки анизотропии практически нет. И, наконец, упомянем в этой связи наши работы по двупреломлению звука в кристаллах бората железа, где контакт с пьезопреобразователями вызывал значительную магнитную

анизотропию в массивных образцах (см. гл.4).

Как отмечено Маттеусом и Кроуфордом [78] экспериментально наблюдаемые деформации в пленках при $t > t_c$ для многочисленных систем оказываются более значительными, чем рассчитанные в рамках различных теоретических моделей (см., напр., [83]). Экспериментальные кривые зависимости напряжений от толщины для пленок Ni/Cu(001) и Co/W(001) (рис.2.2) хорошо описываются основанным на результатах работы [78] эмпирическим соотношением [84]

$$\sigma(t) = \frac{\alpha}{t} \ln\left(\frac{e}{b} t\right) + \sigma_{res}, \quad (2.4)$$

где b – вектор Бюргерса; α – параметр соответствия; σ_{res} – остаточные напряжения (см. рис. 2.2). Зависимость же $\sigma(t)$, рассчитанная на основе теоретической модели [83], оказывается существенно более резкой, чем в эксперименте.

Напряжения, возникающие в пленках Ni/Cu(001) и Co/W(001) (рис.2.2) соответствуют весьма большим (несколько %) деформациям. Наличие таких больших деформаций показали рентгенодифракционные исследования и на пленках толщиной ≈ 10 слоев Fe и Ni на W(110). Отмечается, также, критическая зависимость этих деформаций от ростовой температуры [85 - 87].

Отметим еще один важный аспект. В многочисленных исследованиях пленок наблюдаются остаточные напряжения и деформации (см. (2.4) и рис. 2.2). Даже в случае сравнительно толстых пленок (вплоть до ~ 70 нм) остаточные деформации могут составлять значительную величину $0,3 \div 1\%$ [49, 84, 88].

Экспериментально установлено, что деформации и пленки весьма существенно изменяют МУ константы B [49,74,76,89]. При этом может изменяться как величина, так и знак МУ констант. В табл.2.1 приведены

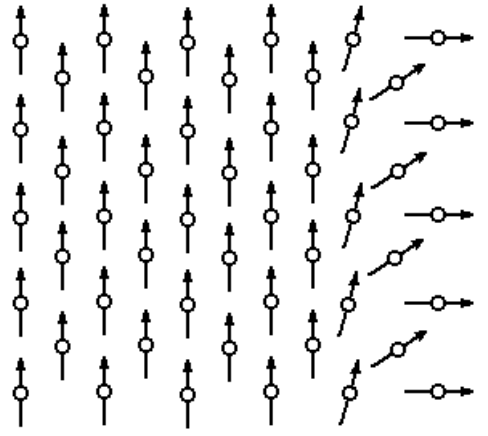


Рис. 2.1

Приповерхностная магнитная структура у грани Fe(100) [59]

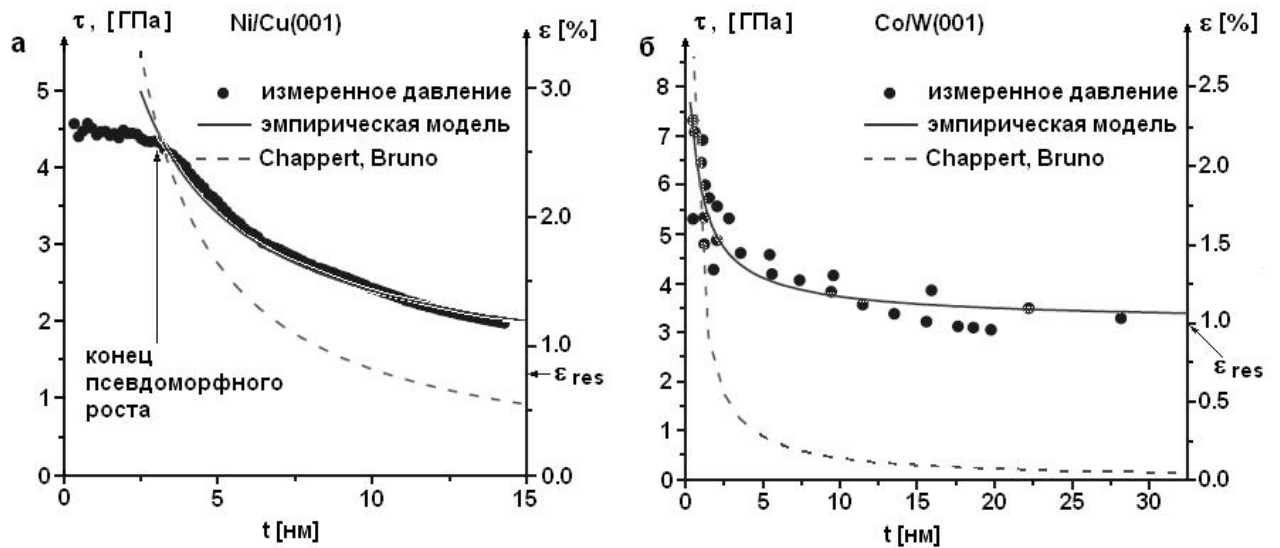


Рис.2.2

Экспериментальная зависимость напряжений от толщины осажденного слоя (а) Ni на Cu(001) и (б) Co на W(001) при температуре осаждения 300 К (точки) [63]. Критические толщины окончания псевдоморфного роста 3 нм для Ni и 0,6 нм для Co. Расчет на основе эмпирического соотношения (2.4) (сплошные кривые) и теоретической модели [83] (пунктирные кривые).

экспериментальные результаты, демонстрирующие зависимость $V(u)$. Видно, что вклад в МУ константы, связанный с деформациями порядка процентов, сравним и даже превосходит значения констант для недеформированного магнетика [50].

Оба описанных механизма анизотропии – поверхностный и магнитоупругий – являются существенными в пленках и часто маскируют друг друга [63]. В качестве примера обсудим природу анизотропии в пленке Fe(110)/W(110). В случае ультратонкой пленки ЛО ориентирована в плоскости в направлении $[\bar{1}10]$. Такая ориентация сохраняется до толщин порядка 50 атомных слоев Fe(110). При дальнейшем увеличении толщины ЛО ориентируется в плоскости в направлении $[001]$, что соответствует объемной ориентации. В работе Эльмерса и Градмана [65] определен вклад в энергию анизотропии пленки Fe(110)/W(110), обеспечивающий ориентацию ЛО $\parallel [\bar{1}10]$. Для пленки толщиной 13 атомных слоев он оказался равным $-0,11 \text{ МДж/м}^3$. Этот вклад авторами [65] приписывался влиянию поверхностной анизотропии. Структурные исследования методом поверхностной рентгеновской дифракции пленок такой же толщины позволили определить МУ вклад в энергию анизотропии, связанный с эпитаксиальными деформациями [63]. Его величина составляет $-0,08 \text{ МДж/м}^3$, что близко к приведенной оценке [65]. Таким образом, в данном случае не удастся однозначно ответить на вопрос: какой из двух возможных механизмов анизотропии в пленке Fe(110)/W(110) является доминирующим.

Обсудим теперь магнитную анизотропию, связанную с дипольным взаимодействием магнитных моментов ионов. Здесь несколько аспектов. Для расчета дипольной анизотропии обычно используют континуальную модель, в которой предполагается, что магнитные моменты распределены в кристалле непрерывно. Магнитостатическую энергию определяют, как энергию магнитного момента в размагничивающих полях, которые пропорциональны намагниченности и зависят от ее ориентации и формы образца.

Табл.2.1

Магнитоупругие константы при комнатной температуре,
модифицированные плоскостными деформациями [63]

	B_i^{eff} , МДж/м ³	Модиф. значения	Ссылки
Fe	B_1^{eff}	-3,0+1000 u	[49]
		-3,4+1041 u	[89]
	B_2^{eff}	+7,5-360 u	[89]
Ni	B_1^{eff}	+9,4-234 u	[90]
Co	B_4^{eff}	+3,4+1346 u	[91]

Дальнодействующий характер дипольного взаимодействия приводит к тому, что соответствующая анизотропия в ферромагнетиках – это в значительной степени анизотропия формы. Для тонкой пленки (в пределе неограниченной в плоскости) энергия анизотропии формы равна $\mu_0 M_S^2 / 2$, если намагниченность ортогональна плоскости пленки, и 0, если параллельна. Вообще же размагничивающий фактор определяется геометрией образца. Например, для ферромагнетика в форме диска он дается отношением толщины к диаметру t/d [30, 32, 92, 93].

Однако модель континуального распределения магнитных моментов приводит к ошибке, когда толщина пленки уменьшается до нескольких атомных слоев [94]. В этом случае нужно рассматривать систему дискретных диполей, образующих кристаллическую решетку. Расчеты анизотропии формы, выполненные для неограниченных ультратонких пленок, показали, что отклонение от континуальной модели наблюдается для пленок, толщина которых не превышает 16 Å. Учет дискретности магнитных моментов в ультратонких пленках с ортогональной плоскости пленки намагниченностью приводит к уменьшению энергии полей рассеяния. Энергия зависит еще от типа решетки [94] и магнитной структуры.

В работах [95 - 97] выполнены расчеты размагничивающих полей, показывающие, что в ультратонких пленках возможна спиновая переориентация при уменьшении поперечного размера пленки и неизменной толщине. Интересно отметить, также, что для диска диаметром в несколько сотен постоянных решетки и толщиной в несколько атомных слоев (нанопластины) анизотропия формы определяется не отношением t/d (см. выше), а отдельно величинами толщины t и диаметра d . Кроме этого на дипольную анизотропию таких образцов влияет симметрия окружения магнитных атомов.

Специфическое проявление влияния размагничивающих полей на магнитное состояние поверхности ферромагнетика обнаружили и исследовали Зубов и Кринчик с соавторами [98 - 100]. Ими установлено, что 180-градусные доменные границы монокристаллов железа и аморфных магнетиков в приповерхностной области трансформируются, образуя квазипериодические загибы. Эти загибы разделяются 0-мерными структурными элементами, представляющими собой выход на поверхность кристалла вертикальных блоховских линий и впервые обнаруженные блоховские точки.

2.1.2 Методы экспериментального исследования поверхностных магнитных эффектов. В последние годы успехи в изучении поверхностных эффектов магнетиков связаны с использованием современных экспериментальных методов. Среди них: магнитооптические отражательные эффекты [57, 70 - 72, 98, 100 - 113], различные электронные методы [110 - 112, 114 - 132], рентгеновский магнитный дихроизм [111, 128, 133 - 137] и др. Возможность применения этих методов связана с малой глубиной зондирования образца – от самого верхнего атомного слоя (спектроскопия электронного захвата) до нескольких сотен ангстрем (магнитооптика). Использование для изучения поверхностных магнитных эффектов ферромагнитного резонанса [48, 138 - 145] и магнитометрических методов [36, 65, 106, 127, 139, 146 - 150] стало возможным в значительной степени, благодаря достижениям в технологии синтеза ультратонких магнитных пленок.

Большие возможности исследования поверхностных магнитных эффектов дают методы мессбауэровской спектроскопии [151 - 154], которые позволяют изменять глубину проникновения γ -квантов в образец – от долей микрометра до десятков микрометров. Отметим еще один метод изучения влияния поверхности на магнитные свойства кристалла – бриллюэновское рассеяние [155 - 165]. Он используется, в частности, при исследовании поверхностных спиновых волн.

Наибольшее распространение получили исследования поверхности с помощью магнитооптических эффектов. Магнитооптика имеет ряд существенных преимуществ перед другими методами: относительная дешевизна и доступность оборудования, высокая надежность получаемых результатов, безинерционность, позволяющая исследовать динамические процессы.

В уже упомянутых работах Кринчика и Зубова с соавторами [57, 58] методом магнитооптических эффектов Керра проведены исследования поверхностного магнетизма монокристаллов гематита. Балыкина, Ганьшина и Кринчик [101] исследовали спектры магнитооптических эффектов отражения редкоземельных ортоферритов в интервале $1,5 \div 4,5$ эВ в области спиновой переориентации $A_x F_z \rightarrow A_z F_x$. В ErFeO_3 на грани (010) обнаружено сильное смещение температуры спин-переориентационного перехода в высокотемпературную область. Авторы сделали вывод о существовании в ErFeO_3 поверхностного магнетизма в интервале температур $100 \div 140$ К, связанного с поверхностной анизотропией. Дело в том, что вблизи точки спиновой переориентации ортоферрит становится легкоплоскостным. Анизотропия в объеме уменьшается, создаются благоприятные условия для проявления анизотропии на поверхности. В работе указывается, что смещение точки перехода в высокотемпературную область наблюдается и у TbFeO_3 на грани (110). Более подробно поверхностный магнетизм TbFeO_3 исследован в следующей работе этих же авторов [102]. Ими установлено, что в области температур $10 \div 50$ К на поверхности (110) TbFeO_3 существует переходный

слой, в котором происходит поворот вектора антиферромагнетизма на 90° $A_x \rightarrow A_z$ и одновременное уменьшение вектора ферромагнетизма до 0.

Созданный и модифицированный группой Кринчика и Зубова магнитооптический микромагнитометр дает возможность исследовать на поверхности магнетика микроучастки размерами, определяемыми пределом оптического разрешения ($0,2 \div 0,3 \mu\text{м}$) в частотном диапазоне $1 \text{ Гц} \div 30 \text{ МГц}$ [103, 166, 167]. Этим методом была изучена тонкая структура блоховской доменной границы на поверхности нитевидных монокристаллов железа и впервые обнаружена структурная особенность типа блоховской точки [98, 168]. Исследовано, также, поведение структурных элементов доменной границы в магнитном поле [169]. Подобные исследования проведены и на аморфных ферромагнетиках [100, 105]. Дальнейшее развитие этот экспериментальный метод получил в работах Зубова с соавторами [70 - 72], в которых обнаружено обратимое влияние адсорбции молекул воды и некоторых органических молекул на динамические свойства доменных границ в приповерхностной области магнитомягких ферромагнетиков и начальную магнитную восприимчивость. Обнаруженные эффекты, по мнению авторов, индуцируются порождаемыми молекулами адсорбата точечными дефектами и поверхностной анизотропией.

Отметим, что для изучения структуры доменных границ применяют еще магнитную силовую микроскопию [170, 171]. В этом случае достигается разрешение $\sim 0,1 \mu\text{м}$. Для этих же целей используются методы электронной микроскопии [172, 173], разрешение которых $\sim 1 \text{ нм}$. Исследовать доменные стенки в антиферромагнитных мультислойных пленках, где требуется еще большее разрешение, удалось путем применения растрового туннельного микроскопа со спиновой поляризацией [110].

Отличие анизотропии поверхностного слоя от анизотропии в объеме в монокристаллах $^{57}\text{FeVO}_3$ было обнаружено методом мессбауэровской дифракции в работе Лабушкина и др. [151], в которой изучалась зависимость интенсивности дифрагировавшего излучения от приложенного магнитного

поля. Оказалось, что на характер этой зависимости существенно влияет глубина проникновения гамма-квантов в образец. В точном резонансе на рефлексе (111) гамма-кванты проникали в кристалл на глубину менее 0,1 мкм. Путем расстройки резонанса глубину проникновения можно было увеличивать вплоть до всей толщины образца (30 мкм). В результате установлено, что поверхностные магнитные свойства ярко проявляются до глубин порядка 0,5 мкм. При глубинах ~ 1 мкм магнитные свойства бората железа уже практически не отличаются от объемных.

Интересные результаты по исследованию влияния межфазных границ Fe(110)/Ag, Fe(110)/MgO и Fe(110)/MnF₂ на магнитные свойства железных пленок были получены Тангом и др. [152], которые также использовали мессбауэровский метод. Чтобы мессбауэровская спектроскопия "работала", для синтеза пленок железа использовался изотоп ⁵⁶Fe, не дающий сигнала, а три слоя ионов с мессбауэровскими ядрами ⁵⁷Fe наращивались на разном расстоянии от межфазной границы. Определяя температурную зависимость сверхтонкого поля на ядре ⁵⁷Fe, можно получить температурную зависимость намагниченности железа. Для зондирующих слоев ⁵⁷Fe, расположенных на межфазных границах Fe(110)/Ag и Fe(110)/MgO авторы определили, что относительное изменение намагниченности пропорционально $T^{3/2}$. Такая зависимость характерна для намагниченности в объеме магнетика. Другой результат был получен для Fe(110)/MnF₂. В этом случае относительное изменение намагниченности оказывалось линейным по температуре. Линейная зависимость наблюдалась и тогда, когда зондирующие слои находились в железной пленке на расстоянии до десяти атомных слоев от межфазной границы. Объяснение этим фактам было найдено в рамках теории Радо [52] (см. выше). Экспериментальные результаты для Fe(110)/MnF₂ позволили авторам [152] получить $K_{SS} \approx 6$ эрг/см² (см. (2.3)). Большая величина K_{SS} в соответствии с [52] и обеспечивает наблюдаемую линейную зависимость намагниченности, которая, видимо, характерна для поверхности.

Отметим еще один изящный метод исследования поверхностных

эффектов в магнетиках – спектроскопию электронного захвата, развиваемый в работах Рау с сотрудниками [122 - 124]. Суть метода состоит в захвате спин-поляризованных электронов быстрыми (с энергией ~ 150 кэВ) дейтронами при больших углах падения последних, близких к 90° , так что дейтроны движутся почти параллельно поверхности магнетика. При угле падения $\varphi = 89,8^\circ$ дейтроны приближаются к поверхности на расстояние $1 \div 2 \text{ \AA}$. Таким образом, ионы зондируют только экспоненциальный хвост электронных волновых функций самого верхнего слоя атомов магнетика. Если дейтрон захватывает один электрон с поверхности, образуется дейтерий (D^0). Дальний магнитный порядок на поверхности определяется электронной поляризацией атомов D^0 :

$$P = \frac{n^+ - n^-}{n^+ + n^-},$$

где n^+ и n^- – число захваченных электронов с ориентацией спинов в направлении внешнего магнитного поля и против поля. Два близко расположенных электрона (на расстоянии друг от друга $\sim 10 \div 20 \text{ \AA}$) могут захватываться одним ионом D^+ с образованием иона D^- . В стабильном состоянии D^- содержит два S-электрона со спинами $+1/2$ и $-1/2$. Поэтому ион D^- может быть образован захватом двух электронов с антипараллельными спинами. Очевидно, что двухэлектронный захват будет сильно подавляться существованием ближнего ферромагнитного порядка, при котором электронные спины преимущественно параллельны. Таким образом, ближний магнитный порядок на поверхности определяется соотношением числа ионов D^+ и D^- .

2.2 Образцы и экспериментальные методики

Задача исследования поверхностного магнетизма бората железа привела к необходимости синтеза изометричных кристаллов FeVO_3 , обладающих набором небазисных граней [174, 175]. Традиционно монокристаллы бората железа выращиваются методом кристаллизации из раствора в расплаве. Этим способом обычно получают тонкие пластинки FeVO_3 толщиной $50 \div 100$ мкм, поверхность которых параллельна базисной плоскости. Для получения объемных монокристаллов бората железа мы разработали и применили метод синтеза из газовой фазы (см. гл. 9). Синтезированные образцы имели грани следующих типов: $(10\bar{1}4)$, $(11\bar{2}0)$, $(11\bar{2}3)$, $(01\bar{1}2)$ и $(0001)^*$.

Все эксперименты проводились на плоских зеркальных гранях площадью $5 \div 20$ мм². Отметим, что среди граней типа $(01\bar{1}2)$ зеркальных обнаружить не удалось. Это исключило возможность их исследования с помощью магнитооптики. Тип граней определялся методом оптической гониометрии и уточнялся рентгенографически. С помощью рентгеноструктурного анализа проверялось соответствие параметров решетки кристаллов литературным данным [2]. Расхождение составило менее 0,01%. Для оценки степени совершенства кристаллов использовался рентгеновский метод дифракционного отражения (кривых качания). Полуширина кривых на разных гранях составила $10 \div 40$ угловых секунд, что свидетельствует о хорошем качестве образцов. Электронная микроскопия позволила установить, что в приповерхностной области кристаллов нет включений посторонних химических элементов, которые используются при синтезе.

* Индексы граней указаны в гексагональной системе координат: оси x_h и y_h образуют угол 120° и направлены вдоль осей второго порядка, лежащих в базисной плоскости кристалла, ось z направлена вдоль z_z [3].

Доменная структура на поверхности кристаллов FeVO_3 и ее поведение в магнитном поле изучались методом порошковых фигур (магнитной суспензии) Биттера [176]. Поскольку суспензия втягивается в области неоднородного распределения магнитного поля, то с ее помощью можно визуализировать картину доменных границ на поверхности кристалла, вблизи которых локализуются неоднородные магнитные поля рассеяния.

Эффективным средством изучения поверхностных магнитных свойств кристаллов являются отражательные магнитооптические эффекты, в частности, эффекты Керра. Использование различных эффектов Керра позволяет изучать полевые зависимости всех трех компонент намагниченности на поверхности образцов.

Магнитооптическое исследование кристаллов FeVO_3 проводилось путем измерения экваториального (ЭЭК) и полярного (ПЭК) эффектов Керра. ЭЭК состоит в изменении интенсивности света, отраженного от ферромагнетика при его намагничивании, его величина определяется относительным изменением интенсивности отраженного света: $\delta = \frac{I - I_0}{I_0} = \frac{\Delta I}{I_0}$, где I_0 и I – интенсивности света, отраженного размагниченным и намагниченным ферромагнитным зеркалом, соответственно. Величина δ пропорциональна компоненте намагниченности, лежащей в плоскости зеркала перпендикулярно плоскости падения света. ПЭК состоит в повороте плоскости поляризации отраженного света при намагничивании кристалла. Его величина, определяемая углом этого поворота, пропорциональна перпендикулярной к плоскости ферромагнитного зеркала составляющей намагниченности. Поворотом анализатора на некоторый угол по отношению к поляризатору измерение угла поворота плоскости поляризации можно свести к измерению относительного изменения интенсивности отраженного света.

Поскольку эффекты Керра пропорциональны компонентам намагниченности, а глубина формирования магнитооптического сигнала очень мала ($\sim 10^{-2}$ мкм, [177, 178]), то с помощью магнитооптических эффектов

можно измерять кривые намагничивания тонкого приповерхностного слоя образца.

Во многих случаях задача измерения магнитооптического сигнала наиболее эффективно может быть решена путем применения динамического (модуляционного) метода [179]. Сущность динамического метода, используемого в этой работе, состоит в следующем. Переменное магнитное поле, создаваемое электромагнитом, перемагничивает образец со звуковой частотой ($70 \div 100$ Гц). Интенсивность отраженного света, которая вследствие перемагничивания образца изменяется с этой же частотой, фиксируется фотоприемником. Величина постоянной составляющей фототока измеряется гальванометром, а величина переменной составляющей – с помощью резонансного усилителя и синхронного детектора. Применение динамического метода дает возможность устранить влияние флуктуаций фототока (при постоянном световом потоке) и влияние колебаний интенсивности света от источника на инфранизких частотах, что позволяет увеличить чувствительность установки на $2 \div 3$ порядка по сравнению со статическим методом.

В работе использовалась динамическая магнитооптическая установка с автоматической регистрацией сигнала [180]. Для исследований в области низких температур применялся вакуумный оптический криостат (рис. 2.3). От комнатной температуры до точки Нееля ($T_N = 348$ К) измерения выполнялись в продувном термостате в потоке подогреваемого воздуха (рис. 2.4). Температура определялась медь-константановой термопарой, расположенной непосредственно у образца.

Измерения магнитных свойств в объеме кристаллов проводились на компенсационной установке, которая состояла из соленоида и двух измерительных катушек. Измерительные катушки включались навстречу друг другу и помещались в соленоид, через который пропускался ток звуковой частоты (93 Гц). Сигнал, возникающий при помещении образца в одну из катушек, измерялся резонансным усилителем и регистрировался самописцем.

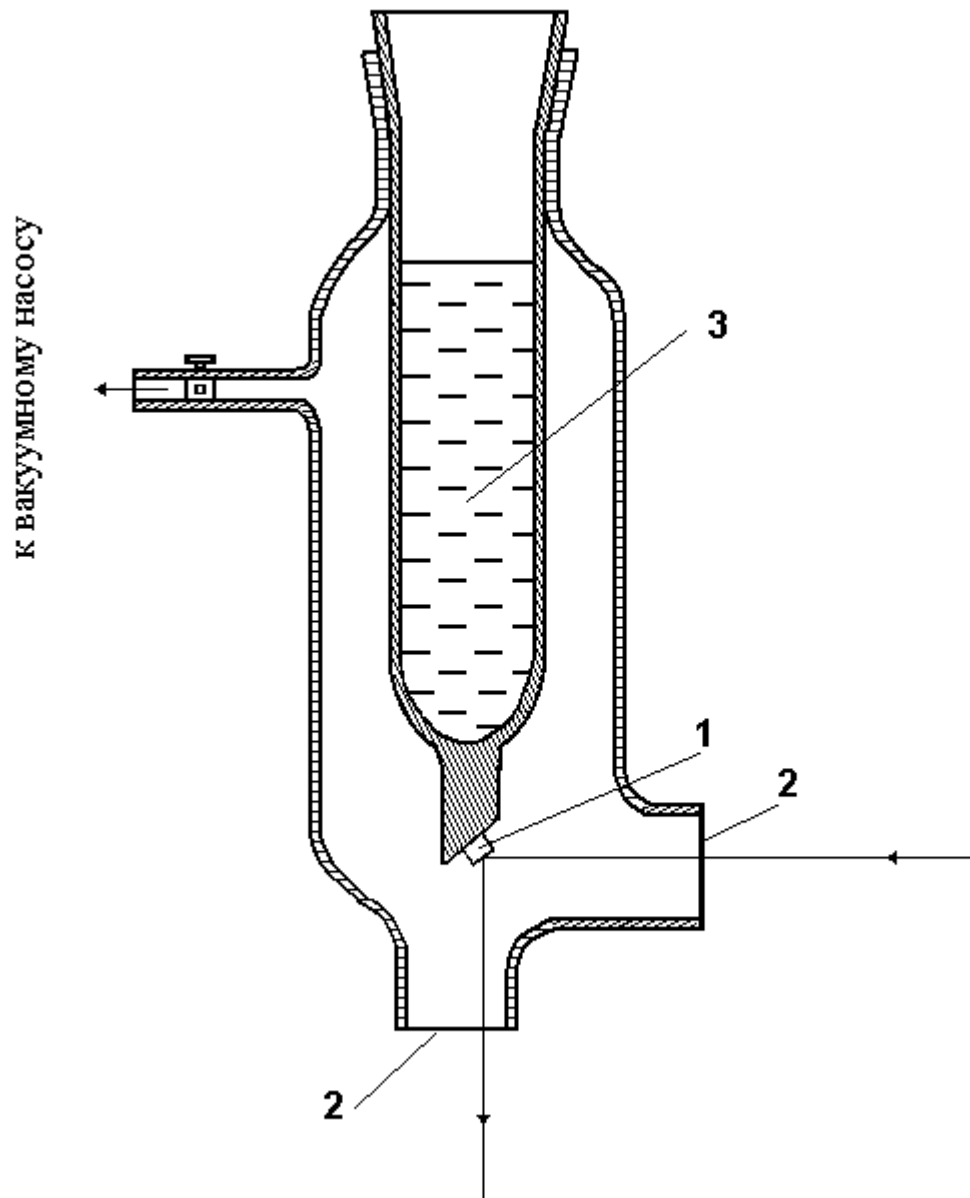


Рис. 2.3
Вакуумный оптический криостат:
1 – исследуемый образец;
2 – кварцевые стекла;
3 – жидкий азот

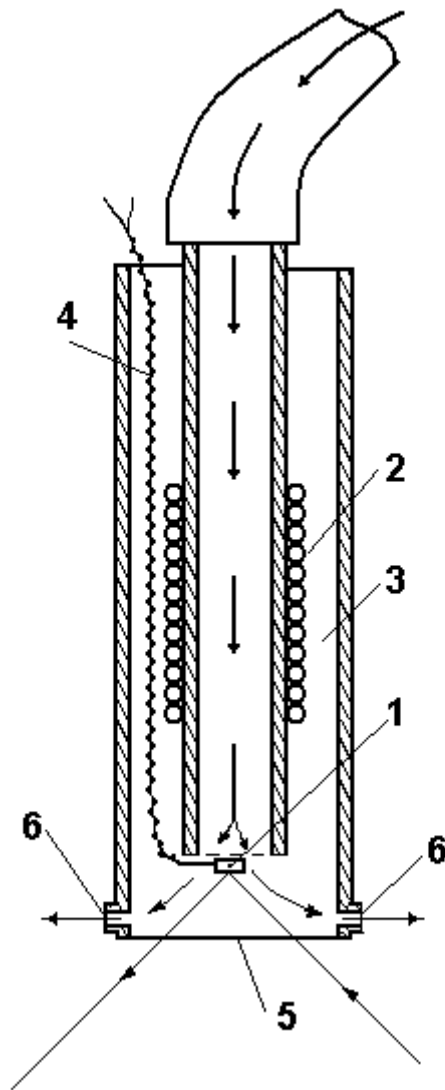


Рис. 2.4

Продувной термостат:

1 – образец; 2 – спираль для подогрева воздуха; 3 – теплоизоляция; 4 – термопара; 5 – кварцевое стекло; 6 – отверстие для выхода воздуха

2.3 Лабиринтная доменная структура и ее исследование методом Биттера. Поверхностная одноосная магнитная анизотропия

На естественных небазисных гранях монокристаллов бората железа методом порошковых фигур (магнитной суспензии) Биттера наблюдалась лабиринтная доменная структура, сходная с доменной структурой тонкопленочных ЦМД-содержащих материалов [176]. На рис. 2.5 приведены фотографии доменной структуры на грани $(11\bar{2}0)$, перпендикулярной базисной плоскости, при различных значениях магнитного поля. Поле создавалось катушками Гельмгольца, и было направлено перпендикулярно исследуемой грани. В отсутствие магнитного поля наблюдалась лабиринтная доменная структура (рис. 2.5а). Ширина лабиринта – примерно 30 мкм. По мере увеличения поля лабиринтная структура превращалась в набор изолированных гантелевидных и цилиндрических доменов (рис. 2.5 б,в). Величина магнитного поля коллапса (исчезновения) доменов для различных граней лежит в приблизительно пределах $50 \div 70$ Э. Толщина образца не оказывает заметного влияния на доменную структуру. Например, доменная структура на естественной поверхности тонкой пластины FeVO_3 толщиной ~ 150 мкм, отрезанной от массивного образца, оказалась практически такой же, какой она была на поверхности кристалла до того, как пластину отрезали. Для появления лабиринтной доменной структуры необходимо наличие перпендикулярной магнитной анизотропии. Так как в объеме кристаллов из-за условий симметрии одноосной анизотропии в базисной плоскости нет, то естественно предположить, что на небазисных гранях бората железа имеется поверхностная магнитная анизотропия.

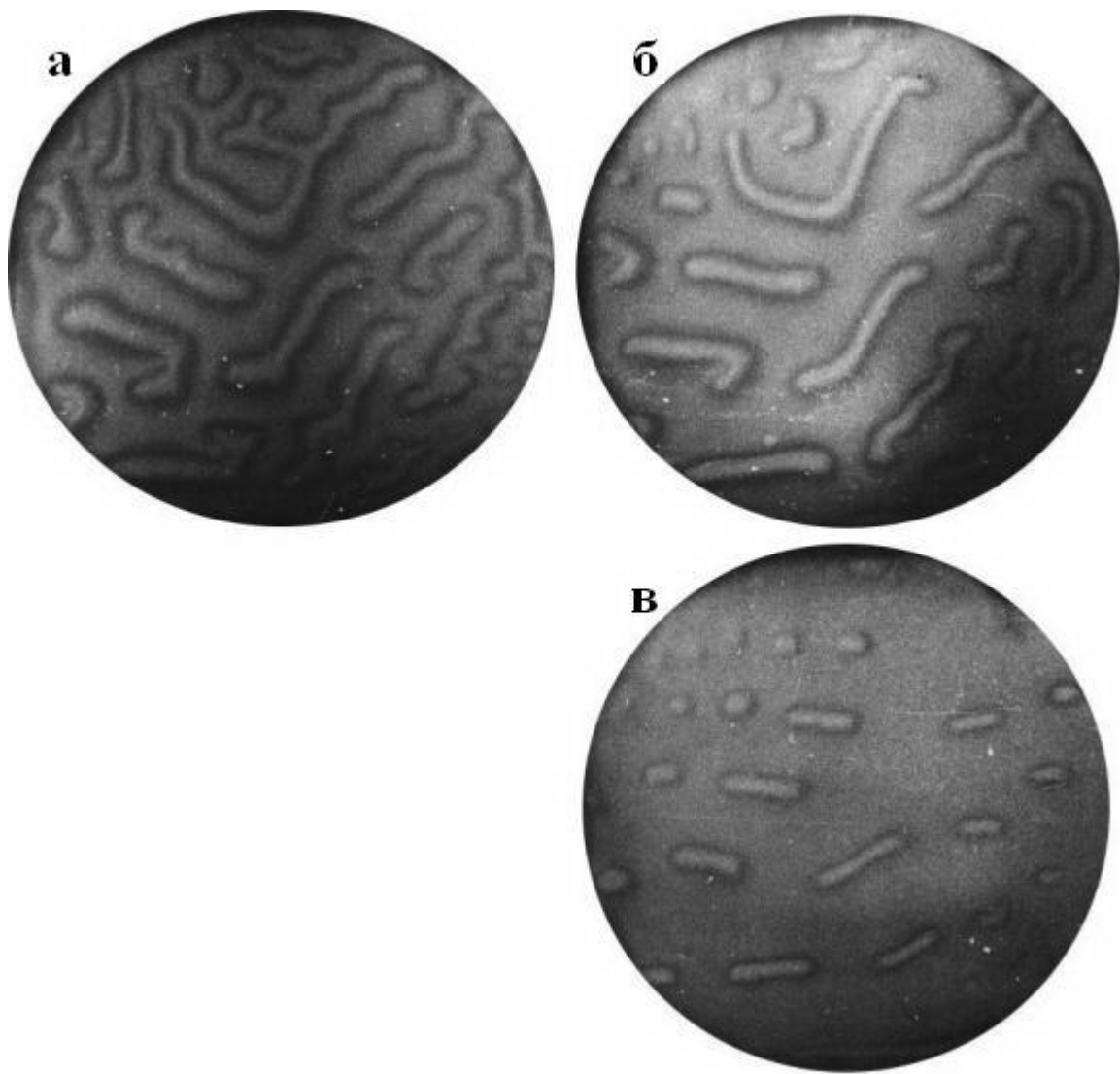


Рис. 2.5

Доменная структура на грани $(11\bar{2}0)$:

а – $H = 0$; б – $H = 11\text{Э}$; в – $H = 45\text{Э}$

2.4 Исследование поверхностного магнетизма методом магнитооптических отражательных эффектов Керра

Количественные исследования поверхностной анизотропии бората железа удалось осуществить магнитооптическим методом [181 - 184]. В этом пункте приводятся результаты экспериментов, выполненных при комнатной температуре на гранях типа $(10\bar{1}4)$, $(11\bar{2}0)$, $(11\bar{2}3)$ и (0001) .

На рис.2.6 представлена спектральная зависимость ЭЭК, измеренная на грани $(10\bar{1}4)$ кристалла FeVO_3 в диапазоне энергий фотонов $\hbar\omega=2\div 5$ эВ. Переменное синусоидальное магнитное поле с амплитудой $H = 400$ Э прикладывалось в плоскости исследуемой грани в направлении $[42\bar{6}\bar{1}]$, перпендикулярном линии пересечения граней $(10\bar{1}4)$ и (0001) . Спектральная зависимость ЭЭК на небазисных гранях объемных кристаллов практически совпадает с аналогичной зависимостью, измеренной в работе [185] в диапазоне энергий $\hbar\omega = 2 \div 3,8$ эВ на пластинчатых кристаллах, поверхность которых параллельна базисной плоскости. Кроме ранее наблюдавшихся пиков при $\hbar\omega = 2,8$ и $3,5$ эВ [185], на спектральной кривой ЭЭК имеются особенности, соответствующие энергиям $4,1$ эВ, $4,3$ эВ, $4,6$ эВ и 5 эВ.

Угловая зависимость ЭЭК, полученная на грани $(10\bar{1}4)$ при $\hbar\omega = 3,3$ эВ в поле $H = 50$ Э, показана на рис.2.7 (кривая 1). Угол χ , определяющий ориентацию поля в плоскости грани, отсчитывается от линии пересечения плоскостей $(10\bar{1}4)$ и (0001) . Кривая 2 представляет собой зависимость от χ проекции намагниченности на направление поля $H = 50$ Э в объеме образца при его вращении в плоскости $(10\bar{1}4)$. Кривая 3 измерена аналогично кривой 2 в поле $H = 500$ Э, в котором образец намагничивался до насыщения. Проекция спонтанной намагниченности в объеме на поле при $\chi = \pi/2$ составляет в последнем случае $0,75M$ (см. рис.2.7, кривая 3), что согласуется с расчетным значением $0,74M$.

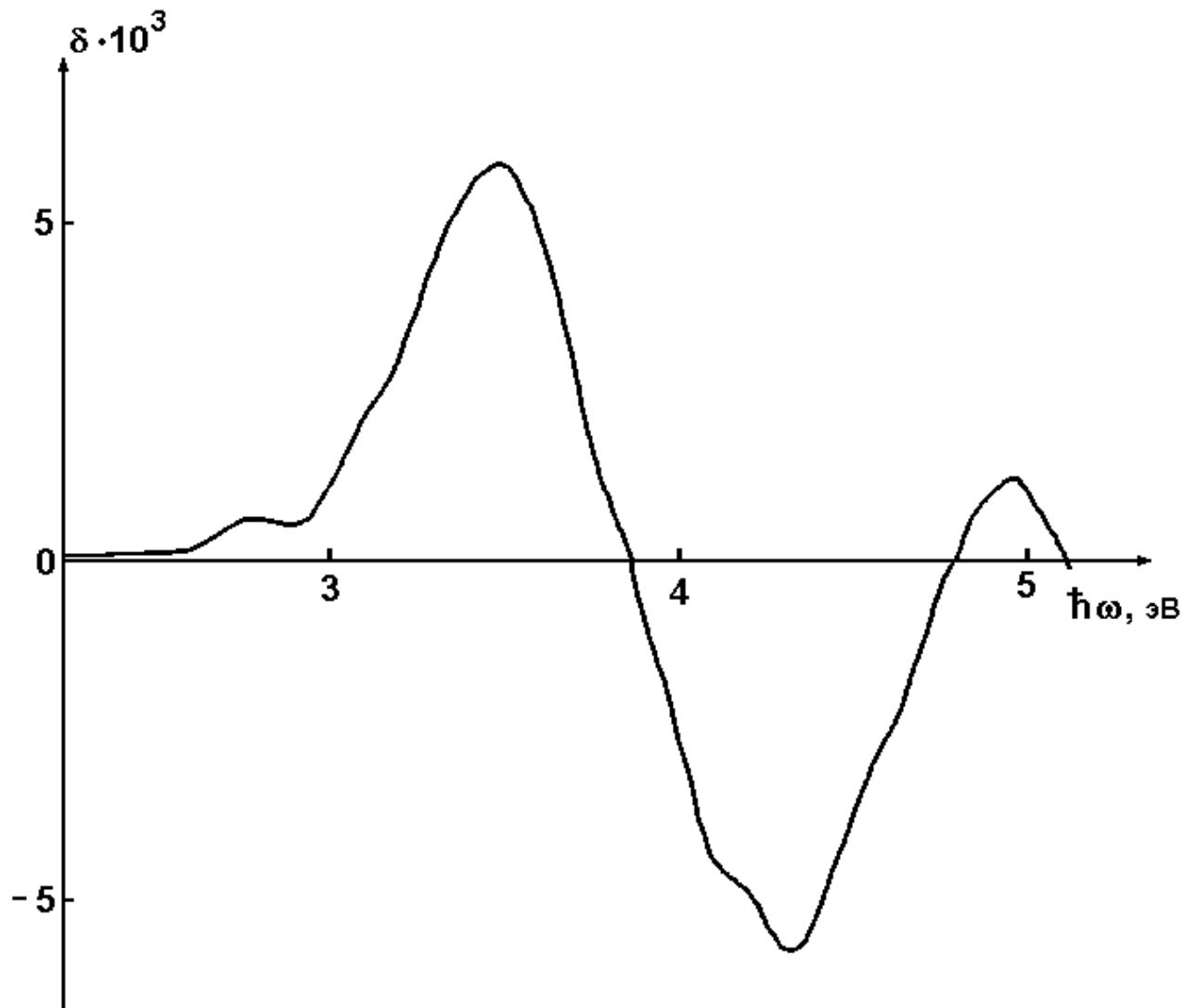


Рис. 2.6

Спектральная зависимость ЭЭК (δ) на грани (1014) кристалла FeVO_3 .

Поле \mathbf{H} ортогонально линии пересечения граней (1014) и (0001).

Угол падения света здесь и далее равен 55° ($T = 300 \text{ K}$)

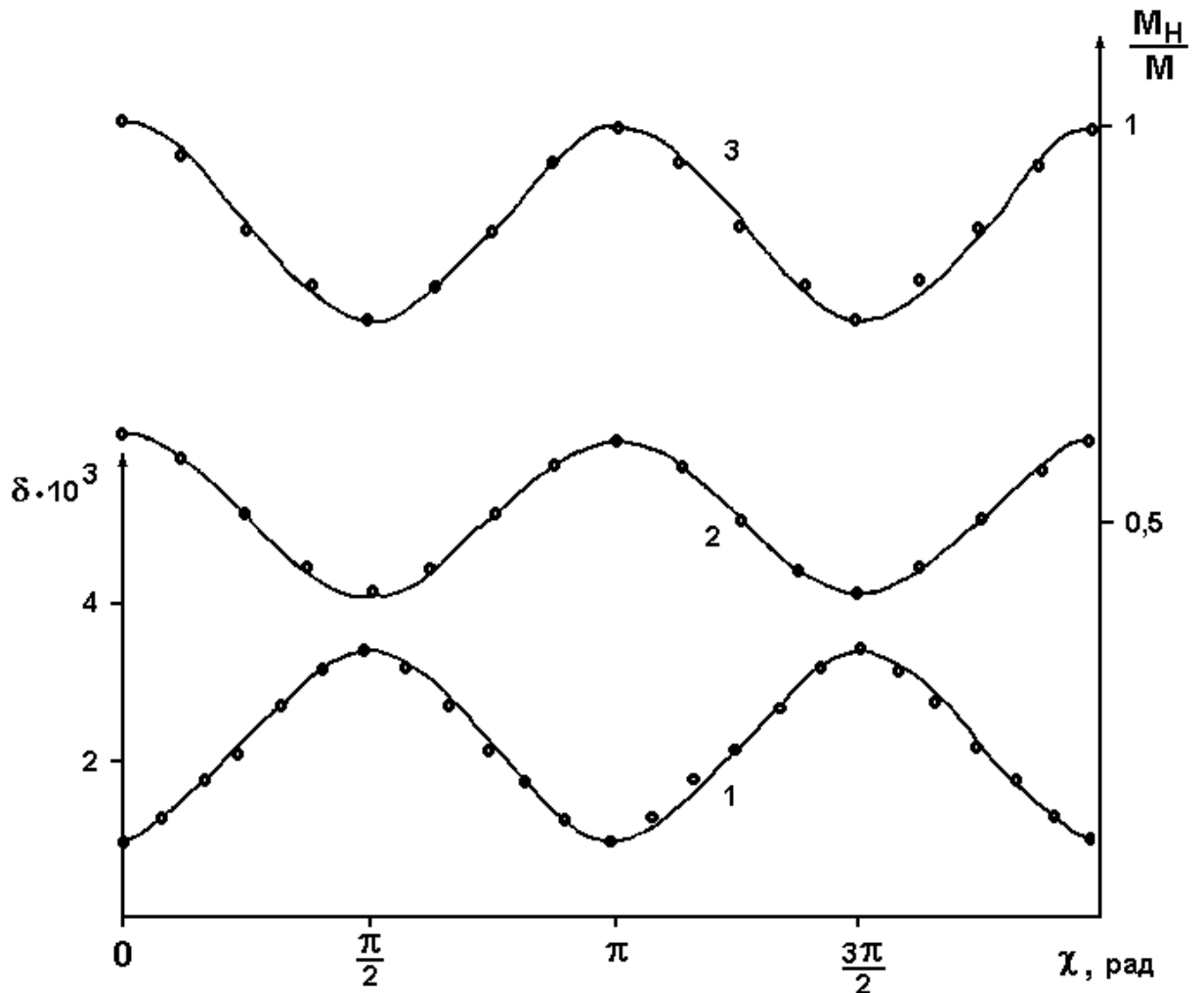
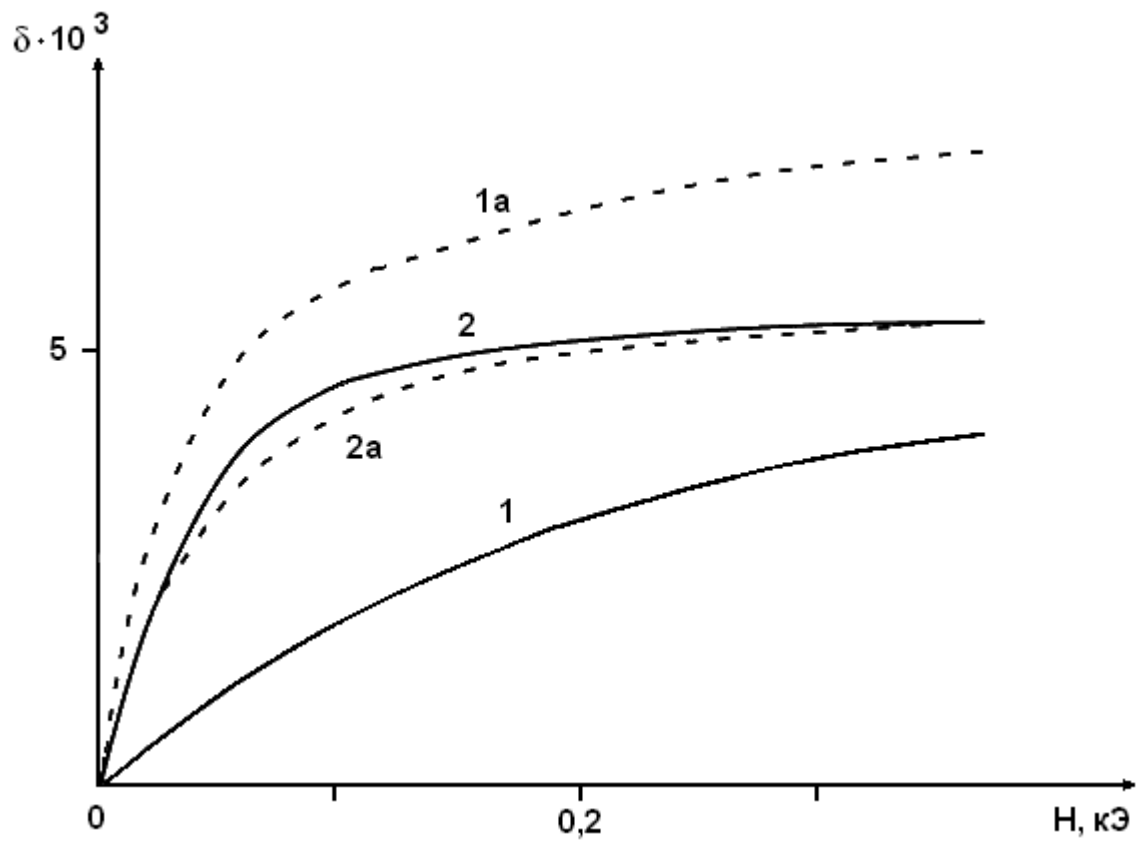


Рис. 2.7

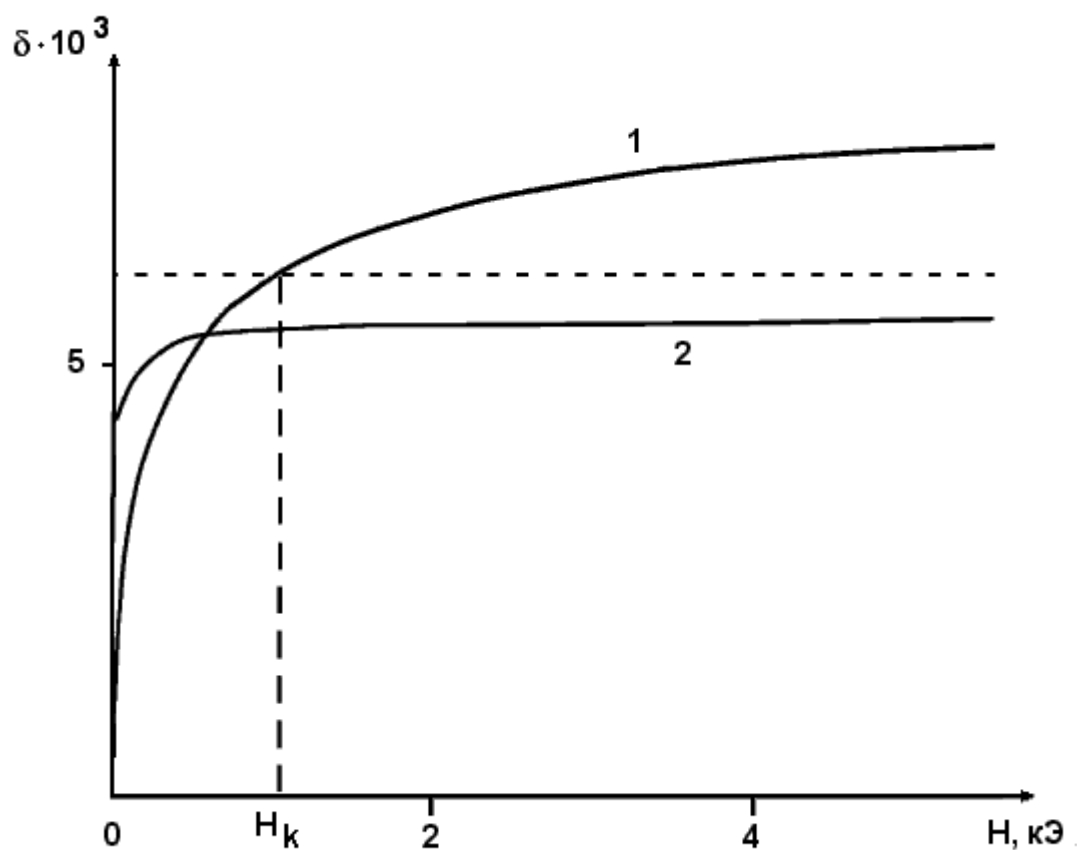
Угловая зависимость ЭЭК ($\hbar\omega = 3,3$ эВ) на грани $(10\bar{1}4)$ в поле $H = 50$ Э – кривая 1; угловые зависимости проекции объемной намагниченности на направление поля H при вращении образца в плоскости $(10\bar{1}4)$ в полях $H = 50$ и 500 Э – кривые 2 и 3, соответственно

Рис. 2.7 демонстрирует существенные различия в поведении намагниченности на поверхности и в объеме кристалла (ср. кривые 1 и 2, измеренные в одинаковом поле). Существование угловой зависимости для объемной намагниченности обусловлено тем, что в процессе вращения образца в плоскости грани $(10\bar{1}4)$ намагниченность, следуя за полем, из-за условий симметрии всегда остается в базисной плоскости (0001) [3]. Различие же величин отношений намагниченности в максимуме и минимуме для кривых 2 и 3 связано, по-видимому, с тем обстоятельством, что образец не намагничивается до насыщения в поле $H = 50$ Э (кривая 2). Кривые 2 и 3 демонстрируют, что максимального значения проекция намагниченности в объеме достигает при $\chi = 0$, когда поле параллельно плоскости (0001) , а минимального – при $\chi = \pi/2$, когда угол между полем и плоскостью (0001) максимален. В отличие от объема, максимальное значение ЭЭК наблюдается при $\chi = \pi/2$ а минимальное при $\chi = 0$. Отсюда можно заключить, что в приповерхностной области грани $(10\bar{1}4)$ существует одноосная магнитная анизотропия. ЛО в плоскости этой грани имеет направление $[42\bar{6}\bar{1}]$, перпендикулярное линии пересечения граней $(10\bar{1}4)$ и (0001) .

На рис.2.8 приведены полевые зависимости ЭЭК для направлений поля вдоль ТО ($\chi = 0$ – кривая 1) и ЛО ($\chi = \pi/2$ – кривая 2) для грани $(10\bar{1}4)$. В направлении ЛО намагничивание поверхности практически завершается в поле $H \sim 300$ Э, а в направлении ТО ЭЭК достигает насыщения в поле $H \sim 4$ кЭ. Как и следовало ожидать, при $\chi = 0$ максимальное значение эффекта превышает ЭЭК в направлении $\chi = \pi/2$. Действительно, поскольку максимальная величина проекции намагниченности на направление ЛО равна $M_H = 0,74M$, максимальное значение ЭЭК вдоль ЛО должно составлять 74% от максимального значения вдоль ТО.



a



б

Рис. 2.8

Полевые зависимости ЭЭК ($\hbar\omega = 3,3$ эВ) на грани $(10\bar{1}4)$ при $T = 300$ К, полученные при намагничивании вдоль ТО (кривая 1) и ЛО (кривая 2).

На рис. 2.8 а (слабые поля) пунктирные линии 1а и 2а – кривые намагничивания в объеме в относительных единицах (кривые 1 и 1а, 2 и 2а соответствуют одинаковым направлениям намагничивающего поля)

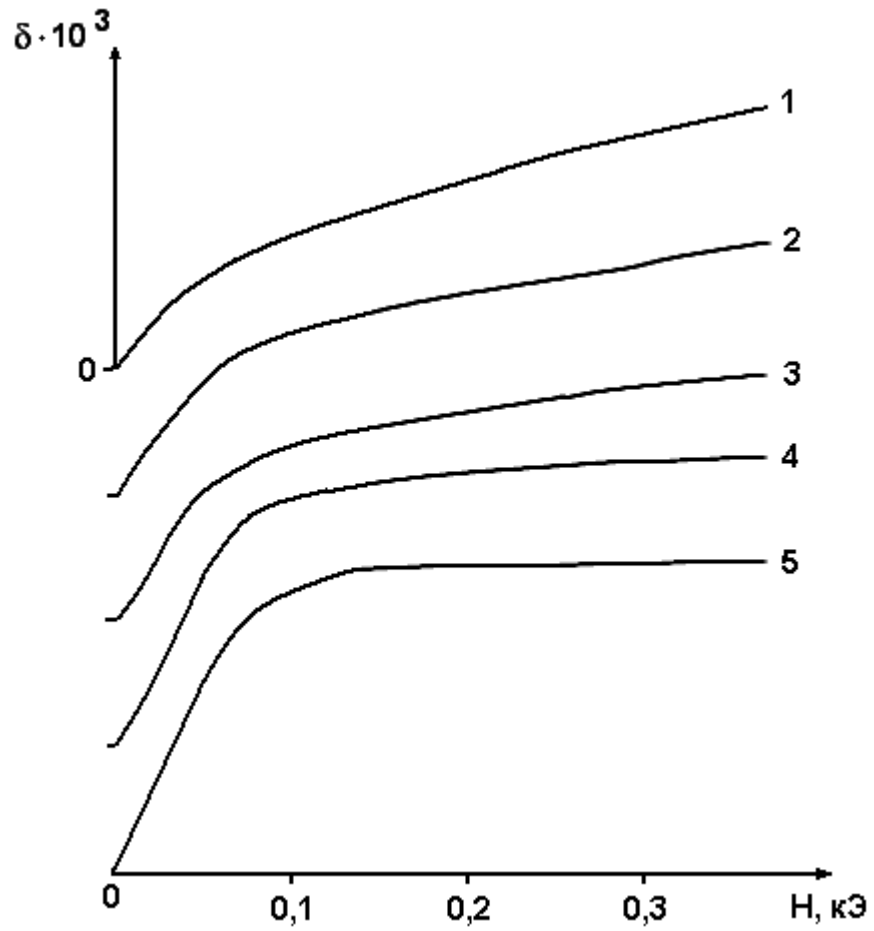


Рис. 2. 9

Полевые зависимости ЭЭК ($\hbar\omega = 3,3$ эВ) на грани $(10\bar{1}4)$

при намагничивании вдоль направлений $\chi = 15^\circ - 1$;

$\chi = 30^\circ - 2$; $\chi = 45^\circ - 3$; $\chi = 60^\circ - 4$; $\chi = 75^\circ - 5$

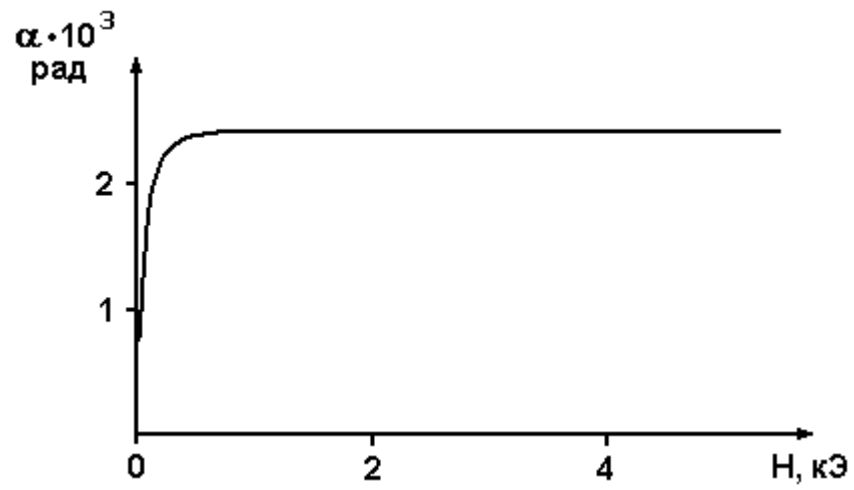


Рис. 2.10

Полевая зависимость ПЭК на грани $(10\bar{1}4)$ при $\hbar\omega = 3,3$ эВ

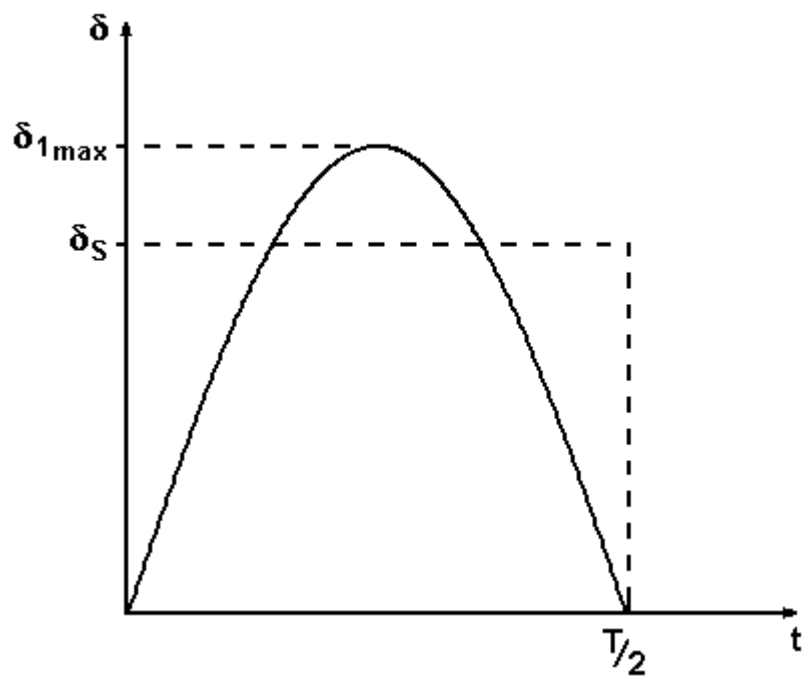


Рис. 2.11

Соотношение величины первой гармоники и полного магнитооптического сигнала в насыщении

Полевые зависимости ЭЭК на грани $(10\bar{1}4)$, демонстрирующие намагничивание поверхности в промежуточных между ЛО и ТО направлениях в плоскости $(10\bar{1}4)\chi = 15^\circ, 45^\circ, 60^\circ, 75^\circ$, приведены на рис.2.9.

На рис.2.10 представлена полевая зависимость ПЭК ($\hbar\omega = 3,3$ эВ) на грани $(10\bar{1}4)$. Величина эффекта пропорциональна нормальной к грани составляющей намагниченности, максимальное значение которой равно $M \cdot \sin 42^\circ = 0,67M$. Спектральная зависимость ПЭК близка по форме к спектральной зависимости ЭЭК (см. рис 2.6). Насыщение ПЭК происходит в поле ~ 300 Э, что согласуется с результатами измерения компонент намагниченности в плоскости $(10\bar{1}4)$ методом ЭЭК (см. рис.2.8, кривые 2).

Результаты, представленные на рис. 2.7, 2.8, 2.9, 2.10, позволяют утверждать, что на грани $(10\bar{1}4)$ бората железа существует поверхностная одноосная магнитная анизотропия. Намагниченность на поверхности грани в отсутствие поля лежит в базисной плоскости вдоль направления $[21\bar{3}0]$, перпендикулярного линии пересечения граней $(10\bar{1}4)$ и (0001) .

В процессе изучения намагниченности тонкого приповерхностного слоя кристалла измерялась амплитуда первой гармоники магнитооптического сигнала в зависимости от амплитуды синусоидально изменяющегося магнитного поля. С увеличением амплитуды поля форма магнитооптического сигнала приближается к прямоугольной. В пределе больших полей амплитуда первой гармоники оказывается в $4/\pi$ раз больше высоты прямоугольника, соответствующего насыщению ЭЭК (рис. 2.11):

$$\delta_{1\max} = \frac{\int_0^{T/2} \sin \omega t dt}{\int_0^{T/2} \sin^2 \omega t dt} \delta_s = \frac{4}{\pi} \delta_s. \quad (2.5)$$

Таким образом, кривая 1 на рис.2.8 б, соответствующая первой гармонике, затянута примерно на 27% выше уровня истинного насыщения ЭЭК. Проведя горизонтальную прямую на высоте истинного насыщения (пунктир на рис.2.8 б), мы можем приблизительно оценить поле насыщения (критическое поле) H_k в направлении ГО для грани $(10\bar{1}4)$. Как видно из рисунка, оно оказывается равным ≈ 1 кЭ.

Эффект затягивания, связанный с регистрацией первой гармоники, должен иметь место для всех кривых намагничивания, в том числе и для кривых намагничивания объема (рис.2.8а, кривые 1а и 2а), измеряемых индукционным методом.

Результаты исследования поверхностной магнитной анизотропии на грани $(11\bar{2}0)$ при комнатной температуре показаны на рис.2.12. Эта грань составляет с базисной плоскостью угол 90° . Представлены кривые намагничивания приповерхностной области этой грани для двух направлений внешнего поля: в плоскости грани параллельно линии пересечения (0001) и $(11\bar{2}0)$ (направление $[\bar{1}100]$, кривая 1) и перпендикулярно грани (направление $[11\bar{2}0]$, кривая 2), измеренные с помощью ЭЭК к ПЭК, соответственно. Пунктиром на рис. 2.12 показаны кривые намагничивания объема в относительных единицах (кривые 1а и 2а) для тех же направлений поля, при которых измерены кривые намагничивания поверхности. Из рисунка видно, что намагничивание поверхности для двух направлений происходит в приблизительно одинаковых полях. Кроме того, кривые намагничивания поверхности и объема слабо отличаются друг от друга (ср. кривые 1 и 1а при намагничивании в плоскости грани и кривые 2 и 2а при намагничивании перпендикулярно грани). Таким образом, с точностью, определяемой величинами полей размагничивания (~ 100 Э), поверхностная анизотропия на грани $(11\bar{2}0)$ отсутствует.

Отсутствие поверхностной анизотропии на грани типа $(11\bar{2}3)$ демонстрирует рис.2.13, на котором представлены полевые зависимости ЭЭК.

Направление поля в плоскости грани задавалось углом χ , отсчитываемым от линии пересечения $(11\bar{2}3)$ и (0001) (направление $[\bar{1}100]$): $\chi = 0, 30^\circ, 60^\circ, 90^\circ$. Различие максимальных величин эффекта объясняется, как и ранее, различным значением проекции спонтанной намагниченности на направление поля. Грань $(11\bar{2}3)$ составляет с базисной плоскостью угол $64,4^\circ$. При намагничивании в направлении $\chi = 90^\circ$ (кривая 4) намагниченность ориентируется в направлении $[21\bar{3}0]$, перпендикулярном линии пересечения плоскостей $(11\bar{2}3)$ и (0001) . В этом случае проекция намагниченности на поле будет $M \cdot \cos 64^\circ \approx 0,43M$. При намагничивании же вдоль $\chi = 0$ (кривая 1) спонтанный магнитный момент совпадает по направлению с полем. Это хорошо согласуется с результатами измерений, представленными на рисунке: максимальное значение эффекта в направлении $\chi = 90^\circ$, составляет 43% от максимального значения в направлении $\chi = 0$.

Исследовалась, также, полевая зависимость ЭЭК на гранях (0001) тонких ($\sim 50\mu\text{м}$) базисных пластинок FeVO_3 , выращенных из раствора в расплаве (см. п.9.4). Кристаллы размером $5 \times 5 \text{ мм}^2$ имели хорошо различимые полосы роста. Намагничивание проводилось в двух направлениях: внешнее поле параллельно полосам роста (рис. 2.14 кривая 1) и в базисной плоскости перпендикулярно им (кривая 2). Влияние размагничивающего поля здесь исключается, так как в тонких кристаллах оно пренебрежимо мало. Из рис. 2.14 видно, что скольконибудь заметной поверхностной анизотропии в базисной плоскости нет. Отметим, что поверхностная анизотропия, связанная с ориентацией полос роста на базисных гранях гематита, наблюдалась в работе [180].

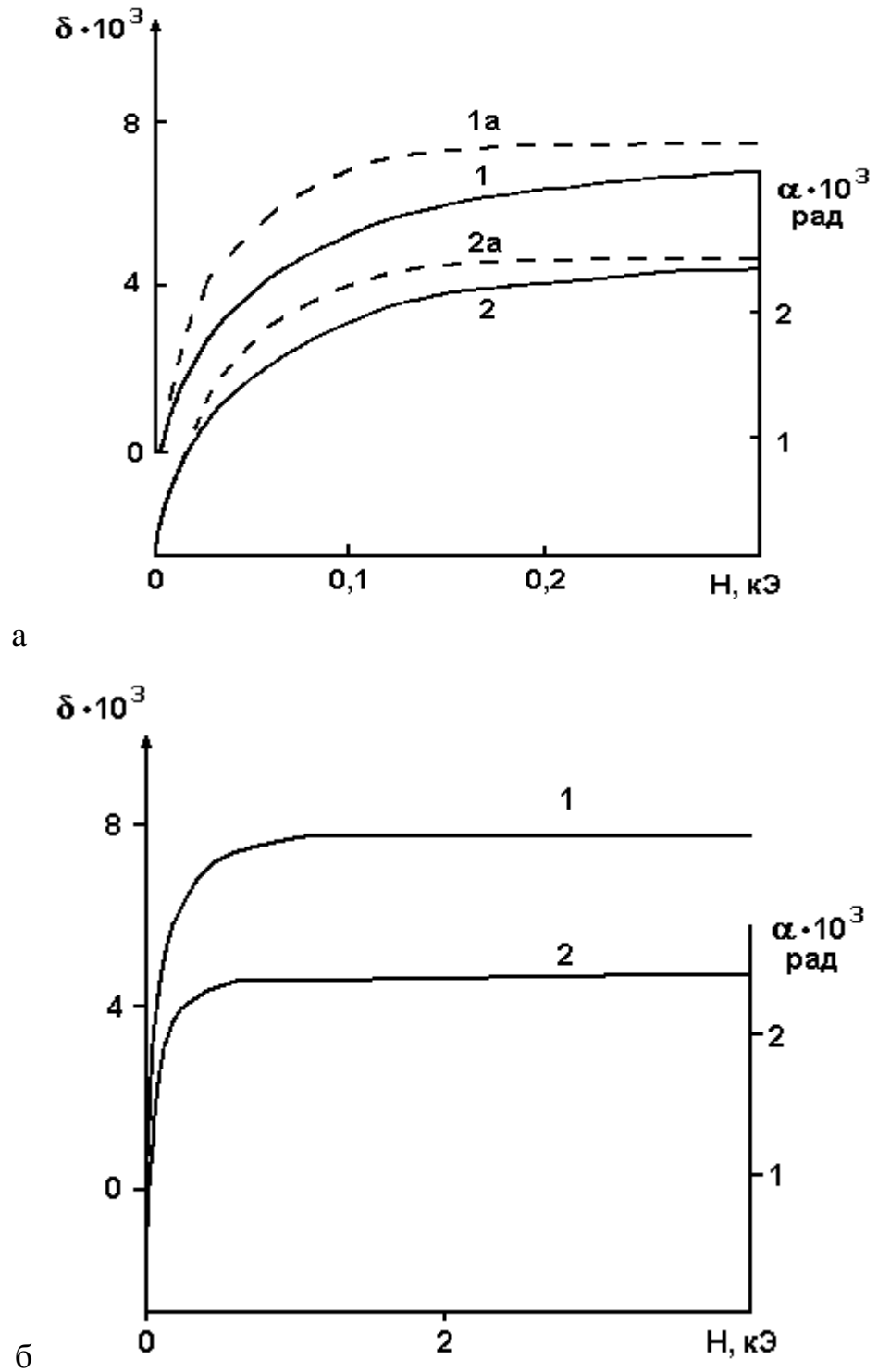


Рис .2.12

Полевые зависимости ЭЭК (δ) (кривые 1) и ПЭК (α) (кривые 2) на грани $(11\bar{2}0)$ при $\hbar\omega = 3,3$ эВ. Пунктирные линии – кривые намагничивания объема в относительных единицах (кривые 1 и 1а, 2 и 2а соответствуют одинаковым направлениям намагничивающего поля)

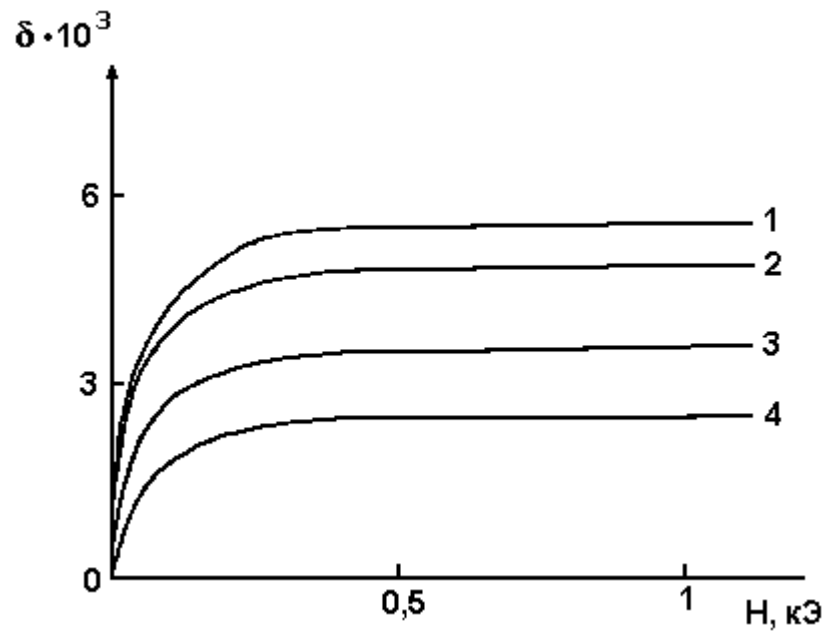


Рис. 2.13

Полевые зависимости ЭЭК ($\hbar\omega = 3,3$ эВ) на грани $(11\bar{2}3)$ вдоль направлений $\chi = 0 - 1$; $\chi = 30^\circ - 2$; $\chi = 60^\circ - 3$; $\chi = 90^\circ - 4$

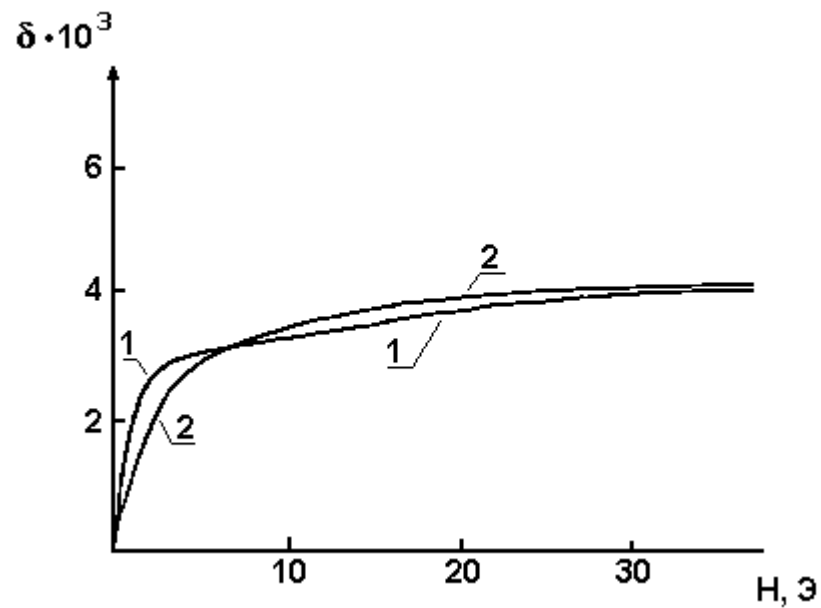


Рис. 2.14

Полевые зависимости ЭЭК ($\hbar\omega = 3,3$ эВ) на базисной грани (0001) тонкой пластины FeVO_3 для двух направлений внешнего поля, лежащего в плоскости (0001) : поле параллельно полосам роста – 1; поле перпендикулярно им – 2

2.5 Влияние температуры на кривые намагничивания поверхности

С целью изучения природы поверхностного магнетизма бората железа исследовалась температурная зависимость поверхностной анизотропии [183]. На грани $(10\bar{1}4)$ определялись полевые зависимости ЭЭК при различных температурах. Измерения проводились в спектральном максимуме эффекта ($\hbar\omega = 3,5$ эВ). Эксперимент показал, что с изменением температуры спектральные максимумы FeVO_3 смещаются незначительно. Намагничивание образца производилось в плоскости $(10\bar{1}4)$ в двух основных направлениях: вдоль линии пересечения исследуемой грани с базисной плоскостью и перпендикулярно этой линии. От азотной температуры до точки Нееля линия пересечения граней $(10\bar{1}4)$ и (0001) является осью трудного намагничивания. Поскольку образец помещался в криостат или термостат, то зазор используемого магнита должен был быть достаточно большим (24 мм) и поэтому максимальная амплитуда поля в зазоре составляла только 1кЭ . При намагничивании поверхности кристалла вдоль ТО этого поля, как правило, не хватало для достижения насыщения амплитуды первой гармоники магнитооптического сигнала. Поэтому для нормирования кривых полевой зависимости амплитуды первой гармоники, снятых вдоль ТО, измерялись соответствующие кривые вдоль ЛО, где насыщение достигалось во всех случаях. На рис. 2.15 изображены нормированные таким образом кривые полевой зависимости первой гармоники ЭЭК, полученные при намагничивании вдоль ТО для различных температур (сплошные линии). Для оценки полей насыщения H_k полного ЭЭК мы строили горизонтальные прямые, проходящие на высоте $\pi/4$ от уровня насыщения первой гармоники (см.п.2.4). Абсциссы точек пересечения этих прямых с кривыми намагничивания и дают приблизительные значения полей насыщения при соответствующих температурах. Полученная в результате температурная зависимость поля насыщения показана на рис. 2.16 точками. Сплошная кривая представляет собой температурную зависимость объемной намагниченности $M(T)$ кристалла

FeVO_3 (или намагниченности подрешеток $M_0(T)$) [6]. Рис. 2.16 можно использовать также для параметрического определения зависимости $H_k(M_0)$. Видно, что довольно хорошо выполняется соотношение $H_k \sim M_0$ (см. п. 3.5).

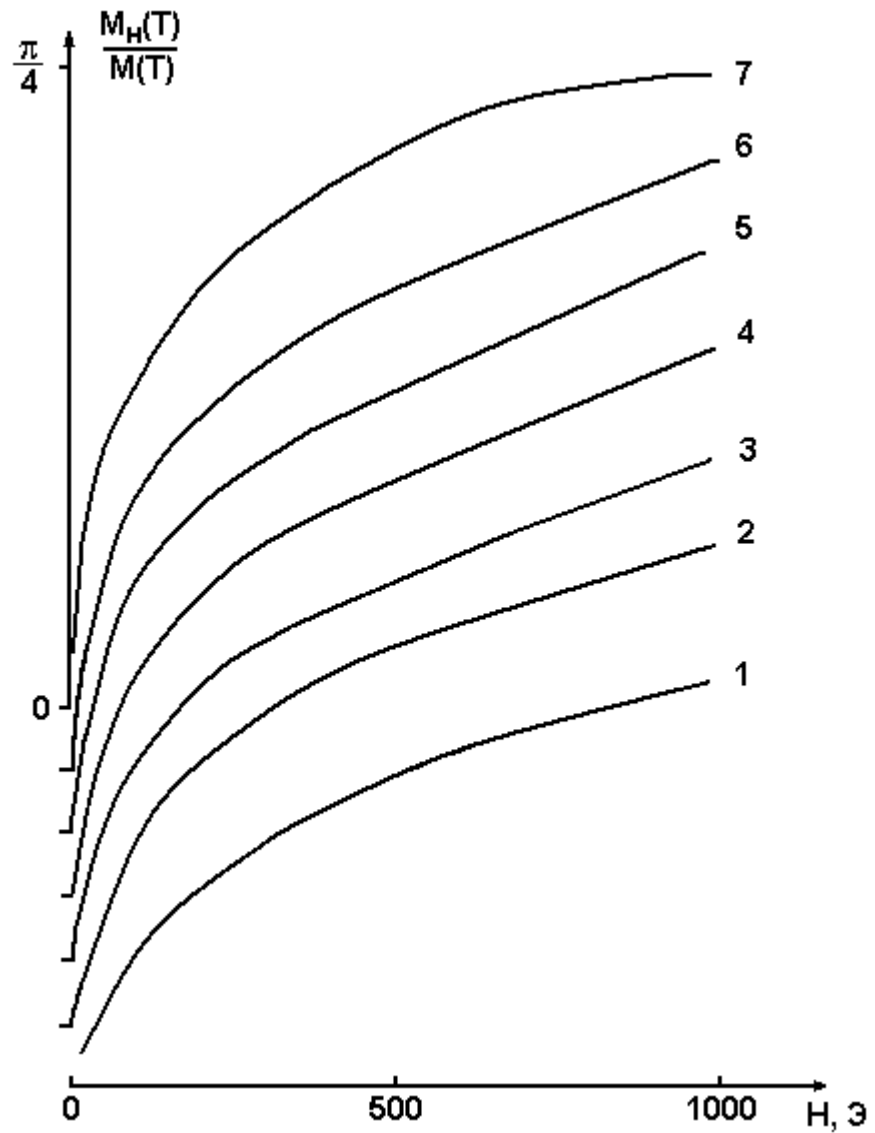


Рис.2.15

Кривые намагничивания приповерхностного слоя на грани $(10\bar{1}4)$
 в трудном направлении, измеренные с помощью ЭЭК
 при различных температурах: 77К – 1; 300К – 2;
 313К – 3; 323К – 4; 333К – 5; 338К – 6; 343К – 7

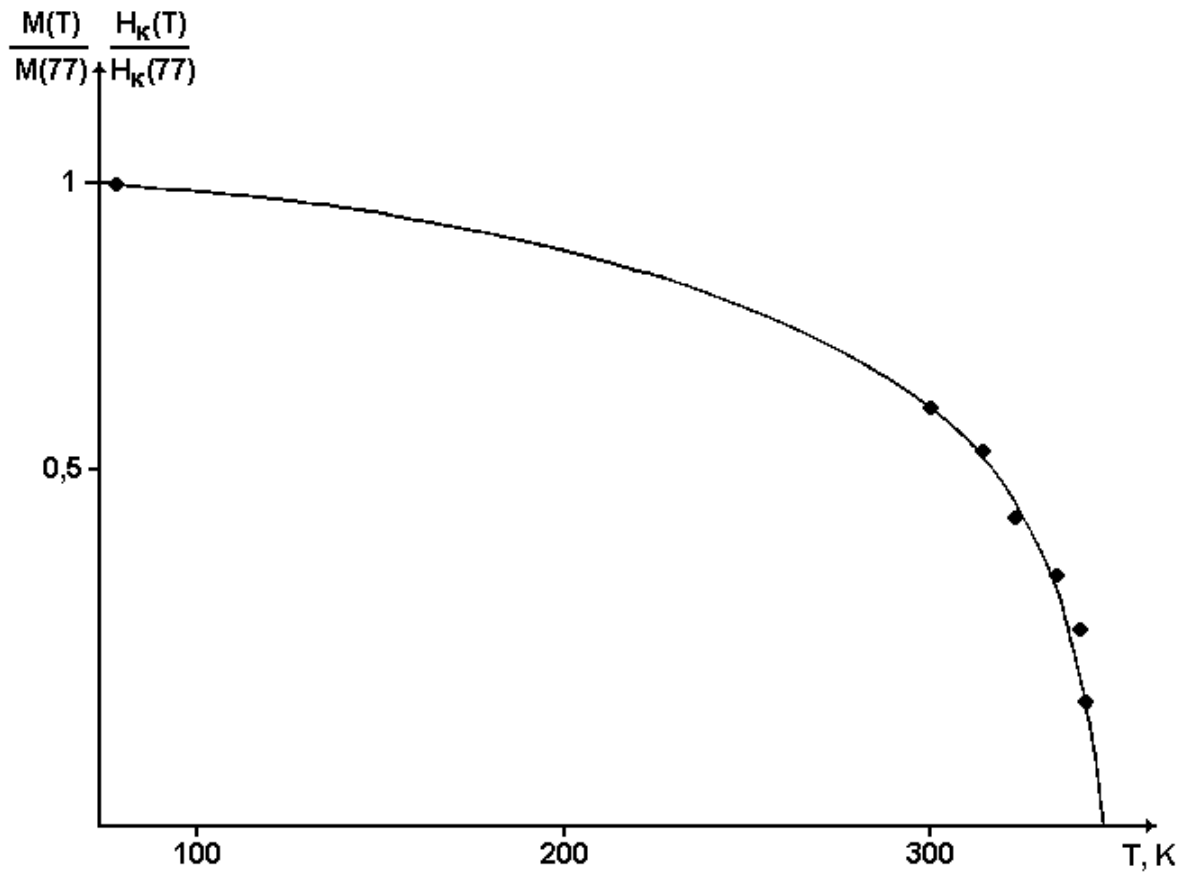


Рис.2.16

Температурная зависимость поля H_k – точки; температурная зависимость объемной намагниченности кристалла – сплошная линия [6]

Результаты и выводы главы 2

1. Проанализированы механизмы поверхностной магнитной анизотропии магнетиков. Рассмотрены современные экспериментальные методы исследования поверхностного магнетизма.

2. Обсуждены параметры используемых экспериментальных образцов – изометричных монокристаллов FeVO_3 . Рассмотрены экспериментальные методы, использованные для исследования поверхностного магнетизма бората железа: метод порошковых фигур Битера и магнитооптические отражательные эффекты Керра – ЭЭК и ПЭК.

3. На естественных небазисных гранях изометричных монокристаллов FeVO_3 методом порошковых фигур Битера обнаружена и исследована лабиринтная доменная структура, трансформирующаяся под действием магнитного поля в ЦМД. Такая доменная структура свидетельствует о существовании поверхностного магнетизма, обусловленного поверхностной анизотропией.

4. Изучение спектральных зависимостей магнитооптических эффектов Керра на небазисных гранях изометричных монокристаллов бората железа показало существование хорошо выраженных пиков 3,5эВ, 4,6эВ и 5эВ, что свидетельствует о возможности эффективного использования этих эффектов для исследования поверхностной анизотропии FeVO_3 . Показано, что угловая зависимость экваториального эффекта Керра при вращении в плоскости грани типа $(10\bar{1}4)$ существенно отличается от угловой зависимости объемной намагниченности в той же геометрии. Это отличие свидетельствует о существовании поверхностного магнетизма.

5. Методом магнитооптических эффектов Керра при комнатной температуре получены кривые намагничивания тонких приповерхностных слоев бората железа, свидетельствующие о существовании на гранях типа $(10\bar{1}4)$ значительной одноосной поверхностной анизотропии. Поле насыщения при намагничивании вдоль TO составляет $H_k \approx 1\text{кЭ}$. При намагничивании

вдоль ЛО процесс завершается в полях, сравнимых с полями размагничивания (~ 100 Э). На гранях типа $(11\bar{2}0)$ и $(11\bar{2}3)$ поверхностная анизотропия, определяемая с точностью до величин полей размагничивания, не обнаружена.

6. Методом ЭЭК установлено, что ориентации ЛО и ТО на грани $(10\bar{1}4)$ в температурном диапазоне от 77К до точки Неля остаются неизменными. Метод ЭЭК применен для построения кривых намагничивания вдоль ТО при различных температурах в этом диапазоне. Установлено, что температурная зависимость поля H_k совпадает с температурной зависимостью подрешеточной намагниченности кристалла.

Результаты, представленные в гл.2, опубликованы в работах [174 - 176, 181 - 184].

ГЛАВА 3

**ПОВЕРХНОСТНЫЙ МАГНЕТИЗМ БОРАТА ЖЕЛЕЗА.
ТЕОРИЯ. АНАЛИЗ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫХ РЕЗУЛЬТАТОВ**

3.1 Энергия поверхностной анизотропии

Изменение симметрии окружения магнитных ионов Fe^{3+} у поверхности приводит к изменению энергии этих ионов по сравнению с энергией таких же ионов в глубине кристалла. Вычислим вклад дальнедействующего магнитодипольного взаимодействия в энергию поверхностной магнитной анизотропии для всех типов небазисных граней, определив его как разность между магнитодипольной энергией ионов Fe^{3+} у поверхности и в глубине кристалла [181, 184]. Вычисления сводятся к процедуре, упрощенно иллюстрируемой рисунком 3.1. Достроим мысленно кристалл слоями ионов Fe^{3+} , параллельными рассматриваемой грани. Будем учитывать магнитодипольное взаимодействие между магнитными ионами на расстоянии до n слоев, на котором ионы еще "чувствуют" друг друга. Тогда избыточная энергия k -го слоя в приповерхностной области определится так:

$$\sigma_k = \sum_{i=0(i \neq k)}^{n+k} \sigma_{ki} - \left(\sum_{i=0(i \neq k)}^{n+k} \sigma_{ki} + \sum_{j=1}^{n-k} \sigma_{kj} \right) = - \sum_{j=1}^{n-k} \sigma_{kj}. \quad (3.1)$$

Здесь σ_{ki} – поверхностная плотность энергии взаимодействия ионов k -го и i -го слоев, индексом j обозначены номера гипотетических слоев (см. рис.3.1). Выражение в скобках – поверхностная плотность энергии взаимодействия ионов Fe^{3+} в объеме. Заметим, что поверхностная энергия n -го и более глубоких слоев при таком определении автоматически обращается в 0.

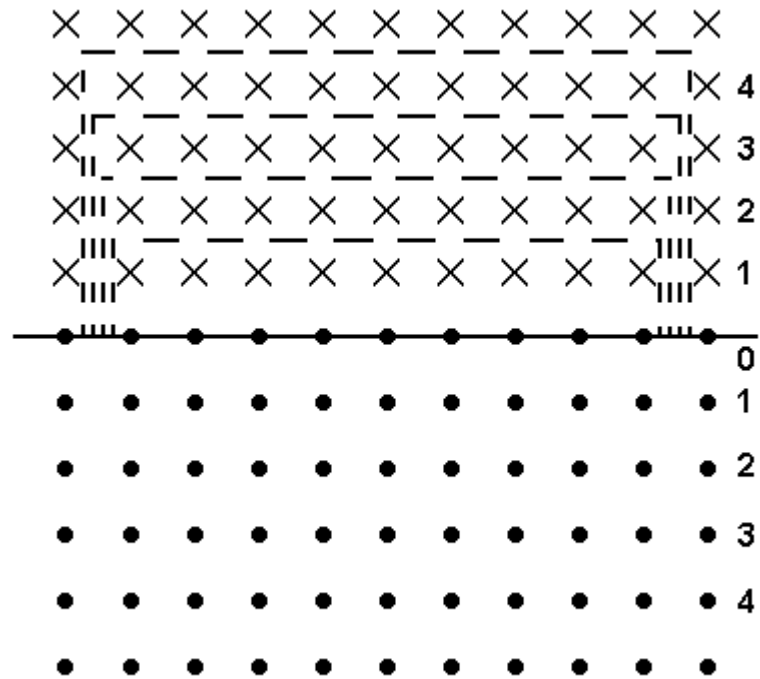


Рис.3.1

К расчету энергии поверхностной анизотропии:

сплошная линия – поверхность кристалла;

• – ион Fe^{3+} ; × – гипотетический ион Fe^{3+}

Выражение (3.1) представляет собой энергию взаимодействия иона k -го слоя с гипотетическими ионами внутри $(n-k)$ -ой пунктирной линии (рис.3.5), умноженную на поверхностную плотность спинов и на -1 . Полная энергия поверхностной анизотропии теперь может быть представлена следующим образом:

$$\sigma = \sum_{k=0}^n \sigma_k / 2 = - \sum_{k=0}^n \sum_{j=1}^{n-k} \sigma_{kj} / 2. \quad (3.2)$$

Поскольку энергия взаимодействия между слоями определяется только расстоянием между ними, а не их номерами, то выражение (3.2) можно свести к сумме энергий взаимодействия только лишь поверхностного атомного слоя ($k = 0$) с гипотетическими слоями. С учетом идентичности в этом случае некоторых слагаемых получим

$$\sigma = - \sum_{j=1}^n \sigma_{0j} j / 2. \quad (3.3)$$

Для расчета поверхностной плотности энергии на грани $(10\bar{1}4)$ использовался ромбоэдр FeVO_3 с гранями типа $(10\bar{1}4)$, подобный изображенному на рис. 3.2, с длинами ребер $20 \times 5,9 \text{ \AA} = 118 \text{ \AA}$. Плоский угол при вершине – $104,2^\circ$. На этом же рисунке изображена используемая система координат. Здесь как и ранее ось z совпадает с осью третьего порядка кристалла, оси x и y лежат в базисной плоскости, причем ось x направлена вдоль оси второго порядка, а ось y – в плоскости симметрии кристалла. Энергия поверхностной анизотропии на этой грани должна быть инвариантна относительно отражения в плоскости симметрии yz . Учет взаимодействия магнитных ионов, находящихся в указанном ромбоэдре приводит к следующему выражению для поверхностной плотности энергии поверхностной анизотропии на грани $(10\bar{1}4)$ при $T = 0\text{K}$:

$$\begin{aligned} \sigma_{(10\bar{1}4)} = & -0,022\sin^2\theta\cos^2\varphi + 0,008\sin^2\theta\sin^2\varphi - \\ & - 0,016\cos^2\theta + 0,039\sin\theta\cos\theta\sin\varphi, \end{aligned} \quad (\text{эрг/см}^2) \quad (3.4)$$

где углы θ и φ определяют ориентацию магнитных моментов ионов (рис. 3.2).

Для расчета энергии поверхностной анизотропии на грани $(11\bar{2}0)$ использован параллелепипед, подобный изображенному на рис.3.3, с размерами $92\text{Å} \times 160\text{Å} \times 290\text{Å}$. Плоскость $x = \text{const}$ параллельна грани $(11\bar{2}0)$ кристалла. Энергия поверхностной анизотропии на этой грани должна быть инвариантна относительно поворота вокруг оси второго порядка. Расчет дает ($T = 0\text{K}$):

$$\begin{aligned} \sigma_{(11\bar{2}0)} = & -0,004\sin^2\theta\cos^2\varphi + 0,007\sin^2\theta\sin^2\varphi - \\ & - 0,021\cos^2\theta - 0,031\sin\theta\cos\theta\sin\varphi. \end{aligned} \quad (3.5)$$

Энергия поверхностной анизотропии на грани $(11\bar{2}3)$ определялась с учетом взаимодействия магнитных ионов в призме, подобной изображенной на рис. 3.4, с длинами ребер 92Å , 160Å , 642Å и углом между боковой гранью $(11\bar{2}3)$ и основанием (0001) $64,4^\circ$. Вычисления дают следующее выражение ($T = 0\text{K}$):

$$\begin{aligned} \sigma_{(11\bar{2}3)} = & 0,006\sin^2\theta\cos^2\varphi + 0,004\sin^2\theta\sin^2\varphi - \\ & - 0,014\cos^2\theta - 0,014\sin^2\theta\sin\varphi\cos\varphi - \\ & - 0,014\sin\theta\cos\theta\cos\varphi - 0,011\sin\theta\cos\theta\sin\varphi. \end{aligned} \quad (3.6)$$

Для определения энергии поверхностной анизотропии на грани $(01\bar{1}2)$ рассчитывалось взаимодействие магнитных ионов в ромбоэдре с гранями типа $(01\bar{1}2)$, подобном изображенному на рис. 3.5, с ребром 72Å и плоским углом при вершине $79,9^\circ$. В результате вычислений приходим к следующему выражению ($T = 0\text{K}$):

$$\begin{aligned} \sigma_{(01\bar{1}2)} = & 0,005 \sin^2 \theta \cos^2 \varphi - 0,006 \sin^2 \theta \sin^2 \varphi - \\ & - 0,014 \cos^2 \theta + 0,044 \sin \theta \cos \theta \sin \varphi. \end{aligned} \quad (3.7)$$

Здесь учтена инвариантность энергии по отношению к отражению в плоскости симметрии уз.

Проверка сходимости дипольных сумм осуществлялась посредством вычисления поверхностной энергии с учетом взаимодействия все более удаленных друг от друга магнитных ионов. В табл. 3.1 приведены значения магнитодипольной энергии поверхностной анизотропии на грани $(01\bar{1}2)$ для ионов Fe^{3+} , находящихся в ромбоэдрах, подобных изображенному на рис. 3.5, с длинами ребер $7,2 \cdot n \text{ \AA}$, n пробегает значения от 1 до 10. Как видно из таблицы, решеточные суммы в этом случае довольно быстро сходятся. Поэтому магнитодипольный вклад в энергию поверхностной анизотропии может быть определен предложенным методом достаточно надежно. Подобная ситуация наблюдается и для остальных граней.

Для контроля вычислялся магнитодипольный вклад в эффективное поле одноосной анизотропии в объеме кристалла. Расчет проводился тремя способами: с использованием ромбоэдров, подобных изображенным на рис. 3.2 и 3.5, с длинами ребер 118 \AA и 72 \AA , соответственно, и с использованием параллелепипеда с размерами $92 \text{ \AA} \times 160 \text{ \AA} \times 290 \text{ \AA}$ (рис. 3.4). Эти три способа дали близкие значения поля анизотропии $3,6 \div 3,7 \text{ кЭ}$, что хорошо согласуется с результатом работы [186] – $3,66 \text{ кЭ}$. Авторами [186] применялись специальные методы суммирования, ускоряющие сходимость решеточных сумм.

Минимизируя σ по θ и φ (см. (3.4) – (3.7)), можно определить равновесную ориентацию магнитных моментов ионов Fe^{3+} на поверхности граней, которая реализовалась бы в отсутствие анизотропии в объеме кристалла. Например, для граней $(10\bar{1}4)$ и $(1\bar{1}20)$ получаем:

$$\theta_0 = 2,64, \quad \varphi_0 = \pi/2 \quad \text{для грани } (10\bar{1}4),$$

$$\theta_0 = 0,42, \quad \varphi_0 = \pi/2 \quad \text{для грани } (1\bar{1}20).$$

Мы рассчитали, также, энергии поверхностной анизотропии отдельных слоев σ_k ионов Fe^{3+} , находящихся на разном расстоянии от поверхности. В табл. 3.2 приведены значения коэффициентов выражений $\sigma_k(\theta, \varphi)$ для грани $(10\bar{1}4)$, на которой наблюдался поверхностный магнетизм. Энергия σ_k быстро уменьшается при увеличении номера слоя. Анализ показывает, что минимумы функций $\sigma_k(\theta, \varphi)$ достигаются, когда магнитные моменты ионов соответствующих слоев лежат в плоскости симметрии кристалла ($\varphi = \pi/2$). В табл. 3.2 указаны, также, рассчитанные нами равновесные величины полярных углов θ_0^k магнитных моментов слоев. Эти углы различны. Для поверхностного слоя ионов ($k=0$), моменты которого “закреплены” наиболее сильно, угол $\theta_0^0 = 2,67$ почти совпадает с равновесным углом $\theta_0 = 2,64$, определяемым из условия минимума полной энергии поверхностной анизотропии.

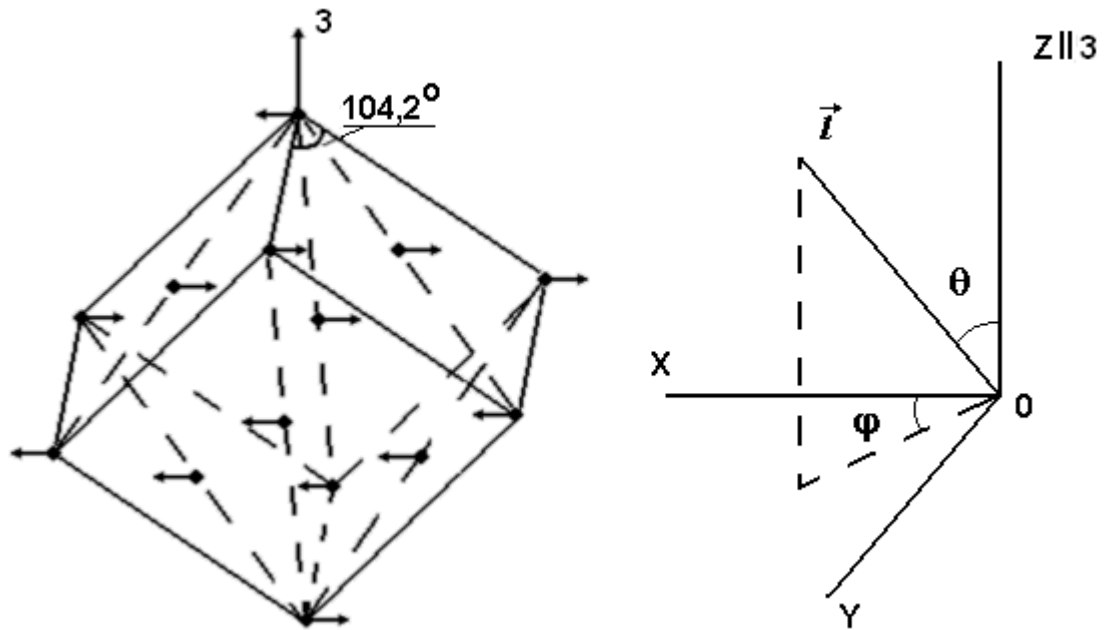


Рис. 3.2

Наименьший ромбоэдр кристалла FeVO_3 с гранями типа $(10\bar{1}4)$.

Длина ребра ромбоэдра – $5,9\text{Å}$. Справа – используемая система координат

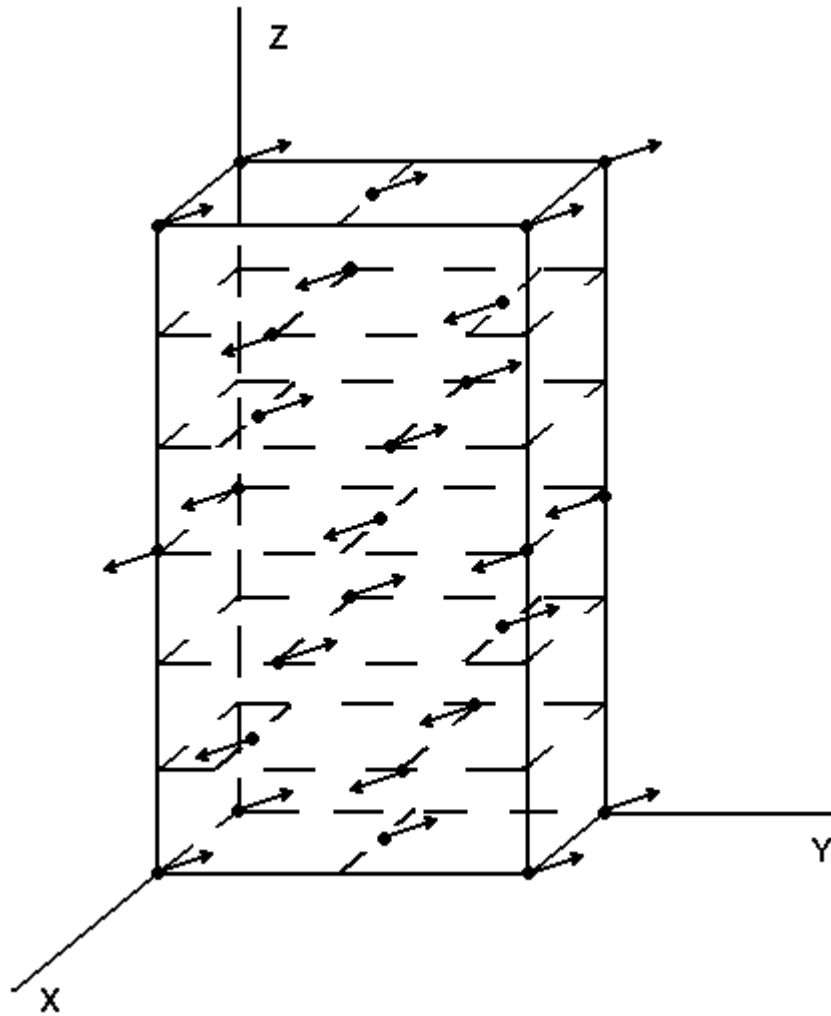


Рис. 3.3.

Параллелепипед, содержащий грани типа $(11\bar{2}0)$.
 Длины ребер вдоль осей x, y, z – $4,6\text{Å}, 8,0\text{Å}, 14,5\text{Å}$.
 Грань $(11\bar{2}0)$ перпендикулярна оси x

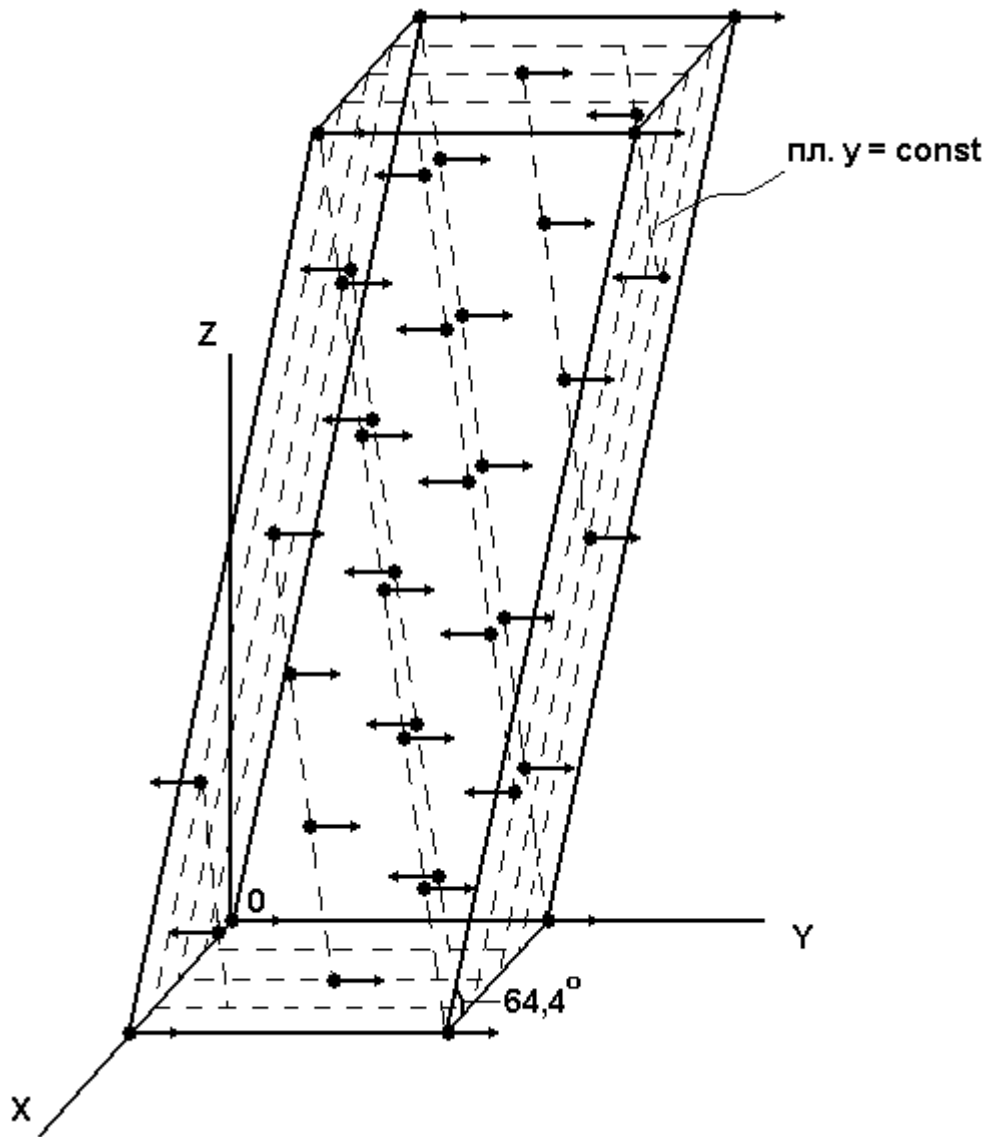


Рис. 3.4

Призма, содержащая грани $(11\bar{2}3)$ ($\parallel y$).

Длины ребер – 4,6Å, 8,0Å, 32,1Å

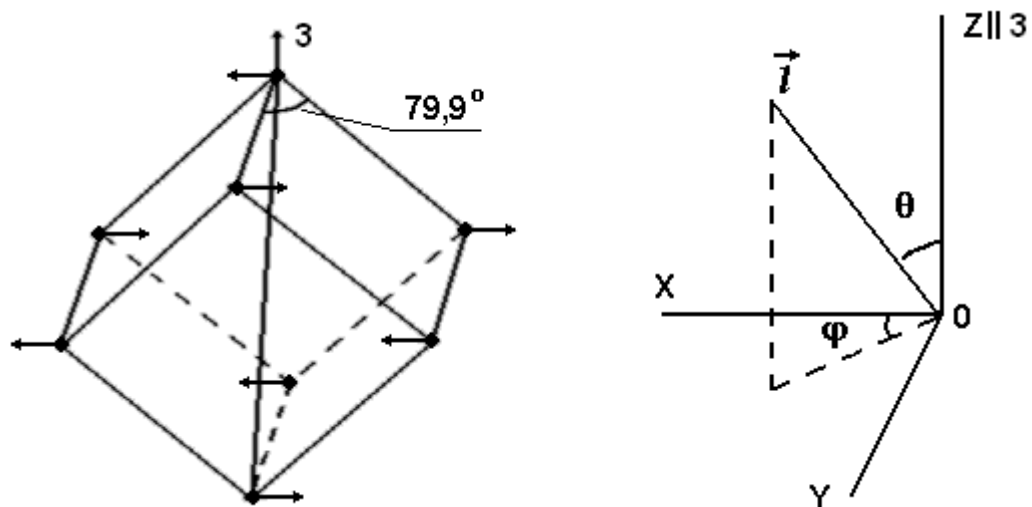


Рис. 3.5

Наименьший ромбоэдр с гранями $(01\bar{1}2)$.

Длина ребра – $3,6\text{Å}$

Таблица 3.1

Энергия поверхностной анизотропии на грани $(01\bar{1}2)$ в зависимости от числа взаимодействующих ионов Fe^{3+} (эрг/см²) (n – множитель, определяющий длину ребра $7,2 \cdot n$ ромбоэдра с гранями $(01\bar{1}2)$)

n	$\times \sin^2 \theta \cos^2 \varphi$	$\times \sin^2 \theta \sin^2 \varphi$	$\times \cos^2 \theta$	$\times \sin \theta \cos \theta \sin \varphi$
1	0,0026	-0,0057	-0,0161	0,0445
2	0,0055	-0,0059	-0,0139	0,0436
3	0,0051	-0,0064	-0,0142	0,0437
4	0,0054	-0,0061	-0,0140	0,0437
5	0,0052	-0,0063	-0,0141	0,0437
6	0,0054	-0,0061	-0,0140	0,0437
7	0,0052	-0,0063	-0,0141	0,0437
8	0,0053	-0,0061	-0,0141	0,0437
9	0,0052	-0,0062	-0,0141	0,0437
10	0,0053	-0,0061	-0,0141	0,0437

Таблица 3.2

Энергия поверхностной анизотропии отдельных слоев ионов Fe^{3+} на грани $(10\bar{1}4)$

Номер слоя, k	Коэффициенты слагаемых в выражениях σ_k , эрг/см ²				θ_0^k , рад
	$\times \sin^2 \theta \cos^2 \varphi$	$\times \sin^2 \theta \sin^2 \varphi$	$\times \cos^2 \theta$	$\times \sin \theta \cos \theta \sin \varphi$	
0	-0,022	0,009	-0,020	0,042	2,67
1	$0,03 \times 10^{-2}$	$-0,03 \times 10^{-1}$	$0,04 \times 10^{-1}$	$-0,03 \times 10^{-1}$	1,36
2	$0,03 \times 10^{-4}$	$0,03 \times 10^{-2}$	$-0,03 \times 10^{-2}$	$-0,01 \times 10^{-2}$	0,07
3	$0,04 \times 10^{-5}$	$-0,03 \times 10^{-3}$	$0,02 \times 10^{-3}$	$0,04 \times 10^{-3}$	0,01

3.2 Переходный магнитный слой в нулевом магнитном поле

Равновесные значения углов φ_0 и θ_0 на поверхности (см.(3.8)) получены без учета магнитной кристаллографической анизотропии кристалла FeVO_3 . Учет этой анизотропии должен привести к существованию приповерхностного переходного слоя типа доменной границы, в котором магнитные моменты разворачиваются от равновесной ориентации на поверхности к равновесной ориентации в объеме кристалла. При этом плавность разворота определяется величиной обменного взаимодействия. Таким образом, переходный слой обладает энергией, которая вместе с энергией поверхностной анизотропии и определяет равновесные углы спинов на поверхности грани. В нашем случае пренебрежения базисной анизотропией в глубине кристалла переходный слой связан с изменением только угла θ .

Для расчета энергии переходного слоя рассмотрим плотность термодинамического потенциала бората железа, включающего энергию магнитной кристаллографической анизотропии и обмена, связанного с неоднородностью распределения вектора антиферромагнетизма \mathbf{l}

$$F = \frac{A_1}{2} \left[\left(\frac{\partial l_\alpha}{\partial x} \right)^2 + \left(\frac{\partial l_\alpha}{\partial y} \right)^2 \right] + \frac{A_2}{2} \left(\frac{\partial l_\alpha}{\partial z} \right)^2 + \frac{a'}{2} l_z^2, \quad (3.9)$$

где α – декартовы координаты x, y, z (см. рис. 3.1; по α здесь и далее – суммирование); a' – перенормированная с учетом взаимодействия Дзялошинского константа одноосной анизотропии (см.п.1.2 и табл. 1.3); A_1, A_2 – параметры обмена.

Пренебрегая в дальнейшем анизотропией параметров обмена, положим $A_1 = A_2 = A$. В этом случае (3.9) преобразуется к виду

$$F = \frac{A}{2} (\nabla l_\alpha)^2 + \frac{a'}{2} l_z^2. \quad (3.10)$$

Для простоты приближенно будем считать решетку ионов Fe^{3+} в борате железа кубической (см. рис. 3.5).

Оценим теперь величину обменной константы A , воспользовавшись подходом [187], развитым для кубических ферромагнетиков. Обменная энергия кристалла может быть выражена следующим образом:

$$f_{\text{ex}} = 2 \sum_{i>j} J_{ij} \boldsymbol{\mu}_i \boldsymbol{\mu}_j, \quad (3.11)$$

где J_{ij} – обменный интеграл; $\boldsymbol{\mu}_i$ и $\boldsymbol{\mu}_j$ – магнитные моменты i -го и j -го ионов железа. Суммирование производится по всем спинам магнетика. При учете взаимодействия только ближайших соседей выражение (3.11) для двухподрешеточного магнетика переписывается так:

$$f_{\text{ex}} = 2J \sum_{i,k} \boldsymbol{\mu}_{1i} \boldsymbol{\mu}_{2(i+k)}. \quad (3.12)$$

В (3.12) $\boldsymbol{\mu}_1$ и $\boldsymbol{\mu}_2$ – магнитные моменты ионов первой и второй подрешеток. В борате железа ближайшими соседями являются ионы разных подрешеток. Учет ближайших соседей осуществляется суммированием по k . Переходя к термодинамическому пределу, заменим магнитные моменты ионов непрерывными функциями координат: $\boldsymbol{\mu} \rightarrow \frac{2}{n} \mathbf{M}(\mathbf{r})$. Величина $\mathbf{M}(\mathbf{r})$ имеет смысл намагниченности подрешетки в точке \mathbf{r} ; n – концентрация магнитных ионов. Направляя оси декартовой системы координат вдоль осей четвертого порядка кубического кристалла, можно записать

$$\begin{aligned}
\mathbf{M}(x \pm c, y, z) &= \mathbf{M}(\mathbf{r}) \pm c \frac{\partial \mathbf{M}(\mathbf{r})}{\partial x} + \frac{1}{2} c^2 \frac{\partial^2 \mathbf{M}(\mathbf{r})}{\partial x^2}, \\
\mathbf{M}(x, y \pm c, z) &= \mathbf{M}(\mathbf{r}) \pm c \frac{\partial \mathbf{M}(\mathbf{r})}{\partial y} + \frac{1}{2} c^2 \frac{\partial^2 \mathbf{M}(\mathbf{r})}{\partial y^2}, \\
\mathbf{M}(x, y, z \pm c) &= \mathbf{M}(\mathbf{r}) \pm c \frac{\partial \mathbf{M}(\mathbf{r})}{\partial z} + \frac{1}{2} c^2 \frac{\partial^2 \mathbf{M}(\mathbf{r})}{\partial z^2}.
\end{aligned} \tag{3.13}$$

$c = 3,6\text{\AA}$ – расстояние между соседними ионами Fe^{3+} бората железа (см. рис. 3.5).

Переходя в (3.12) к интегрированию, с учетом (3.13) получаем

$$f_{\text{ex}} = \frac{8J}{c^3 n^2} \int \mathbf{M}_1(\mathbf{r}) [6\mathbf{M}_2(\mathbf{r}) + c^2 \nabla^2 \mathbf{M}_2(\mathbf{r})] d\mathbf{r}. \tag{3.14}$$

Здесь, как и ранее \mathbf{M}_1 и \mathbf{M}_2 ($|\mathbf{M}_1| = |\mathbf{M}_2| = M_0$) – намагниченности первой и второй подрешеток, соответственно. Проинтегрировав (3.14) по частям, преобразуем одно из слагаемых в соответствии с формулой Остроградского-Гаусса к поверхностному интегралу. Считая теперь образец неограниченным, этим поверхностным интегралом пренебрежем. В результате для плотности обменной энергии получаем следующее выражение:

$$F_{\text{ex}} = \frac{48J}{c^3 n^2} \mathbf{M}_1 \mathbf{M}_2 - \frac{8J}{c n^2} (\nabla M_{1\alpha}) (\nabla M_{2\alpha}), \tag{3.15}$$

где $\alpha = x, y, z$ (см. выше).

Если использовать приведенные ферро- и АФ векторы \mathbf{m} и \mathbf{l} (см. п. 1.1), то выражение (3.15) перепишется в виде

$$F_{\text{ex}} = \frac{96M_0^2 J}{c^3 n^2} \mathbf{m}^2 + \frac{8M_0^2 J}{c n^2} (\nabla l_\alpha)^2. \tag{3.16}$$

Здесь мы учли соотношение (1.1) и пренебрегли малой величиной $(\nabla m_\alpha)^2$. Сравнивая слагаемые (3.16) с соответствующими обменными членами в (3.10) и (1.4), находим

$$E = \frac{192M_0^2J}{c^3n^2}, \quad A = \frac{16M_0^2J}{cn^2}.$$

Отсюда, используя соотношение $E = 4M_0H_E$ (см. п. 1.2), получаем

$$A = \frac{Ec^2}{12} = \frac{1}{3}M_0 \cdot H_E \cdot c^2. \quad (3.17)$$

Определив значения величин подрешеточной намагниченности M_0 и обменного поля H_E из таблицы 1.4, находим при $T = 0K$

$$A \approx 0,7 \times 10^{-6} \text{ эрг/см.} \quad (3.18)$$

Вернемся к выражению (3.10). Переходя к сферическим координатам, представим его в виде

$$F = \frac{A}{2} \left(\frac{d\theta}{dS} \right)^2 + \frac{a'}{2} \cos^2 \theta, \quad (3.19)$$

где S – расстояние, определяемое вдоль нормали к грани кристалла.

Поверхностная плотность энергии переходного слоя определится так:

$$\gamma_\theta = \frac{1}{2} \int_0^\infty \left\{ A \left(\frac{d\theta}{dS} \right)^2 + a' \cos^2 \theta \right\} dS. \quad (3.20)$$

Граничные условия, определяющие переходный слой, при этом таковы:

$$\theta_{|S=0} = \theta_0, \theta_{|S=\infty} = \pi/2.$$

Условие минимума функционала (3.20) представляет собой уравнение Эйлера

$$A \frac{d^2\theta}{dS^2} + a' \cdot \sin \theta \cos \theta = 0. \quad (3.21)$$

Интегрируя (3.21), получаем

$$\frac{d\theta}{dS} = \sqrt{\frac{a'}{A}} \cos \theta. \quad (3.22)$$

Подстановка (3.22) в (3.20) дает

$$\gamma_\theta = \gamma_{\theta_0} (1 - \sin \theta_0), \quad \gamma_{\theta_0} = \sqrt{a' A}. \quad (3.23)$$

Величина γ_{θ_0} при $T = 0\text{K}$ (см. табл. 1.3 и (3.18)) оказывается равной $\gamma_{\theta_0} \approx 1,8 \text{ эрг/см}^3$.

Для нахождения равновесных углов θ_0 и φ_0 , определяющих ориентацию магнитных моментов ионов на поверхности кристалла, нужно минимизировать по θ_0 и φ_0 сумму энергий поверхностной анизотропии σ (см. (3.4) – (3.7)) и переходного слоя γ_θ :

$$\frac{\partial(\sigma + \gamma_\theta)}{\partial\theta_0} = 0, \quad \frac{\partial\sigma}{\partial\varphi_0} = 0. \quad (3.24)$$

Решение этих уравнений приводит к следующим равновесным значениям углов:

$$\begin{aligned}
 \theta_0 &= \pi/2, \varphi_0 = 0 \text{ – грань } (10\bar{1}4), \\
 \theta_0 &= \pi/2, \varphi_0 = 0 \text{ – грань } (11\bar{2}0), \\
 \theta_0 &= \pi/2 + 0,03, \varphi_0 = \pi/2 \text{ – грань } (01\bar{1}2), \\
 \theta_0 &= \pi/2 - 0,01, \varphi_0 = 0,86 \text{ – грань } (11\bar{2}3).
 \end{aligned}
 \tag{3.25}$$

При учете объемной кристаллографической анизотропии равновесные значения углов (3.25) таковы, что магнитные моменты поверхностных ионов Fe^{3+} оказываются практически в базисной плоскости. Это объясняется тем, что характерная энергия переходного слоя γ_{θ_0} более чем на порядок превосходит энергию поверхностной анизотропии σ . Поскольку выход поверхностных магнитных моментов из базисной плоскости ведет к возрастанию «большой» энергии γ_0 и уменьшению «малой» σ , неколлинеарность магнитных моментов в переходном слое является энергетически невыгодной.

3.3 Переходный слой в магнитном поле

Рассмотрим поведение переходного магнитного слоя во внешнем поле. В случае относительно малых полей ($H \ll H_D$) плотность энергии кристалла FeVO_3 в магнитном поле можно записать так:

$$F_H = MH_t \sin(\beta - \varphi), \quad (3.26)$$

где H_t – проекция поля H на базисную плоскость кристалла; β – угол между направлением H_t и осью x ; φ – угол, определяющий ориентацию антиферромагнитного вектора в базисной плоскости; M , как и ранее, – спонтанная намагниченность (ферромагнитный вектор).

Поверхностная плотность энергии переходного слоя во внешнем поле записывается следующим образом:

$$\gamma_\varphi = \int_0^\infty \left\{ \frac{A}{2} \left(\frac{d\varphi}{dS} \right)^2 + MH_t [\sin(\beta - \varphi) + 1] \right\} dS. \quad (3.27)$$

Отметим, что приведенное выражение представляет собой избыточную энергию, связанную с тем, что переходный слой намагничен неоднородно. В глубине кристалл намагничен до насыщения, и подынтегральное выражение автоматически обращается в 0.

Уравнение Эйлера, определяющее минимум функционала (3.27), сводится к выражению

$$\frac{d\varphi}{dS} = \frac{\sin x}{\delta_{\varphi_0}}. \quad (3.28)$$

Здесь $\delta_{\varphi_0} = \frac{1}{2} \sqrt{\frac{A}{MH_t}}$; $x = \frac{\pi}{4} + \frac{\beta}{2} - \frac{\varphi}{2}$. Граничные условия

$$x_{|S=0} = x_0 = \frac{\pi}{4} + \frac{\beta}{2} - \frac{\varphi_0}{2}, \quad x_{|S=\infty} = \frac{\pi}{4} + \frac{\beta}{2} - \frac{\beta + \pi/2}{2} = 0.$$

Подставив (3.28) в (3.27), получим

$$\gamma_{\varphi} = \frac{A}{\delta_{\varphi_0}} \int_{\varphi_0}^{\beta+\pi/2} \sin x \, d\varphi = 2\gamma_{\varphi_0} (1 - \cos x_0), \quad (3.29)$$

где $\gamma_{\varphi_0} = A/\delta_{\varphi_0} = 2\sqrt{AMH_t}$.

Пренебрегая выходом магнитных моментов из базисной плоскости кристалла ($\theta = \pi/2$, см. п.3.2), энергию поверхностной анизотропии для всех рассматриваемых граней (см. (3.4) – (3.7)) представим в виде

$$\sigma = a_s \sin^2 \varphi_0 + b_s \sin \varphi_0 \cos \varphi_0, \quad (3.30)$$

где a_s и b_s – константы поверхностной анизотропии. Равновесное значение поверхностного угла φ_0 находится из уравнения

$$\frac{\partial}{\partial \varphi_0} (\gamma_{\varphi} + \sigma) = -2\sqrt{AMH_t} \sin x_0 + a_s \sin 2\varphi_0 + b_s \cos 2\varphi_0 = 0. \quad (3.31)$$

Уравнение (3.31) определяет, по существу, кривые намагничивания поверхности для всех рассмотренных типов граней кристалла. Равновесная ориентация антиферромагнитного вектора \mathbf{I} в отсутствие внешнего магнитного поля (ЛАО) задает направление трудного намагничивания переходного слоя. Соответствующий угол φ_0 находится путем решения уравнения (3.31) при условии $H_t = 0$, что приводит к значениям (3.25). В качестве меры поверхностной анизотропии удобно использовать поле H_k , намагничивающее переходный слой до насыщения в трудном направлении. Определим величину этого поля для каждого типа граней.

Грань (10 $\bar{1}$ 4).

В этом случае $a_s = 0,030$ эрг/см² при $T = 0\text{К}$, $b_s = 0$ (ср. (3.30) и (3.4)), ЛАО совпадает с осью x (см. (3.25)). Ориентируя магнитное поле H_t в этом направлении ($\beta = 0$, см. рис. 3.2), приводим (3.31) к виду

$$-2\sqrt{AMH_t} \sin\left(\frac{\pi}{4} - \frac{\varphi_0}{2}\right) + a_s \sin 2\varphi_0 = 0. \quad (3.32)$$

В пределе $H_t \rightarrow H_k$ получаем $\varphi_0 \rightarrow \frac{\pi}{2}$. При этом уравнение (3.32) дает

$$H_k = \frac{4}{AM} a_s^2. \quad (3.33)$$

Отсюда находим $H_k \approx 300$ Э при $T = 0\text{К}$. Определим H_s при комнатной температуре. Так как $A \sim M_0^2$, $M \sim M_0$, $a_s \sim M_0^2$, то $H_k \sim M_0 \sim M$. Поскольку $M_0(T = 0\text{К}) / M_0(T = 300\text{К}) = 1,47$ [6], получаем $H_k(T = 300\text{К}) \approx 200$ Э.

Оценим эффективную ширину переходного слоя для грани (10 $\bar{1}$ 4), определяя ее следующим образом (подробнее см. п.3.7):

$$\delta_\varphi = \frac{dS}{d\varphi|_{\varphi=\varphi_0}} \cdot \left(\frac{\pi}{2} - \varphi_0\right). \quad (3.34)$$

С учетом (3.28) последнее выражение приобретает вид

$$\delta_\varphi = \frac{\delta_{\varphi_0} \cdot (\pi/2 - \varphi_0)}{\sin(\pi/4 - \varphi_0/2)} \approx 2\delta_{\varphi_0}. \quad (3.34a)$$

При комнатной температуре $\delta_\varphi \approx 2/\sqrt{H_t}$ мкм. Для $H_t = 100$ Э получаем $\delta_\varphi \approx 0,2$ мкм. Такая оценка для δ_φ согласуется с результатами [151].

Грань (11 $\bar{2}$ 0).

ЛАО, как и в случае грани (10 $\bar{1}$ 4), совпадает с осью x (рис. 3.3), $a_s = 0,011 \text{ эрг/см}^2$ при $T = 0\text{К}$, $b_s = 0$ (ср. (3.30) и (3.5)). Таким образом, все уравнения предыдущего случая справедливы и здесь. Используя (3.33), получаем $H_k(T = 0\text{К}) \approx 40 \text{ Э}$, $H_k(T = 300 \text{ К}) \approx 30 \text{ Э}$.

Грань (01 $\bar{1}$ 2).

ЛАО ортогональна оси x (см. (3.25)). Поэтому поле ориентируем под углом $\beta = \frac{\pi}{2}$ к оси x (см. рис. 3.5), $a_s = -0,011 \text{ эрг/см}^2$, $b_s = 0$ (ср. (3.30) и (3.7)).

Уравнение (3.31) в этом случае переписывается так:

$$-2\sqrt{AMH_t} \sin\left(\frac{\pi}{2} - \frac{\varphi_0}{2}\right) + a_s \sin 2\varphi_0 = 0. \quad (3.35)$$

В пределе $H_t \rightarrow H_k$ получаем $\varphi_0 \rightarrow \pi$, что снова приводит для H_k к выражению (3.33). В результате получаем $H_k(T = 0\text{К}) \approx 40 \text{ Э}$, $H_k(T = 300 \text{ К}) \approx 30 \text{ Э}$.

Грань (11 $\bar{2}$ 3).

В соответствии с ориентацией ЛАО (см. (3.25)), поле направляем под углом $\beta = 0,86$ к оси x (рис. 3.4). При $T = 0\text{К}$: $a_s = -0,002 \text{ эрг/см}^2$, $b_s = -0,014 \text{ эрг/см}^2$ (ср. (3.30) и (3.6)). Уравнение (3.31) приобретает вид

$$-2\sqrt{AMH_t} \sin\left(\frac{\pi}{4} + 0,43 - \frac{\varphi_0}{2}\right) + a_s \sin 2\varphi_0 + b_s \cos 2\varphi_0 = 0. \quad (3.36)$$

Для $H_t \rightarrow H_k$ имеем $\varphi_0 \rightarrow 0,86 + \pi/2$. Из (3.36) в этом случае получаем

$$H_k = \frac{4}{AM} (a_s^2 + b_s^2). \quad (3.37)$$

Отсюда находим $H_k(T = 0K) \approx 60$ Э, $H_k(T = 300 K) \approx 40$ Э.

Полученные в этом пункте основные результаты сведены в таблицу 3.3

Таблица 3.3

Константы магнитной поверхностной анизотропии,
поля насыщения и ориентации ЛАО для разных граней

Тип грани	a_s , эрг/см ² (T=0K)	b_s , эрг/см ² (T=0K)	β , рад	H_k , Э (T=0K)	H_k , Э (T=300K)
(10 $\bar{1}$ 4)	0,030	0	0	300	200
(11 $\bar{2}$ 0)	0,011	0	0	40	30
(01 $\bar{1}$ 2)	-0,011	0	$\pi/2$	40	30
(11 $\bar{2}$ 3)	-0,002	-0,014	0,86	60	40

Обратим внимание на следующее обстоятельство. Среди анизотропных слагаемых в выражениях для дипольной поверхностной энергии (3.4) – (3.7) есть такие, которые в случае $\theta = \pi/2$ оказались бы гораздо большими слагаемых, отличных от нуля при $\theta \neq \pi/2$. Поскольку выход из базисной плоскости подавляется плоскостной анизотропией в объеме, то остаются не самые большие слагаемые, которые все же заметно проявляются из-за практического отсутствия анизотропии в базисной плоскости бората железа.

3.4 Кривые намагничивания поверхности (10 $\bar{1}$ 4)

Подставим (3.33) в (3.32). В этом случае получаем

$$-\sqrt{H_t} \sin\left(\frac{\pi}{4} - \frac{\varphi_0}{2}\right) + \frac{\sqrt{H_k}}{4} \sin 2\varphi_0 = 0. \quad (3.38)$$

Уравнение (3.38) при известном значении H_k позволяет определить полевую зависимость ориентации спинов на поверхности (10 $\bar{1}$ 4) $\varphi_0(H_t)$ и построить кривую намагничивания тонкого приповерхностного слоя $M_H = M \sin \varphi_0(H_t)$ при намагничивании кристалла вдоль ЛАО. Отметим, что здесь речь идет о слое, в котором ориентация спинов однородна и она практически такая же, как на поверхности. Этот слой гораздо более тонкий, чем переходный. Кривая намагничивания для грани (10 $\bar{1}$ 4) при комнатной температуре, полученная на основе (3.38) с использованием теоретического значения поля насыщения $H_k = 200 \text{ Э}$ (см. п.3.3), представлена на рис. 3.6 (кривая 2). На этом же рисунке приведена экспериментальная кривая намагничивания (кривая 1), фигурировавшая ранее (см. рис. 2.8 б, кривая 1).

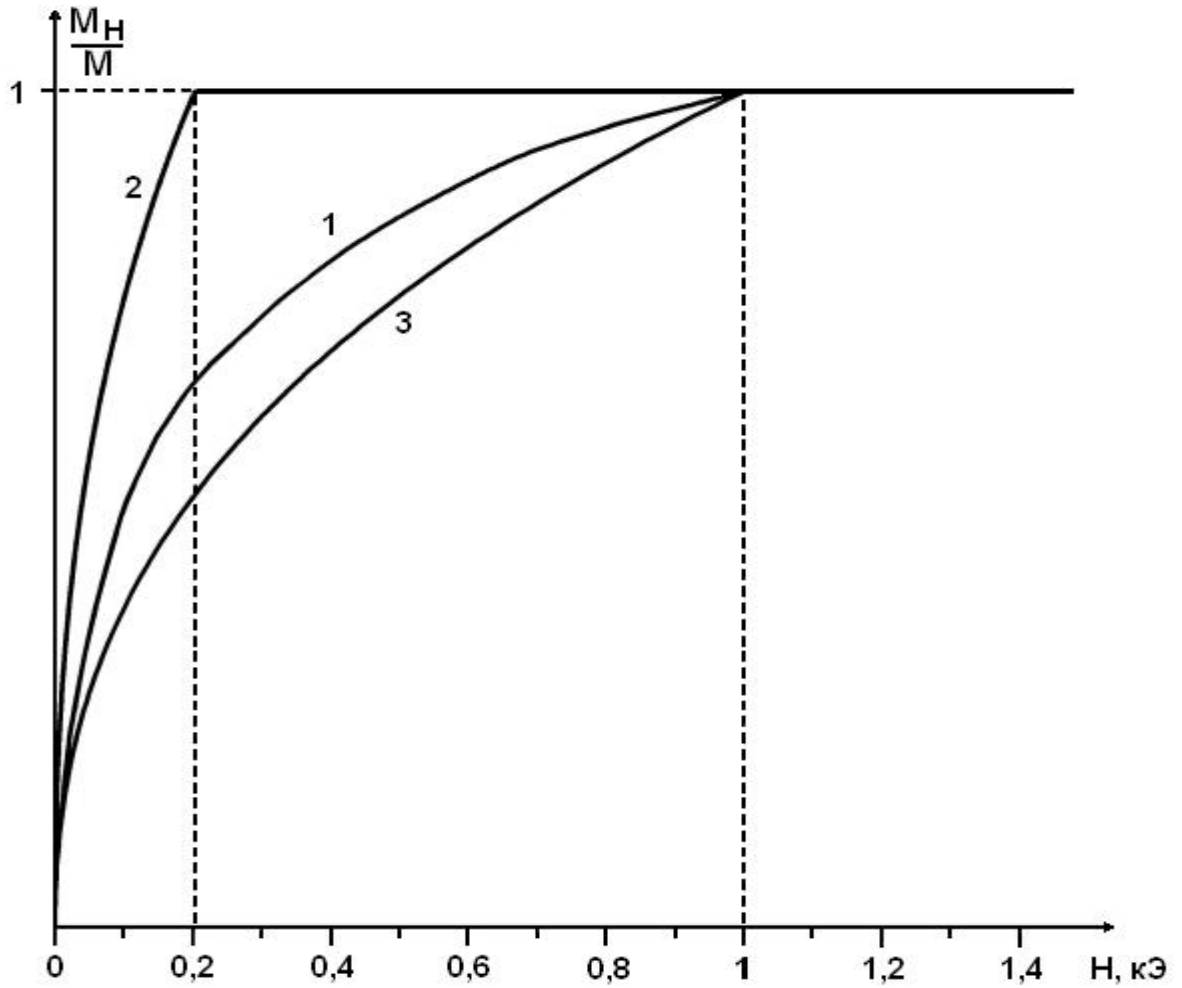


Рис. 3.6

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

3.5 Анализ экспериментальных результатов

Экспериментальное значение поля H_k для грани $(10\bar{1}4)$ при комнатной температуре ≈ 1000 Э (см. п. 2.4). Теоретическое значение H_k , вычисленное по формуле (3.33) с использованием рассчитанной магнитодипольной константы поверхностной анизотропии a_s (п. п. 3.1, 3.3) составляет 200 Э. Направления ТО и ЛО в эксперименте и теории совпадают.

Отсутствие поверхностной анизотропии, определяемой магнитооптическим методом с точностью до величин полей размагничивания (~ 100 Э) (п. 2.4) на гранях $(11\bar{2}0)$ и $(11\bar{2}3)$, хорошо согласуется с малостью полей насыщения для этих граней $H_k \sim 30 \div 40$ Э, оцененных теоретически на основе магнитодипольного вклада в энергию поверхностной анизотропии (п. 3.1).

Здесь уместно отметить следующее обстоятельство. Из-за квадратичного характера зависимости поля насыщения от констант поверхностной анизотропии (см. (3.33) и (3.37)), сравнительно небольшое отличие поверхностной энергии для грани $(10\bar{1}4)$ от остальных (в несколько раз) приводит к радикальному отличию поля насыщения.

Изучая экспериментально влияние температуры на процессы намагничивания поверхности (п. 2.5), мы установили зависимость $H_k \sim M_0$ (см. рис. 2.16). Такая же зависимость получается из определения поля насыщения (3.33) в предположении о магнитодипольной природе поверхностной анизотропии.

Таким образом, теория поверхностной анизотропии бората железа, основанная на рассмотрении магнитодипольного взаимодействия ионов Fe^{3+} , приводит к качественному объяснению наблюдающейся картины и дает правильный порядок величины поля H_k .

Расхождение теоретического и экспериментального значений поля H_k для грани $(10\bar{1}4)$ может быть обусловлено частичной реконструкцией поверхности,

то есть сдвигом ионов Fe^{3+} на поверхности из положений, которые они занимают в соответствии с кристаллической структурой в объеме (см. п. 3.6). Кроме реконструкции поверхности, на энергию поверхностной анизотропии могут оказывать влияние кристаллические дефекты, одноионный механизм и взаимодействие Дзялошинского.

Существование слабой поверхностной анизотропии, сравнимой с величинами полей размагничивания на гранях $(11\bar{2}0)$ и $(11\bar{2}3)$ было установлено методом порошковых фигур Биттера (см. п. 2.3). Эксперименты по изучению доменной структуры на поверхности кристаллов бората железа этим методом показали, что доменная структура типа ЦМД, свидетельствующая о наличии поверхностной анизотропии, наблюдается на небазисных гранях всех типов. По-видимому, метод порошковых фигур позволяет обнаружить более слабую поверхностную анизотропию, которая при исследовании с помощью эффектов Керра маскируется полями размагничивания.

3.6 Реконструкция поверхности

Рассчитанная нами плотность энергии поверхностной анизотропии σ и соответствующие константы поверхностной анизотропии a_s и b_s (см. п.п. 3.1 и 3.3) оказываются обратно пропорциональными пятой степени параметра решетки кристалла. В п. 3.3 мы получили $H_k \sim a_s^2 + b_s^2$. Поэтому можно предположить, что поле насыщения H_k должно быть весьма чувствительным к вариации параметров кристаллической решетки в тонком (в несколько атомных слоев) приповерхностном слое.

Поскольку поверхность представляет собой структурный дефект, в приповерхностной области изменяются не только рассмотренные нами магнитные взаимодействия, но и упругие. Последнее обстоятельство должно приводить к искажению кристаллической структуры в приповерхностной области – частичной реконструкции поверхности.

Рассмотрим влияние реконструкции на поверхностный магнетизм бората железа для грани $(10\bar{1}4)$, на которой поверхностная анизотропия значительна [188]. Для этого рассчитаем магнитодипольный вклад в энергию поверхностной анизотропии и поле насыщения с учетом реконструкции поверхности для этой грани. Реконструкция связана с изменением расстояний между приповерхностными атомами [189, 190]. Поскольку неизвестно насколько быстро восстанавливается решетка бората железа 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 слое, образованном несколькими приповерхностными монослоями магнитных ионов, отличаются от параметров в объеме. Эти отличия эквивалентны деформациям, которые могли бы быть вызваны в объеме образца некоторым внешним давлением. Для простоты рассмотрим деформации, обусловленные гипотетическим гидростатическим давлением (сжатием или растяжением). Компоненты тензора деформаций в этом случае можно найти следующим образом:

$$u_{ij} = -S_{ijkl} \delta_{kl} \cdot p_h, \quad (3.39)$$

где $i, j, k, l = x, y, z$ (см. рис.3.2); S_{ijkl} – компоненты тензора податливости (см. [3]); δ_{kl} – δ -функция; p_h – гипотетическое гидростатическое давление. С учетом аксиальной симметрии отсюда получаем соотношения между диагональными компонентами тензора деформаций:

$$u_{xx} = u_{yy}, \quad u_{zz} = [(2S_{13} + S_{33}) / (S_{11} + S_{12} + S_{13})] u_{xx}. \quad (3.40)$$

Здесь S – податливость, представленная в матричном виде [3].

Гидростатическое давление не изменяет симметрии кристалла. Поэтому расчет энергии поверхностной анизотропии для грани $(10\bar{1}4)$ в условиях приложенного давления проводился в полном соответствии с п. 3.1. При этом для определения изменения параметров элементарного ромбоэдра (a_r и α , рис.3.1) использовались величины деформаций в базисной плоскости u_{xx} и вдоль оси z u_{zz} (3.40) как функции гидростатического давления. В результате расчета получена зависимость константы поверхностной анизотропии от относительного изменения длины ребра ромбоэдра $\Delta a_r/a_r$ (%) (рис. 3.7, кривая а). Видно, что в пределах довольно значительных деформаций $\Delta a_r/a_r \approx \pm 15\%$ знак константы a_s не изменяется. Это означает, что остаются неизменными и ориентации ЛО и ТО поверхностной анизотропии. На рис. 3.7 (кривая б) представлена зависимость $N_k(\Delta a_r/a_r)$, рассчитанная с учетом $a_s(\Delta a_r/a_r)$ по формуле (3.33). Обратим внимание на следующий принципиальный момент. Реконструкция наряду с дипольным должна изменять и другие виды взаимодействия в реконструированной области. Это касается, в частности, обменного взаимодействия и взаимодействия Дзялошинского. Однако эти изменения практически не затрагивают переходный слой, толщина которого намного больше реконструированного слоя (см. п.3.7). Поэтому при расчете переходного слоя и поля N_k в этом случае мы не должны изменять параметр

обмена A и намагниченность M . Рис. 3.7(кривая б) демонстрирует, что наблюдаемое в эксперименте значение поля насыщения ($H_k \approx 1 \text{ кЭ}$) может быть обусловлено сжатием приповерхностного слоя на величину $\Delta a_r/a_r \approx 10\%$.

Второй предельный вариант реконструкции связан со смещением только внешнего монослоя ионов Fe^{3+} . Здесь мы рассматриваем параллельное смещение грани ромбоэдра $(10\bar{1}4)$ (рис.3.2), выходящей на поверхность кристалла. При этом изменяется расстояние от противоположной ей неподвижной грани. Все углы при этом сохраняются. Рассчитана зависимость $a_s(\Delta a_r/a_r)$ (рис. 3.8, кривая а). В этом случае Δa_r – изменение длины ребра элементарного ромбоэдра $(10\bar{1}4)$, вдоль которого смещается грань. Как видно из рис.3.8а, величина a_s растёт 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 растёт по модулю, изменив знак. Последнее обстоятельство свидетельствует о несоответствующей эксперименту переориентации ЛО и ТО. На рис. 3.8 (кривая б) приведена расчетная кривая $H_k(\Delta a_r/a_r)$, показывающая, что экспериментальное значение поля H_k может быть реализовано при деформации растяжения $\Delta a_r/a_r \approx -10\%$. Таким образом, оба варианта дают близкие по модулю результаты.

На рис. 3.6 приведена расчетная кривая намагничивания поверхности (3.38) с учетом реконструкции ($H_k = 1 \text{ кЭ}$, кривая 3). Отметим, что все кривые намагничивания (3.38), соответствующие различным значениям H_k , могут быть совмещены друг с другом путем изменения линейных масштабов по оси H_r .

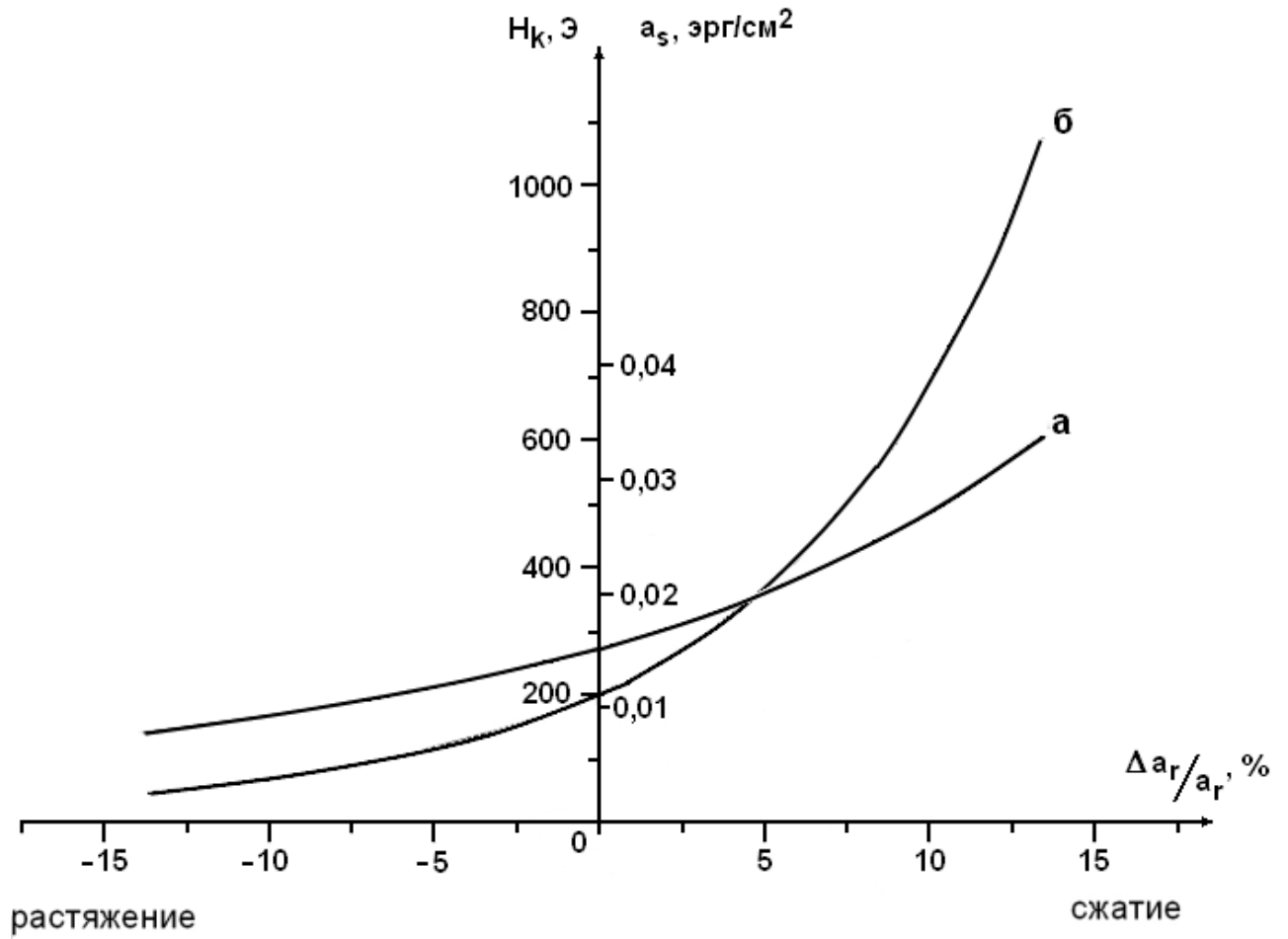


Рис. 3.7

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 ($T = 300\text{K}$)

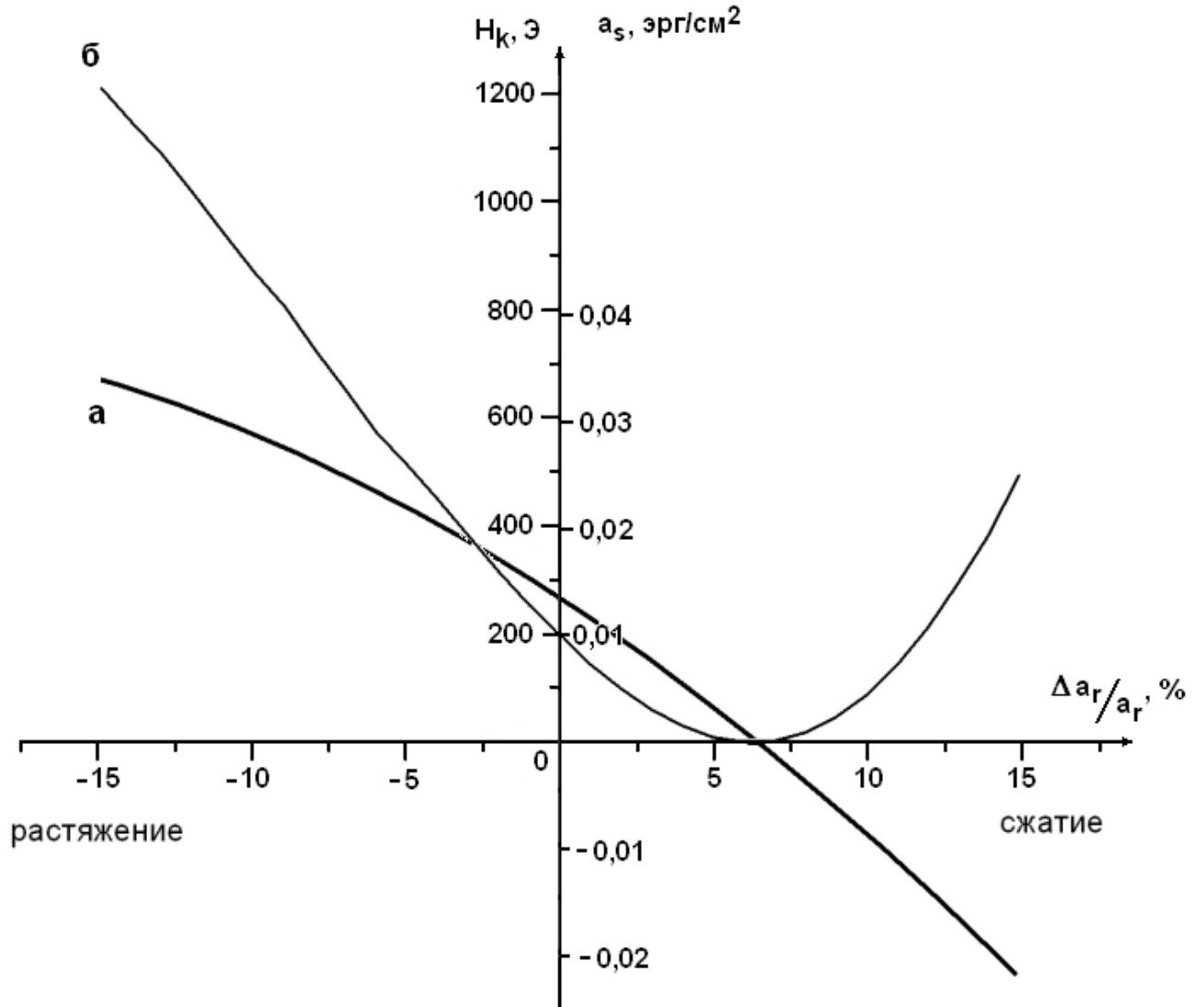


Рис. 3.8

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

3.7 Дефектная структура поверхности

Известно, что поверхность кристалла представляет собой область, где может наблюдаться повышенная концентрация дефектов [189,190]. В некоторых случаях дефекты в приповерхностной области создаются искусственно. Изучим влияние точечных дефектов на поверхностный магнетизм бората железа. Рассмотрим следующую простую модель. В тонком (в несколько атомных монослоев) приповерхностном слое «выключена» часть магнитных ионов. Это могут быть вакансии или замещения диамагнитными ионами (диамагнитное разбавление) или то и другое вместе. От того, каков конкретный механизм «выключения» магнитодипольная энергия практически не зависит. Поэтому в дальнейшем условно будем говорить о дефектах.

Рассчитаем магнитодипольный вклад в энергию поверхностной анизотропии для грани $(10\bar{1}4)$ в зависимости от концентрации дефектов $a_s(x)$. Для этого учтем магнитное взаимодействие ионов Fe^{3+} в параллелепипеде с гранями типа $(10\bar{1}4)$ (рис.3.2) и размерами $100a_r \times 10a_r \times 100a_r$. Одна из его «больших» граней $100a_r \times 100a_r$ (в пл. xz) совпадает с поверхностью кристалла. Используя генератор случайных чисел, мы задавали в параллелепипеде распределение дефектов с заданной концентрацией. Обратим внимание на то, что здесь, в отличие от бездефектной поверхности (см. п.3.1), принципиально важно рассматривать взаимодействие в объеме, содержащем большое число магнитных ионов, достаточное для статистического усреднения. Поэтому такой расчет потребовал значительного машинного времени.

Мы рассматривали изменение концентрации дефектов в диапазоне от 0 до 50% от числа магнитных ионов. Как следует из работы [318], в которой изучалась зависимость температуры Нееля от концентрации ионов Ga в кристаллах $Fe_{1-x}Ga_xVO_3$, для $x \approx 0,5$ кристалл еще остается магнитным при низких температурах. Поэтому в расчете мы полагаем $T = 0K$.

В результате расчета получена зависимость $a_s(x)$, которая оказалась линейной. В соответствии с (3.33) зависимость поля насыщения от

концентрации дефектов (рис. 3.8) является квадратичной. Рис. 3.8 демонстрирует существенное уменьшение поля насыщения с ростом концентрации дефектов.

Здесь появляется принципиальная возможность управлять величиной поверхностной анизотропии бората железа путем введения в приповерхностный слой необходимой концентрации диамагнитных ионов.

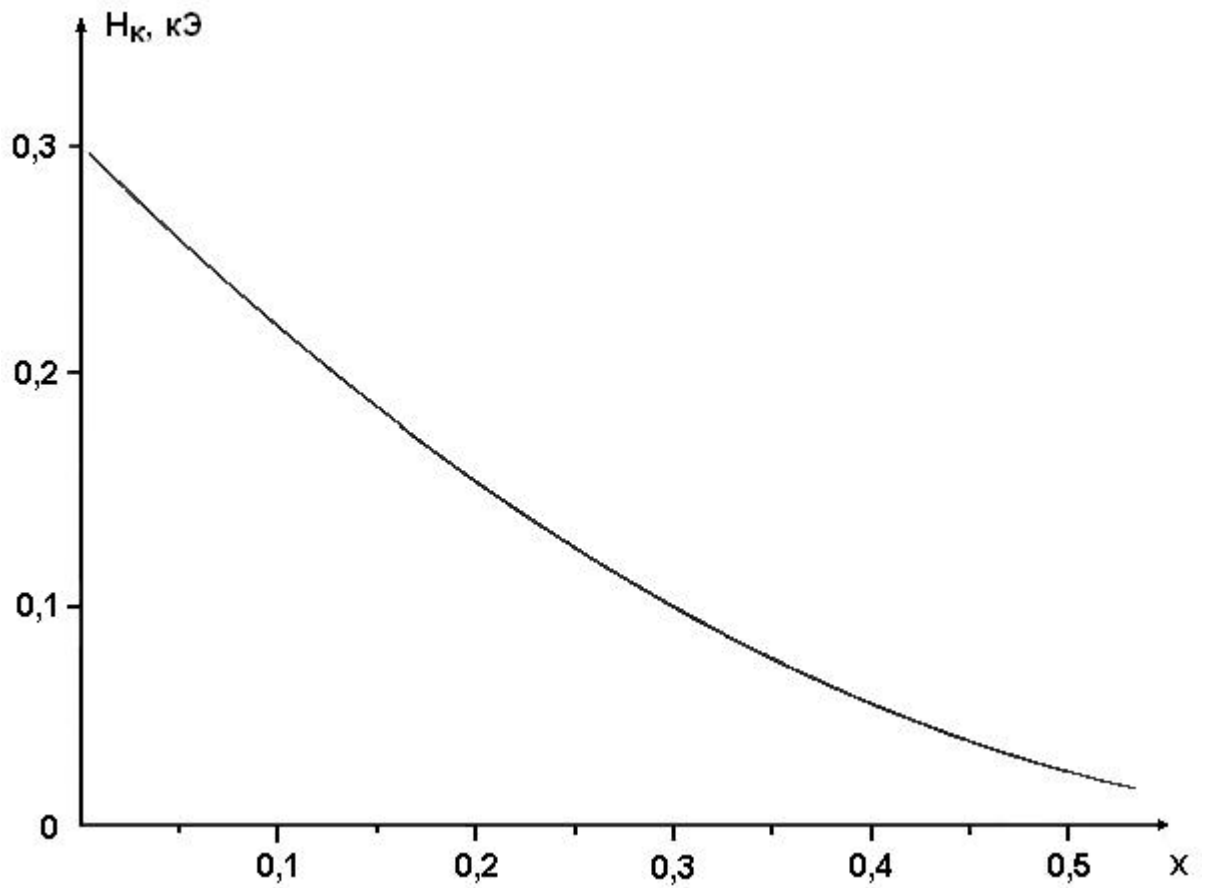


Рис.3.9

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

3.8 Магнитная структура переходного слоя

Рассмотрим магнитную структуру переходного слоя во внешнем поле для грани $(10\bar{1}4)$ при $T = 300\text{K}$ [191,192]. Интегрирование (3.28) приводит к уравнению, связывающему ориентацию φ спинов с их расстоянием S от поверхности кристалла

$$S \cong \frac{1}{\sqrt{H_t}} \ln \frac{\left[1 + \cos\left(\frac{\pi}{4} - \frac{\varphi}{2}\right)\right] \cdot \left[1 - \cos\left(\frac{\pi}{4} - \frac{\varphi_0}{2}\right)\right]}{\left[1 - \cos\left(\frac{\pi}{4} - \frac{\varphi}{2}\right)\right] \cdot \left[1 + \cos\left(\frac{\pi}{4} - \frac{\varphi_0}{2}\right)\right]} \text{ [мкм]}. \quad (3.41)$$

Здесь угол φ_0 , как и ранее, задает ориентацию спинов на поверхности. Его величина, зависящая от поля H_t , приложенного вдоль ЛАО, и поля насыщения H_k , определяется из (3.38).

На рис. 3.10 представлены кривые, определяющие ориентацию спинов в переходном слое $\varphi(S)$, построенные в соответствии с (3.41) и (3.38) для различных величин намагничивающего поля и экспериментального значения $H_k = 1000 \text{ Э}$.

Здесь важно отметить следующее обстоятельство. 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 [177,178]; толщина слоя, образованного несколькими приповерхностными монослоями ионов Fe^{3+} , дающими 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 поверхностного слоя магнитных ионов (см.п.3.4).

Экспериментально структуру переходного слоя можно изучать путем измерения кривых намагничивания приповерхностных слоев различной толщины. При использовании эффектов Керра глубину формирования МО сигнала, пропорционального средней намагниченности зондируемого слоя, можно варьировать путем изменения частоты излучения [178]. Однако, из-за малой глубины формирования МО сигнала (см. п.2.2, [177, 178]) эффекты Керра оказываются малопригодными для исследования структуры слоя.

Перспективным для изучения магнитной структуры переходного слоя бората железа представляется применение метода магнитной мессбауэрографии, который дает возможность измерять среднюю намагниченность приповерхностного магнитного слоя, определяемого глубиной проникновения излучения в кристалл. Отстраиваясь от резонанса и изменяя энергию γ -квантов, глубину проникновения можно варьировать в значительном диапазоне [151]. Использование для этих целей мощного синхротронного излучения [153] открывает новые возможности. В этом случае эксперименты можно проводить на образцах FeVO_3 с естественным содержанием мессбауэровского изотопа ^{57}Fe ($\sim 2\%$), что весьма упрощает задачу, поскольку не требует синтеза обогащенных по этому дорогостоящему изотопу образцов $^{57}\text{FeVO}_3$. Отметим, что при использовании “классического” радиоактивного источника мессбауэровского излучения для получения сигнала необходимой интенсивности нужно использовать только обогащенные кристаллы.

Рассчитаем ожидаемые в мессбауэровском эксперименте средние значения намагниченности слоев. Средняя намагниченность слоя может быть определена следующим образом:

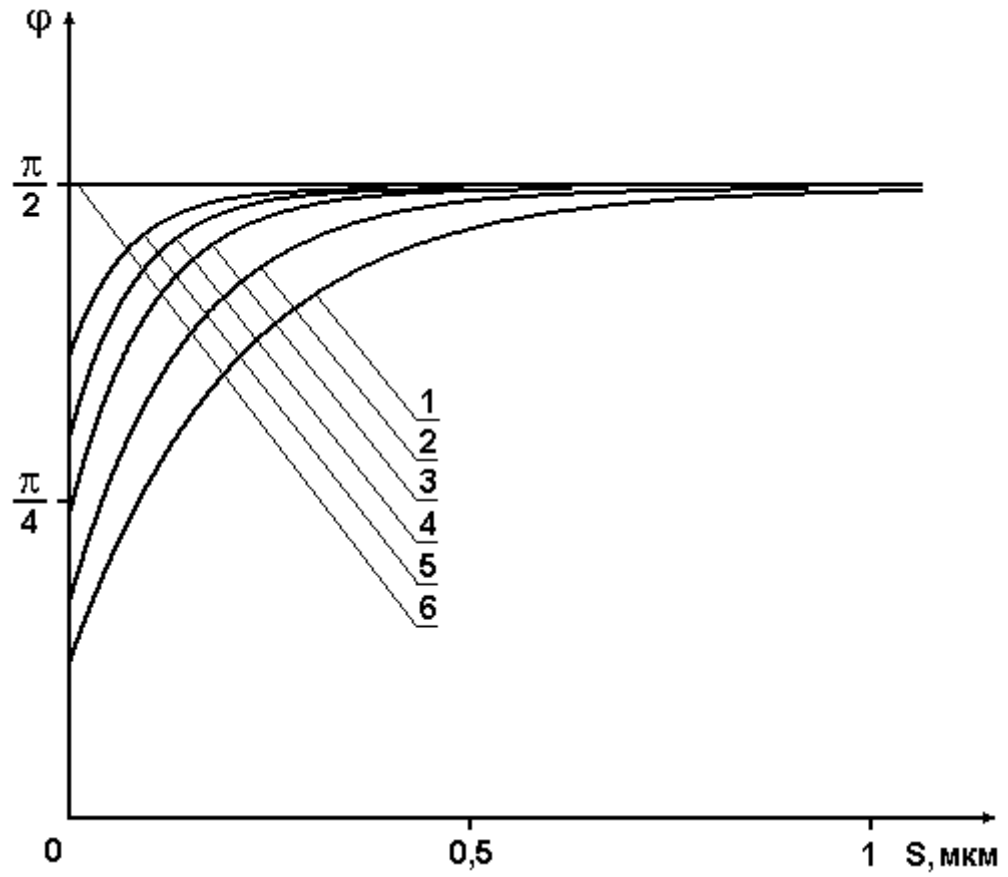


Рис.3.10

Зависимость ориентации спинов от расстояния вглубь кристалла
в различных магнитных полях, приложенных вдоль ЛАО:

$H = 100 \text{ Э}$ – кривая 1; $H = 200 \text{ Э}$ – 2; $H = 400 \text{ Э}$ – 3;

$H = 600 \text{ Э}$ – 4; $H = 800 \text{ Э}$ – 5; $H = 1000 \text{ Э}$ – 6

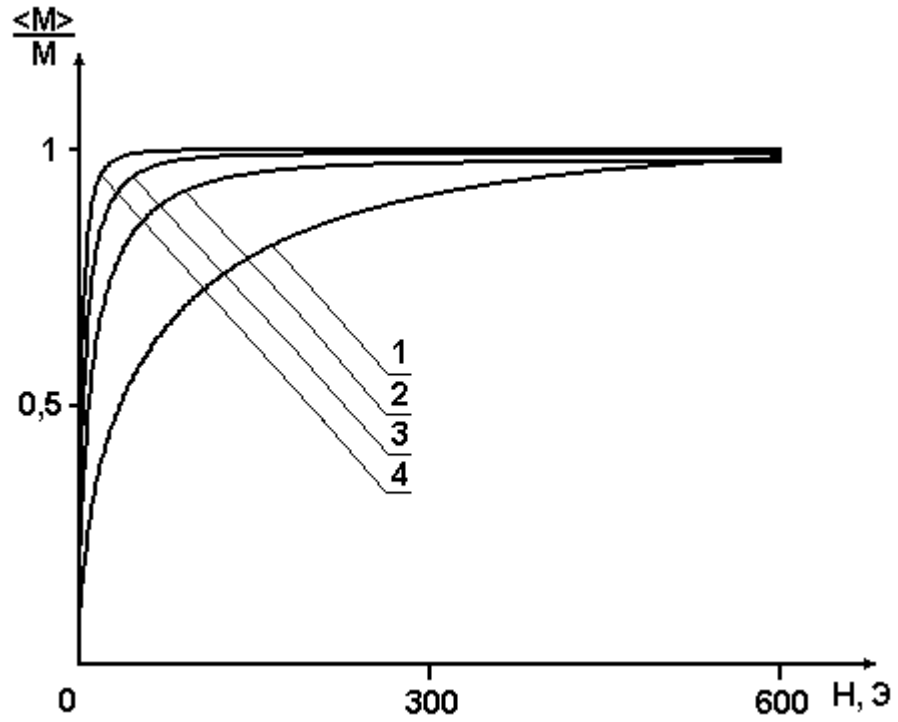


Рис. 3.11

Кривые намагничивания ($\mathbf{H} \parallel \text{TO} \perp 3_z$) приповерхностных слоев различной толщины для грани $(10\bar{1}4)$: $S = 0,1$ мкм – кривая 1;

$S = 0,3$ мкм – 2; $S = 0,5$ мкм – 3; $S = 0,8$ мкм – 4

$$\langle M(H) \rangle = \frac{1}{S_1} \int_0^{S_1} \eta(S) \cdot M_H(S) \cdot dS = \frac{1}{S_1} \int_0^{S_1} \eta(S) M \cos(\pi/2 - \varphi) dS. \quad (3.42)$$

Здесь S_1 – толщина зондируемого слоя; $M_H(S)$ – намагниченность на глубине S ; $\eta(S)$ – весовой множитель, учитывающий затухание мессбауэровского излучения в кристалле. На рис. 3.11 представлены кривые $\langle M(H) \rangle$, рассчитанные для слоев различной толщины в соответствии с (3.42) и с учетом (3.41), (3.38) и экспериментального значения поля насыщения $H_k = 1000$ Э. В (3.42) для простоты мы положили $\eta(S) = 1$.

Результаты и выводы главы 3

1. Рассчитан магнитодипольный вклад в энергию поверхностной анизотропии для всех типов небазисных граней бората железа. Расчет энергии отдельных слоев ионов Fe^{3+} показывает, что закрепление их магнитных моментов поверхностной анизотропией резко ослабевает с глубиной.

2. Определена энергия приповерхностного переходного слоя в отсутствие магнитного поля. Установлено, что намагниченность в переходном слое распределена практически однородно. С учетом энергии поверхностной анизотропии в магнитодипольном приближении найдены равновесные углы магнитных векторов на поверхности кристалла для всех типов граней.

3. Получено выражение для энергии переходного слоя в магнитном поле. С учетом энергии поверхностной анизотропии в магнитодипольном приближении для неискаженных поверхностей определены величины H_k . Для грани (10 $\bar{1}$ 4) $H_k \approx 200$ Э при $T = 300$ К. Ориентации ЛО и ТО в теории и эксперименте совпадают. Для небазисных граней других типов поля H_k пренебрежимо малы, что также согласуется с экспериментом. В предположении о магнитодипольной природе поверхностной анизотропии выражение для H_k приводит к наблюдаемой в эксперименте зависимости $H_k \sim M_0$.

4. 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. Рассчитана зависимость поля H_k от деформации решетки в тонком приповерхностном слое для грани (10 $\bar{1}$ 4). Учет реконструкции поверхности в развитой теории поверхностного магнетизма 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 эта величина существенно уменьшается с ростом концентрации дефектов.

5. 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 этой глубине 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.

Результаты, представленные в гл.3, опубликованы в работах [181, 184, 188, 191, 192].

ГЛАВА 4

МАГНИТНОЕ ДВУПРЕЛОМЛЕНИЕ ЗВУКА В МОНОКРИСТАЛЛАХ БОРАТА ЖЕЛЕЗА. ПОЛЕВАЯ ЗАВИСИМОСТЬ АМПЛИТУДЫ ЗВУКА

4.1 Магнитоакустические эффекты в антиферромагнетиках

С АФ упорядочением связан целый ряд специфических физических свойств, существование которых вытекает из требований симметрии [193]. К равновесным свойствам этого типа в первую очередь следует отнести слабый ферромагнетизм [7], а также пьезомагнитный и магнитоэлектрический эффекты [194]. Вслед за ними были предсказаны теоретически и обнаружены экспериментально многие АФ эффекты в кинетике и оптике [193 - 197]. Однако нас будут интересовать их акустические аналоги. Специфика акустики формально связана с тем, что упругие свойства в отличие от кинетических (гальваномагнитных) и оптических описываются тензором четвертого, а не второго ранга. Кроме того, в акустике равноправно с поперечными выступают продольные волны. На свойства акустических волн в антиферромагнетиках может оказывать сильное влияние магнитная подсистема. Поэтому весь комплекс акустических явлений в АФ материалах уместно называть магнитоакустикой антиферромагнетиков [198].

4.1.1 Магнитоупругое взаимодействие. Рассмотрение магнитоакустических эффектов в антиферромагнетиках начнем с краткого описания МУ взаимодействия, которое лежит в основе этих эффектов. МУ взаимодействие определяет связь между магнитной и упругой подсистемами в магнитных материалах. Энергию этого взаимодействия можно представить как разность энергий магнитных взаимодействий упруго деформированного и недеформированного кристалла. МУ взаимодействие может сказываться не только на магнитных свойствах, но и на других свойствах, связанных с

магнетизмом. Это относится и к статике [187], и к представляющей для нас главный интерес динамике, о которой будет идти речь.

Первой и основополагающей работой рассматривающей МУ связь как причину взаимодействия двух элементарных возбуждений – магнонов (спиновых волн) и фононов (упругих волн) – была работа Ахиезера (1946 г.) [199].

Второй этап исследований МУ динамики магнетиков начинается с предсказания и открытия связанных МУ (магнон-фононных) волн и магнитоакустического резонанса (1956-1958 г.г.) в работах Ахиезера [200], Турова и Ирхина [201], Ахиезера, Барьяхтара и Пелетминского [202] и Киттеля [203]. Эти работы фактически открыли новую область физики магнетиков – магнитоакустику СВЧ, нашедшую затем ряд важных применений [204,205].

Наконец, третий этап, начавшийся с 1963-1964 г.г., это открытие и исследование явлений, связанных с эффектами спонтанно-нарушенной симметрии – МУ щелью в квазимагнонной ветви связанных МУ волн и смягчением квазифононной ветви, в особенности, вблизи точек ориентационного фазового перехода [206-238].

В работах по АФМР на гематите выше точки Морина (легкоплоскостное состояние) [206-209] впервые наблюдалось проявление МУ щели. Было обнаружено, что низкочастотная мода ω резонанса не может быть описана известными к тому времени вкладами в частоту, обусловленными магнитной анизотропией и внешним магнитным полем \mathbf{H} . Если обозначить оба вклада вместе через ω_M , то

$$\omega^2 = \omega_M^2 + \omega_{me}^2, \quad (4.1)$$

где второе слагаемое, как раз и представляет собой открытый эффект МУ щели. Важно, что оно не зависело от направления \mathbf{H} в легкой плоскости и, таким образом, не могло быть связано с магнитной анизотропией в этой плоскости. Было высказано предположение, что определяемый членом ω_{me}^2 вклад в частоту

АФМР связан со спонтанными магнитоэластическими деформациями, создающими дополнительное эффективное поле анизотропии для колебания спинов. Сам термин «МУ щель» появился несколько позже – в работе [210].

Теория АФ резонанса с учетом спонтанных деформаций в основном состоянии была развита в работах [207, 210, 212]. При этом была подтверждена не только МУ природа эффекта в гематите, но и сделаны новые предсказания. В частности, была предсказана аномально большая величина щели для редкоземельных ферромагнетиков с анизотропией типа легкая плоскость (диспрозия и тербия) [210]. Это предсказание подтвердилось в экспериментах по неупругому рассеянию нейтронов на спиновых волнах в этих металлах [239, 240]. Кроме гематита и редкоземельных ферромагнетиков эффекты МУ щели детально изучались на борате железа, FeBO_3 [18, 241 - 243].

МУ щель обусловлена влиянием упругой подсистемы на магнитную. Имеется, конечно, и обратное влияние колебаний спинов на ветвь акустических колебаний (фононов). Таким образом, ветви единого спектра МУ колебаний – квазиакустическая и квазифононная (квазиакустическая) – взаимодействуют между собой. При этом возникает сильная деформация квазиакустической ветви, которая остается безактивационной ($\omega(k=0) = 0$). Закон дисперсии в области малых волновых чисел трансформируется от линейного к квадратичному. Экспериментально этот эффект проявляется в уменьшении скорости звука при уменьшении резонансной частоты, что может быть достигнуто за счет изменения магнитного поля, температуры или давления. В этом случае говорят о смягчении квазифононной ветви. Одновременно с уменьшением скорости звука может резко возрасти его затухание [244, 245]. Уменьшение скорости звука наблюдалось в ряде работ [213 - 216, 228, 230, 231, 237, 238, 241, 246 - 250]. В особенности значительный эффект был получен в гематите [216], борате железа [241], тербии [215] и ортоферрите эрбия [230, 231].

Чаще всего оба указанных эффекта (МУ щель и смягчение квазиакустической моды) сильно подавляются обычной магнитной

анизотропией. Именно поэтому эти эффекты экспериментально наблюдались главным образом в легкоплоскостных магнетиках, в которых кристаллографическая анизотропия относительно мала.

В общем МУ взаимодействие в магнитных кристаллах относится к разряду сравнительно слабых взаимодействий. Однако в некоторых случаях, оно может оказаться определяющим для многих свойств магнитоупорядоченных веществ.

МУ взаимодействие можно характеризовать безразмерным параметром МУ связи

$$\zeta = |\Delta C / C| = \omega_{me}(k=0) / \omega(k=0), \quad (4.2)$$

где C – упругая постоянная; ΔC – динамический МУ вклад в эффективную упругую константу $C + \Delta C$ [251]; частоты ω_{me} и ω определены в (4.1). Обычно $\zeta \ll 1$. В некоторых же случаях параметр ζ достигает гораздо больших значений: $\zeta \sim 1$. Можно указать, по крайней мере, три возможности, когда МУ связь оказывает существенное влияние на динамику магнонов и фононов. Первая возможность реализуется при условии магнитоакустического резонанса, когда совпадают частоты и волновые векторы магнонов и фононов одной и той же симметрии (точка пересечения дисперсионных кривых для магнонов и фононов). В окрестности точки резонанса, как известно, происходит «расталкивание» спектров. Расстояние между новыми дисперсионными кривыми в этих условиях определяется величиной $\sqrt{\zeta}$, что значительно больше ζ . Кроме того, в этой области резко усиливаются магнитоакустические свойства магнитных кристаллов, связанные, в частности, с поглощением и распространением звука (например, возрастают круговое или линейное ДП и дихроизм звуковых волн). При перемещении вдоль дисперсионных кривых в районе точки резонанса происходит взаимная трансформация квазичастиц – магнонов и фононов.

Вращение плоскости поляризации звука наблюдалось в работе [252], а взаимное превращение магнонов и фононов – в [253]. Более полные и детальные экспериментальные исследования связанных МУ волн были выполнены в работах [205, 254].

Вторая возможность эффективного проявления МУ связи была указана после построения вращательно-инвариантной теории МУ сред [255 - 260]. Фактически был обнаружен новый механизм МУ связи, непосредственно обусловленный магнитной кристаллографической анизотропией. Появление, в соответствии с вращательно-инвариантной теорией, слагаемых в термодинамическом потенциале магнетика, содержащих компоненты антисимметричной части тензора деформаций, приводит к различию скоростей звука для волн, соответствующих, например, градиентам смещений $(\partial u_z/\partial x)$ и $(\partial u_x/\partial z)$ (так называемый эффект невзаимности) [260, 261].

Обращаясь к параметру МУ связи (4.2), можно обнаружить еще одну (третью) возможность усиления динамических эффектов МУ связи. Она возникает вблизи магнитных ориентационных фазовых переходов (ОФП), если взаимодействующая со звуком магнитная мода с частотой ω является мягкой модой при этом переходе, так что без учета МУ связи в точке фазового перехода $\omega = 0$. Переход может быть фазовым переходом по температуре, магнитному полю или давлению. При этом, благодаря МУ связи не обращается в нуль щель для квазимагнонной моды ω в точке фазового перехода, достигая в ней минимального значения $\omega = \omega_{me}$, а обращается в нуль эффективный динамический модуль упругости $C + \Delta C$ (или определяемая им скорость звука) для соответствующей квазифононной моды [211, 262 - 264]. При этом $\zeta = 1$.

Появление МУ щели в спектре квазимагнонной ветви колебаний вблизи ОФП связано с антифазными колебаниями магнитного момента и кристаллической решетки. Аналогом таких колебаний являются оптические колебания решетки. Безактивационным же квазиупругим колебаниям на низких частотах соответствуют синфазные колебания магнитного момента и решетки,

аналогом которых служат акустические колебания. Из-за МУ взаимодействия магныоны "утяжеляют" фононы, что и приводит к уменьшению скорости звука. Долгое время считалось, что МУ вклад в щель спектра спиновых волн в точке ОФП является единственным и потому, несмотря на свою малость, легко доступным для экспериментального определения. Однако в некоторых магнетиках МУ взаимодействие, как оказалось, не является основным фактором, обуславливающим квазиспиновую щель в точке ОФП. К таковым относятся, например, широко используемые для изучения МУ эффектов сравнительно сложные магнетики – редкоземельные ортоферриты.

Комплексные экспериментальные исследования динамики магнетиков в области ОФП, позволили сделать новые выводы относительно роли, которую играют в ее формировании МУ эффекты (см., в частности, [224 - 235]). Стало ясно, что само по себе наличие активации в спектре магныонов в точках ОФП второго рода не является достаточным аргументом для вывода о решающем вкладе в этот эффект динамического взаимодействия упругих и спиновых колебаний. Экспериментально наблюдаемые энергетические щели в спектрах мягких мод магнитного резонанса нельзя отождествлять с МУ щелью, т.е. только с воздействием упругой подсистемы на магнитную (как это полагалось в [236]). На деле оказалось, что, кроме прогнозируемого теорией [236] еще и дипольного вклада в величину измеряемой щели, как правило, требуется учет ряда дополнительных взаимодействий. Стало также ясно, что имеются существенные расхождения теории и эксперимента в поведении скорости звука в области ОФП (в величине ее изменения).

К исследованию эффектов сильного проявления МУ взаимодействия до сих пор сохраняется неослабевающий интерес. Современный подход к этой проблеме состоит в том, что для полного описания спектра связанных колебаний в магнетиках необходим учет трех подсистем: магнитной, упругой и МУ, а также необходим учет структурных и магнитных неоднородностей, в том числе и доменной структуры. Следует еще учитывать анизотропию кристалла.

4.1.2 Симметричный анализ магнитоакустических эффектов в антиферромагнетиках. Для описания особенностей акустических свойств АФ кристаллов можно использовать два макроскопических подхода [193 - 198]. Обсудим их кратко, следуя в основном работам Турова [193-195, 197, 198]. Первый подход является чисто симметричным. Он основан на инвариантном разложении магнитного вклада $\Delta C_{ijkl}(\mathbf{L}, \mathbf{M}, \mathbf{H}) \equiv \Delta C_{\alpha\beta}(\mathbf{L}, \mathbf{M}, \mathbf{H})$ в эффективный тензор упругих модулей по векторам антиферромагнетизма \mathbf{L} , намагниченности \mathbf{M} и магнитного поля \mathbf{H} . Симметричный анализ позволяет качественно установить (предсказать) само существование интересующих нас характерных АФ эффектов в акустике и, в частности, акустическое ДП, обусловленное антиферромагнетизмом. При этом мы ничего не можем сказать о величине этих эффектов. Этот подход удобно использовать для классификации возможных эффектов. Такая классификация для АФ кристаллов проведена в [194]. При симметричном анализе АФ структур, кристаллические решетки которых обладают центром симметрии, можно выделить два наиболее характерных магнитоакустических эффекта: круговое и линейное ДП звука – акустические аналоги оптических эффектов Фарадея и Коттона-Мутона, соответственно. При этом круговое ДП связано с антисимметричными инвариантами $\Delta C_{\alpha\beta}^a = -\Delta C_{\beta\alpha}^a$ в разложении величины $\Delta C_{\alpha\beta}$. Линейное ДП определяется симметричными инвариантами $\Delta C_{\alpha\beta}^s = \Delta C_{\beta\alpha}^s$. Анализ показывает, что величины $\Delta C_{\alpha\beta}^a$ и $\Delta C_{\alpha\beta}^s$ обладают определенными свойствами четности относительно изменения знака частоты звука [194]:

$$\Delta C_{\alpha\beta}^s(\omega, \mathbf{L}, \dots) = \Delta C_{\alpha\beta}^s(-\omega, \mathbf{L}, \dots), \quad (4.3)$$

$$\Delta C_{\alpha\beta}^a(\omega, \mathbf{L}, \dots) = -\Delta C_{\alpha\beta}^a(-\omega, \mathbf{L}, \dots). \quad (4.4)$$

Из (4.3) и (4.4) следует важный вывод об асимптотическом поведении $\Delta C_{\alpha\beta}^a$ и $\Delta C_{\alpha\beta}^s$ при $\omega \rightarrow 0$ [193]: $\Delta C_{\alpha\beta}^s$ являются четными функциями ω и могут

давать вклад в статические значения $\Delta C_{\alpha\beta}(0, \mathbf{L}, \dots)$. Напротив, $\Delta C_{\alpha\beta}^a$ – нечетные функции ω и $\Delta C_{\alpha\beta}^a(\omega, \mathbf{L}, \dots) \rightarrow 0$ при $\omega \rightarrow 0$. Отсюда, в частности, следует, что при достаточно малых частотах эффектом кругового ДП можно пренебречь (см. п. 4.3).

Необходимо заметить, что наличие в $\Delta C_{\alpha\beta}$ как симметричных, так и антисимметричных слагаемых приводит к наложению линейного и кругового ДП друг на друга. При этом сам тензор упругих модулей $C_{\alpha\beta}$ (немагнитный!), который является симметричным (в кристаллах с центром кристаллохимической симметрии, только и рассматриваемых нами), также может приводить к линейному ДП. Имея кристаллохимическую природу, связанную с анизотропией упругих модулей $C_{\alpha\beta}$, этот немагнитный вклад в линейное ДП, как правило, будет значительно превосходить упомянутые магнитные вклады. В то же время, симметричность тензора $C_{\alpha\beta}$ приводит к невозможности существования немагнитного кругового ДП (активности) в рассматриваемых кристаллах.

Для одноосных кристаллов (тетрагональных, ромбоэдрических и гексагональных) наибольший интерес представляет поперечный звук, распространяющийся вдоль главной оси симметрии z ($\mathbf{k} \parallel z$). В этой ситуации линейное ДП имеет целиком АФ природу, тогда как в других случаях оно является лишь поправкой к кристаллохимическому ДП, обусловленному анизотропией упругих свойств кристалла.

4.1.3 Термодинамический потенциал и уравнения магнитоупругой динамики. В другом подходе МУ волны рассматриваются на основе связанных уравнений МУ динамики – динамических уравнений теории упругости и уравнений движения для спиновой (АФ) подсистемы. Этот второй подход более сложен и громоздок в математическом плане. Однако его преимущество состоит в том, что он позволяет построить количественную теорию магнитоакустических эффектов.

Для нахождения нормальных акустических волн приходится решать систему уравнений упругой динамики [8]

$$\rho \ddot{u}_i = \frac{\partial \sigma_{ij}}{\partial x_j}. \quad (4.5)$$

Здесь u_i – компоненты вектора смещения; σ_{ij} – компоненты тензора механических напряжений. Явный вид уравнений (4.5) для различных магнитных структур может быть взят, например из [211, 265, 266].

Тензор σ_{ij} с учетом определения симметричного тензора деформаций $u_{ij} = (\partial u_i / \partial x_j + \partial u_j / \partial x_i) / 2$ можно вычислить следующим образом:

$$\sigma_{ij} = \frac{\partial F}{\partial (\partial u_i / \partial x_j)} = \frac{1}{2} \frac{\partial F}{\partial u_{ij}} \quad (4.6)$$

Обратим внимание на то, что формула (4.6) справедлива только в случае $i \neq j$. Для симметричных компонент множитель $1/2$ отсутствует (см. [267]). Входящий сюда термодинамический потенциал F включает в себя три части – магнитную F_m , упругую F_e и МУ F_{me} . Из-за МУ взаимодействия выражения для σ_{ij} (4.6) включают компоненты магнитных векторов, так что уравнения (4.5) содержат не только упругие, но и магнитные переменные.

Макроскопические уравнения бездиссипативного движения вектора намагниченности ферромагнетика в магнитном поле или, как их принято называть, уравнения Ландау-Лифшица можно представить в виде [202]:

$$\dot{\mathbf{m}} = \frac{\gamma}{2M_0} \left(\mathbf{m} \times \frac{\partial F}{\partial \mathbf{m}} + \mathbf{l} \times \frac{\partial F}{\partial \mathbf{l}} \right), \quad \dot{\mathbf{l}} = \frac{\gamma}{2M_0} \left(\mathbf{m} \times \frac{\partial F}{\partial \mathbf{l}} + \mathbf{l} \times \frac{\partial F}{\partial \mathbf{m}} \right), \quad (4.7)$$

где γ – магнитомеханическое отношение; M_0 – подрешеточная намагниченность.

Из уравнений Ландау-Лифшица (4.7) находим динамические компоненты $\Delta \mathbf{l}$ и $\Delta \mathbf{m}$, вызванные звуковыми деформациями, в зависимости от частоты ω , поля \mathbf{H} и т. д. Подставив эти значения $\Delta \mathbf{l}$, $\Delta \mathbf{m} \sim u_{ij}$ в уравнения (4.5) получаем систему однородных линейных уравнений для упругих смещений \mathbf{u} . Ее решение в виде $u \propto \exp(i\mathbf{k} \cdot \mathbf{r} - i\omega t)$ определяет собственные волновые числа и поляризации (отношения амплитуд) при заданной частоте ω для искомым нормальных мод.

Обратим внимание на следующее обстоятельство. Коэффициенты связи в соотношениях $\Delta \mathbf{l}$, $\Delta \mathbf{m} \sim u_{ij}$ определяемые из уравнений (4.7), вообще говоря, имеют резонансные знаменатели вида $(\omega^2 - \omega_{\text{AFMR}}^2)^{-1}$, благодаря которым указанные коэффициенты неограниченно растут вблизи частоты АФ резонанса ω_{AFMR} . Сказанное означает, что, строго говоря, нормальными модами являются магнитоакустические волны, исследованию которых посвящена многочисленная литература (см., напр., [268-270]).

Если рассматривать достаточно низкие частоты, такие что $\omega^2 \ll \omega_{\text{AFMR}}^2$, то слагаемым ω^2 в резонансном знаменателе можно пренебречь. Это приближение не означает, что мы используем квазистатический подход (равновесную связь между магнитными и упругими колебаниями), поскольку в указанных коэффициентах связи сохраняются слагаемые, линейные по частоте ω , благодаря наличию в уравнениях (4.7) слева первой производной по времени. Такое приближение обеспечивает ненулевое значение величин $\Delta C_{\alpha\beta}^a$ и соответствующего им эффекта кругового ДП.

При квазиравновесном подходе в уравнениях (4.7) следует положить

$$\dot{\mathbf{m}} = \dot{\mathbf{i}} = 0, \quad (4.8)$$

но при этом круговое ДП обращается в нуль. Физически это объясняется тем, что акустическая активность связана с прецессией магнитных моментов, которая, естественно, исчезает при частоте $\omega = 0$.

Решения уравнений МУ динамики ведут к тем же эффектам акустического ДП, которые получаются при симметричном подходе [194]. Однако при известных упругих и МУ константах этот метод дает не только качественные, как в симметричном подходе, но и количественные оценки эффектов.

4.2 Описание экспериментов по магнитному двупреломлению звука в борате железа

В работах [271 - 273] экспериментально и теоретически изучалось влияние магнитного поля на амплитуду поперечно поляризованной звуковой волны, распространяющейся в монокристалле бората железа. В экспериментах, выполненных в ИРЭ НАН Украины, использовался синтезированный нами из газовой фазы монокристалл бората железа [174, 175] (см. гл. 9) 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. После обработки точность ориентации оси 3_z относительно нормали к поверхности пластины оказалась не хуже одного градуса. Ширина линии АФМР образца на частоте 60 ГГц при 77 К составляла $\Delta H_{1/2} \leq 100 \text{ Э}$, что для кристалла FeBO_3 , синтезированного из газовой фазы является свидетельством высокого качества.

Эксперименты по возбуждению звука в борате железа осуществлялись в следующей геометрии: $\mathbf{k} \parallel 3_z \perp \mathbf{H}$. Здесь \mathbf{k} – волновой вектор звуковой волны; \mathbf{H} – внешнее магнитное поле.

Схема измерений представлена на рис. 4.1. Образец помещался между двумя пьезопреобразователями из LiNbO_3 X-среза, выполненными в виде дисков диаметром 2 мм и толщиной около 12 мкм, размещенных на массивных латунных бонках толщиной $\approx 3 \text{ мм}$ (рис. 4.1). Бонки являлись тыльными электродами и способствовали существенному увеличению полосы рабочих частот пьезопреобразователей. Один из преобразователей соединялся коаксиальным волноводом с генератором качающей частоты и служил излучателем звука, а второй – панорамным приемником. Преобразователи, установленные на базисных плоскостях кристалла, ориентировались так, чтобы поляризации излучаемого и принимаемого звука были либо скрещены под

углом 90° , либо взаимно параллельны. Измерения выполнялись в непрерывном режиме. Экранировка приемника от наводки прямого, не преобразованного в звук электромагнитного сигнала, осуществлялась с помощью двух диафрагм из алюминиевой фольги толщиной 5–7 мкм, служивших вторыми электродами преобразователей.

Акустические контакты в этой связке обеспечивались за счет использования тонких слоев кремнийорганической жидкости, отвердевавшей при 150К в процессе охлаждения связки. Подмагничивающее поле H создавалось катушками Гельмгольца и лежало в плоскости легкого намагничивания – базисной плоскости кристалла (0001), направление поля относительно оси второго порядка 2_x было произвольным. В процессе эксперимента образец $FeVO_3$ находился в среде жидкого азота при температуре 77К. Контрольные измерения выполнялись на тонкой (толщиной ≈ 100 мкм) высокосовершенной пластинке $FeVO_3$ в импульсном режиме с применением буферной линии задержки. Тонкие базисные пластинки бората железа были выращены нами методом синтеза из раствора в расплаве [274, 275] (см. п.9.4).

Суммарные потери на два преобразования и на прохождение звука через образец и клейки составляли 30 – 40 дБ, а подводимая к излучающему преобразователю непрерывная электромагнитная мощность равнялась 100 мкВт. При этом амплитуда деформаций в упругой волне не превышала 10^{-7} см.

Измеренная при $T = 77K$ полевая зависимость амплитуды A_{\perp} звука (соответствует скрещенной поляризации излучающего и приемного преобразователей) частотой 178 МГц, прошедшего сквозь пластину $FeVO_3$, представлена на рис. 5.1а (п.5.1). Эта зависимость носит осциллирующий характер. При этом 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. 4.2а приведена экспериментальная зависимость $A_{\perp}(H)$, полученная в результате фильтрации высокочастотной компоненты сигнала. Фильтрация выполнялась в низкочастотном блоке приемника на входе самописца. Отметим, что малопериодные осцилляции не являются шумом, как это может показаться на первый взгляд (см. гл. 5).

В этой и последующих главах для удобства сравнения с расчетом экспериментальные результаты повторяются в различных рисунках.

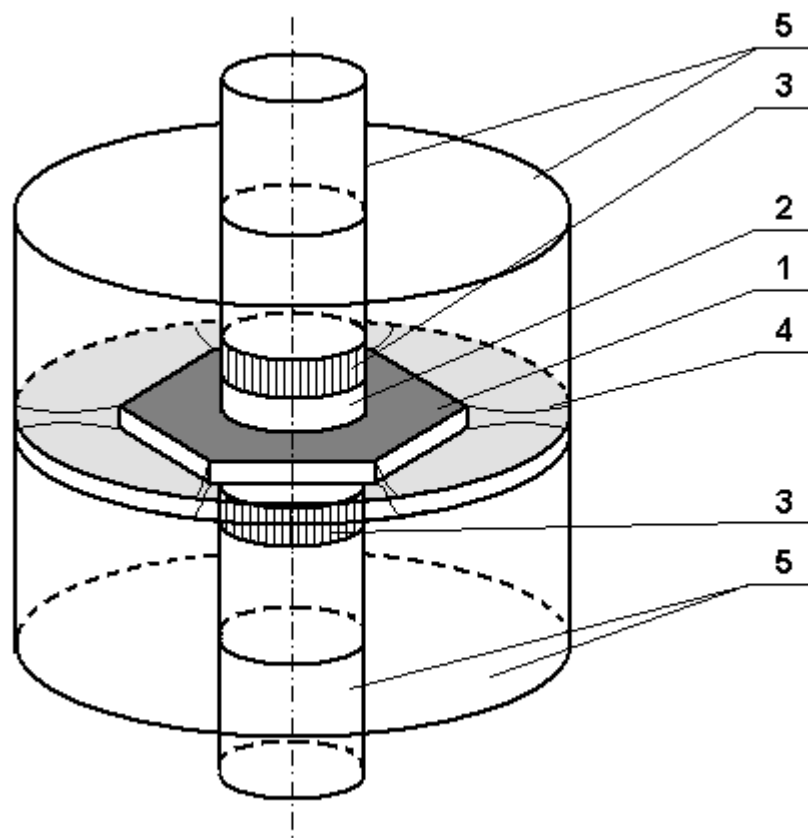


Рис 4.1

Схема экспериментальной измерительной головки [271]:
1 – кристалл FeVO_3 ; 2 – пьезопреобразователи; 3 – латунные
бонки; 4 – алюминиевая фольга; 5 – коаксиальный волновод

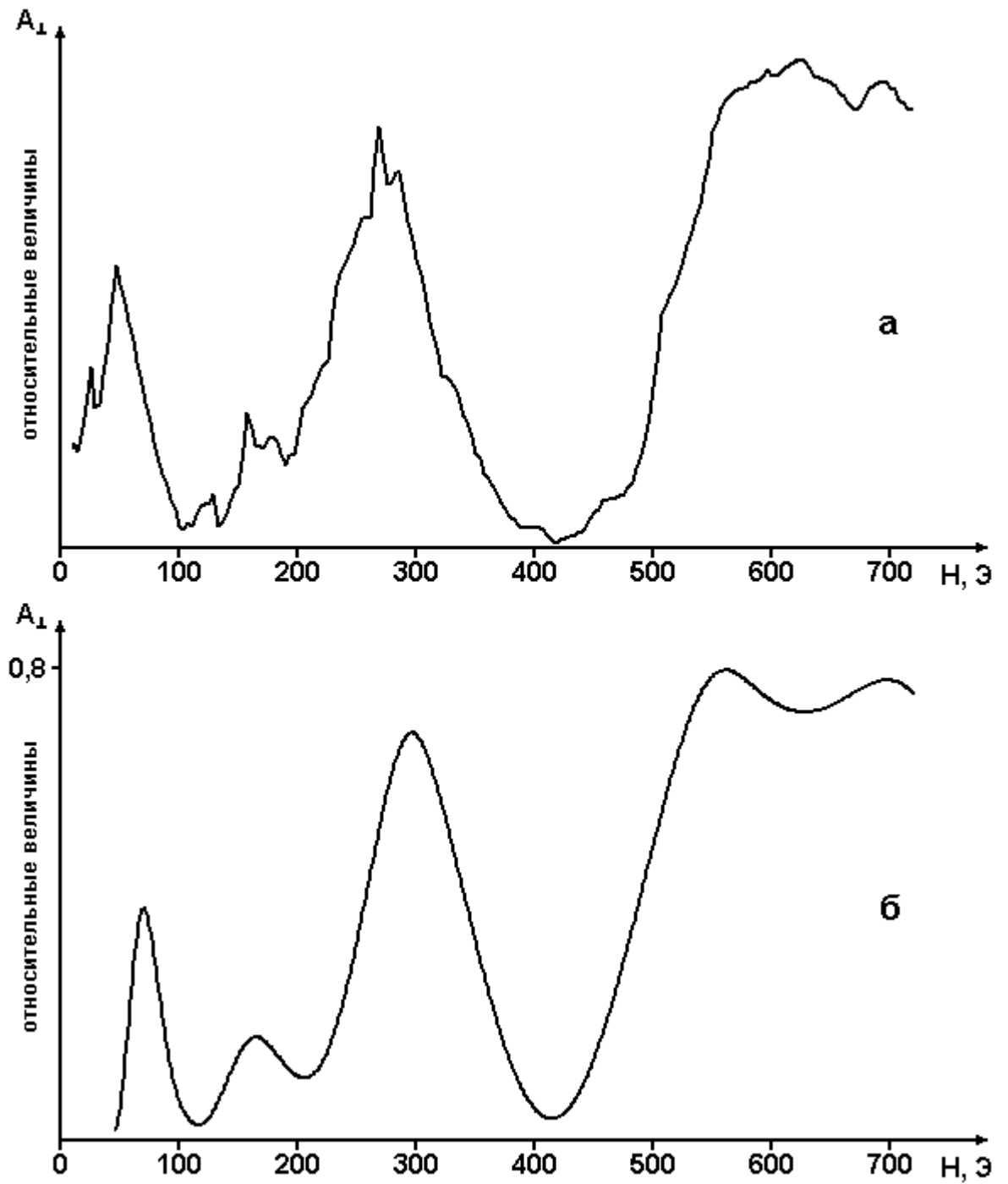


Рис. 4.2

Полевая зависимость амплитуды ультразвука $A_{\perp}(H)$:
 а – экспериментальная кривая; б – расчет с учетом
 одноосной анизотропии в базисной плоскости

4.3 Линейное двупреломление звука в базисноизотропном случае

Для интерпретации экспериментальных результатов по магнитному ДП звука в FeVO_3 [271] целесообразно упомянуть о первых экспериментах подобного рода, выполненных Гакелем [276] на MnCO_3 – кристалле с такой же кристалломагнитной структурой, как у бората железа. Экспериментальная зависимость интенсивности поперечно поляризованного звука, прошедшего сквозь базисную пластинку карбоната марганца, от магнитного поля представлена на рис. 4.3а. Здесь также наблюдаются осцилляции. Сравнение рис. 4.2а и 4.3а, позволяет говорить о единой природе эффектов в борате железа и карбонате марганца.

Понять природу эффекта, представленного на рис. 4.3а, удалось Турову [194,195]. Основываясь на симметричном анализе и уравнениях МУ динамики он показал, что для поперечной звуковой волны, распространяющейся вдоль оси 3_z АФ кристалла с симметрией $\Gamma^+ 3_z^+ 2_x^-$ (MnCO_3 , FeVO_3 , $\alpha\text{-Fe}_2\text{O}_3$ и др., группа симметрии D_{3d}^6), должен существовать эффект линейного ДП (см. п.4.1). Верхний индекс «+» или «-» означает четность или нечетность соответствующего независимого элемента симметрии группы [8]. Четными и нечетными называются элементы g^+ и g^- , связывающие магнитные атомы, относящиеся соответственно к одной и той же или к разным подрешеткам. По существу рассматриваемое явление представляет собой акустический аналог оптического эффекта магнитного линейного ДП, называемого в различных источниках эффектом Фогта или Коттона-Мутона.

Суть акустического эффекта Коттона-Мутона состоит в том, что при распространении поперечно поляризованного звука вдоль оси третьего порядка АФ кристалла одна из линейно поляризованных мод не взаимодействует с магнитной подсистемой (немагнитная мода), а вторая весьма существенно взаимодействует с ней (магнитная мода). Фазовая скорость последней зависит от магнитного поля, что приводит к сдвигу фаз между модами и, как следствие, к эллиптической поляризации прошедшей в кристалле волны. Магнитная мода

возникает из-за МУ добавок в эффективные упругие модули, определяющие фазовую скорость этой моды. Монотонное с магнитным полем изменение сдвига фаз вызывает вращение эллипса поляризации при одновременном осцилляционном изменении его формы, что в свою очередь и приводит к наблюдаемым осцилляциям амплитуды звуковой волны на выходе из кристалла.

Полученная Туровым в рамках такой теоретической модели кривая $A(H)$ представлена на рис 4.3б [195]. Она достаточно хорошо воспроизводит эксперимент, выполненный на карбонате марганца [276] (рис 4.3а). Мы будем далее называть рассматриваемые осцилляции звука в АФ по имени их первых исследователей – осцилляциями Гакеля-Турова (ОГТ). В своих расчетах Туров использовал известные для карбоната марганца эффективные поля H_D и H_E (см. табл. 4.1). Еще два необходимых параметра по существу сводятся к H_{me1} и H_{me2} – так называемым первому и второму МУ полям. Их значения Туров определил непосредственно, аппроксимируя расчетной кривой экспериментальную (см. табл. 4.1). Оказалось, что H_{me1} почти в два раза превосходит величину, полученную методом АФМР [277]. Величину же H_{me2} для $MnCO_3$ сравнить, к сожалению, было не с чем.

Табл. 4.1

Некоторые константы $MnCO_3$.

$H_E, \text{ Э}$	$H_D, \text{ Э}$	$H_{me1}, \text{ Э}$	$H_{me2}, \text{ Э}$
$0,32 \times 10^6$ [278]	320 [278]	4,69 [195] 2,50 [277]	0,70 [195]

Основываясь на теории магнитного ДП звука в антиферромагнетиках [195], проанализируем экспериментальные результаты на борате железа [271] (рис. 4.2а). С этой целью получим выражения полевой зависимости амплитуды поперечной звуковой волны $A(H)$ на выходе из кристалла.

Для изучения магнитоакустических эффектов в термодинамическом потенциале кристалла нужно учесть магнитный F_m , упругий F_e и МУ F_{me} вклады:

$$F = F_m + F_e + F_{me}, \quad (4.9)$$

где

$$F_m = \frac{1}{2} E m^2 + a l_z^2 + D(l_x m_y - l_y m_x) - 2M_0 \cdot \mathbf{H} \cdot \mathbf{m}, \quad (4.10)$$

$$F_e = \frac{1}{2} C_{11} (u_{xx}^2 + u_{yy}^2) + 2C_{66} u_{xy}^2 + C_{12} u_{xx} u_{yy} + 2C_{44} (u_{xz}^2 + u_{yz}^2) + \\ + 2C_{14} [(u_{xx} - u_{yy}) u_{yz} + 2u_{xy} u_{xz}] + C_{13} (u_{xx} + u_{yy}) u_{zz} + \frac{1}{2} C_{33} u_{zz}^2. \quad (4.11)$$

$$F_{me} = B_{11} (l_x^2 u_{xx} + l_y^2 u_{yy}) + B_{12} (l_x^2 u_{yy} + l_y^2 u_{xx}) + 2B_{66} l_x l_y u_{xy} + \\ + 2B_{14} [2l_x l_y u_{xz} + (l_x^2 - l_y^2) u_{yz}] + 2B_{41} [l_y l_z (u_{xx} - u_{yy}) + 2l_x l_z u_{xy}] + \\ + B_{13} (l_x^2 + l_y^2) u_{zz} + 2B_{44} (l_x l_z u_{xz} + l_y l_z u_{yz}) + B_{31} l_z^2 (u_{xx} + u_{yy}) + B_{33} l_z^2 u_{zz}. \quad (4.12)$$

В (4.10) мы не учитываем малое слагаемое $(1/2) b m_z^2$ (ср. (1.4)).

Использование выражения (4.10) означает пренебрежение магнитной анизотропией в базисной плоскости (см.(1.7)), поэтому рассматриваемую здесь модель будем называть базисноизотропной.

Формулы (4.10) – (4.12) записаны, с учетом принадлежности бората железа к тригональной сингонии, в системе координат: $x \parallel 2_x^-$, $y \parallel \mathbf{m}$, $z \parallel 3_z^+$ (см. рис. 4.4).

Считая, в первом приближении, что ферромагнитный и антиферромагнитный векторы лежат в базисной плоскости xy , $\mathbf{l} \perp 3_z^+ \parallel z \perp \mathbf{m}$, мы можем в (4.10) не учитывать слагаемое $a l_z^2$, а выражение (4.12) переписать, положив в нем равными нулю z-ые компоненты магнитных векторов:

$$F_{me} = B_{11}(l_x^2 u_{xx} + l_y^2 u_{yy}) + B_{12}(l_x^2 u_{yy} + l_y^2 u_{xx}) + 2B_{66} l_x l_y u_{xy} + \\ + 2B_{14}[2l_x l_y u_{xz} + (l_x^2 - l_y^2) u_{yz}] + B_{13}(l_x^2 + l_y^2) u_{zz}. \quad (4.13)$$

Пусть магнитное поле \mathbf{H} также лежит в легкой плоскости – плоскости базиса xu и по величине достаточно велико, чтобы обеспечить условие $\mathbf{m} \parallel \mathbf{H} \perp \mathbf{l}$ (рис. 4.4).

Будем рассматривать МУ колебания, частота которых значительно меньше щели квазимагنونной моды. Таким образом, речь будет идти о бесщелевых квазиакустических волнах. В этом случае мы можем пренебречь выходом магнитных векторов \mathbf{l} и \mathbf{m} из базисной плоскости кристалла не только в статике, но и в процессе их колебаний.

Звуковая волна в кристалле связана с динамическим вкладом в деформации, так что тензор деформаций u_{ij} в общем случае представляет собой сумму статической (равновесной) u_{ij}^0 и динамической e_{ij} компонент

$$u_{ij} = u_{ij}^0 + e_{ij}. \quad (4.14)$$

При рассмотрении поперечно поляризованной волны, распространяющейся вдоль оси z , из динамических компонент тензора деформаций достаточно считать отличными от нуля только лишь компоненты e_{xz} и e_{yz} .

Кроме e_{ij} в качестве динамической переменной возьмем еще угол $\Delta\varphi$, на который «конструкция» $\mathbf{l} \perp \mathbf{m}$ (рис. 4.4) отклоняется в базисной плоскости от своей равновесной ориентации в процессе распространения волны в кристалле. Малыми колебаниями модуля вектора \mathbf{m} мы здесь пренебрегаем (см. ниже).

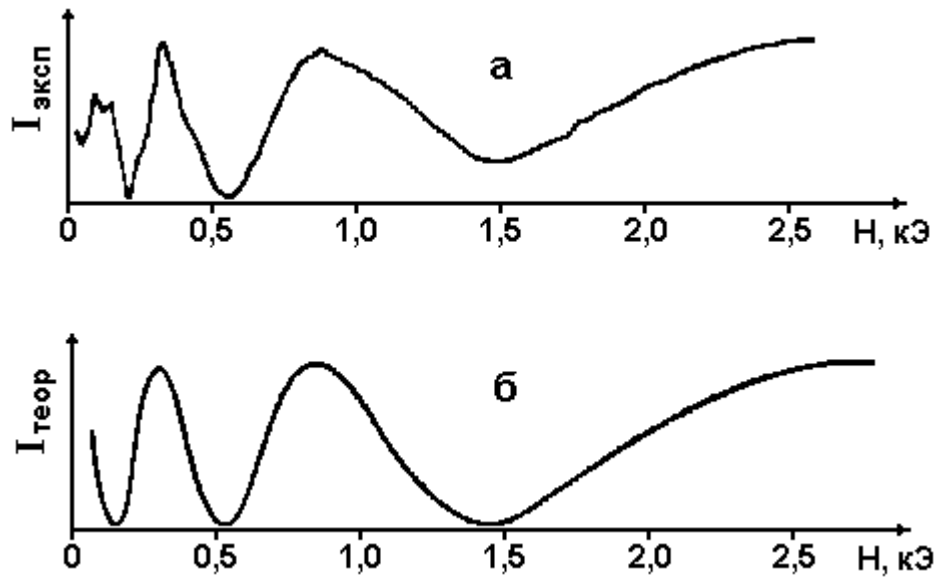


Рис 4.3

Зависимости интенсивности прошедшего через кристалл MnCO_3 ультразвука от магнитного поля: а – экспериментальная [276]; б – теоретическая (модель Турова) [195]

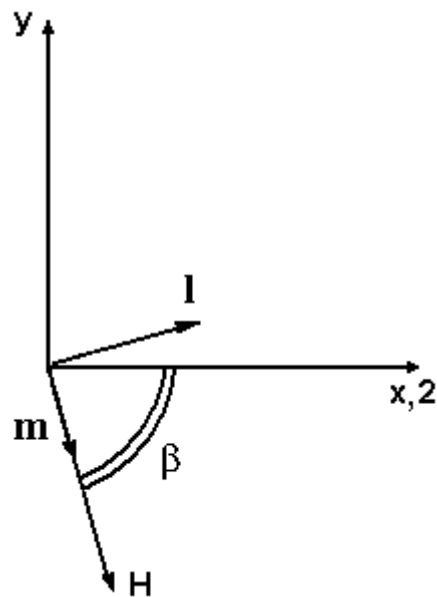


Рис. 4.4

Ориентация осей и векторов в базисной плоскости кристалла бората железа в базисноизотропном случае

Перепишем F_m и F_{me} , взяв проекции магнитных векторов в полярных координатах:

$$\begin{cases} l_x = 1 \cdot \cos(\frac{\pi}{2} - \beta + \Delta\varphi) = 1 \cdot \sin(\beta - \Delta\varphi) \\ l_y = 1 \cdot \sin(\frac{\pi}{2} - \beta + \Delta\varphi) = 1 \cdot \cos(\beta - \Delta\varphi) \end{cases}, \quad \begin{cases} m_x = m \cdot \cos(\beta - \Delta\varphi) \\ m_y = -m \cdot \sin(\beta - \Delta\varphi) \end{cases}. \quad (4.15)$$

Здесь β – угол между направлением магнитного поля и осью x (см. рис. 4.4). Подставляя (4.15) в (4.10) и (4.13) и полагая еще $l = 1$, получаем

$$F_m = \frac{1}{2} E m^2 - D m - 2 M_0 H m \cos \Delta\varphi, \quad (4.16)$$

$$\begin{aligned} F_{me} = & B_{11} [u_{xx}^0 \sin^2(\beta - \Delta\varphi) + u_{yy}^0 \cos^2(\beta - \Delta\varphi)] + B_{12} [u_{yy}^0 \sin^2(\beta - \Delta\varphi) + \\ & + u_{xx}^0 \cos^2(\beta - \Delta\varphi)] + B_{66} u_{xy}^0 \sin 2(\beta - \Delta\varphi) + B_{13} u_{zz}^0 + \\ & + 2B_{14} [u_{xz}^0 \sin 2(\beta - \Delta\varphi) - u_{yz}^0 \cos 2(\beta - \Delta\varphi)]. \end{aligned} \quad (4.17)$$

Последнее выражение с учетом (4.14) и соотношения $B_{66} = B_{11} - B_{12}$ удобно представить в виде

$$\begin{aligned} F_{me} = & \frac{1}{2} (B_{11} + B_{12}) (u_{xx}^0 + u_{yy}^0) + \frac{1}{2} B_{66} [2u_{xy}^0 \sin 2(\beta - \Delta\varphi) - \\ & - (u_{xx}^0 - u_{yy}^0) \cos 2(\beta - \Delta\varphi)] + 2B_{14} [(u_{xz}^0 + e_{xz}) \sin 2(\beta - \Delta\varphi) - \\ & - (u_{yz}^0 + e_{yz}) \cos 2(\beta - \Delta\varphi)] + B_{13} u_{zz}^0. \end{aligned} \quad (4.18)$$

Статическая (равновесная) часть тензора деформации u_{ij}^0 может быть рассчитана из условия минимума статической части свободной энергии $F_e + F_{me}$ (в (4.11) и (4.18) следует положить $e_{ij} = 0$ и $\Delta\varphi = 0$):

$$\frac{\partial(F_e + F_{me})}{\partial u_{ij}^0} = 0. \quad (4.19)$$

Решение уравнений (4.19) имеет вид

$$\left\{ \begin{array}{l} u_{xx}^0 - u_{yy}^0 = \frac{2C_{14}B_{14} - C_{44}B_{66}}{2(C_{14}^2 - C_{44}C_{66})} \cos 2\beta \\ u_{xy}^0 = -\frac{2C_{14}B_{14} - C_{44}B_{66}}{4(C_{14}^2 - C_{44}C_{66})} \sin 2\beta \\ u_{xz}^0 = \frac{2C_{66}B_{14} - C_{14}B_{66}}{4(C_{14}^2 - C_{44}C_{66})} \sin 2\beta \\ u_{yz}^0 = -\frac{2C_{66}B_{14} - C_{14}B_{66}}{4(C_{14}^2 - C_{44}C_{66})} \cos 2\beta \\ u_{xx}^0 + u_{yy}^0 = \frac{2C_{13}B_{13} - C_{33}(B_{11} + B_{12})}{C_{33}(C_{11} + C_{12}) - 2C_{13}^2} \\ u_{zz}^0 = \frac{C_{13}(B_{11} + B_{12}) - (C_{11} + C_{12})B_{13}}{C_{33}(C_{11} + C_{12}) - 2C_{13}^2} \end{array} \right. \quad (4.20)$$

Найдем связь между малыми динамическими переменными $\Delta\varphi$ и e_{ij} . Разложим МУ (4.18) и магнитную (4.16) части термодинамического потенциала по этим величинам, оставив слагаемые до второго порядка малости:

$$\begin{aligned} F_m + F_{me} = & \frac{1}{2}Em^2 - Dm - 2M_0Hm(1 - (\Delta\varphi)^2/2) + \frac{1}{2}(B_{11} + B_{12})(u_{xx}^0 + u_{yy}^0) + \\ & + \frac{1}{2}B_{66}[2u_{xy}^0(\sin 2\beta - 2\Delta\varphi \cos 2\beta - 2(\Delta\varphi)^2 \sin 2\beta) - (u_{xx}^0 - u_{yy}^0)(\cos 2\beta + \\ & + 2\Delta\varphi \sin 2\beta - 2(\Delta\varphi)^2 \cos 2\beta)] + 2B_{14}[(u_{xz}^0 + e_{xz})(\sin 2\beta - 2\Delta\varphi \cos 2\beta) - \\ & - 2(\Delta\varphi)^2 u_{xz}^0 \sin 2\beta - (u_{yz}^0 + e_{yz})(\cos 2\beta + 2\Delta\varphi \sin 2\beta) + \\ & + 2(\Delta\varphi)^2 u_{yz}^0 \cos 2\beta] + B_{13}u_{zz}^0. \end{aligned} \quad (4.21)$$

Найдем, также, величину модуля вектора ферромагнетизма m . Для этого минимизируем термодинамический потенциал (4.16) в статическом случае ($\Delta\varphi = 0$) по m :

$$\frac{\partial F_m}{\partial m} = 0. \quad (4.22)$$

Отсюда получаем

$$m = \frac{D + 2M_0 H}{E} = \frac{H_D + H}{2H_E}. \quad (4.23)$$

Для рассматриваемых частот $\omega \ll \omega_{\text{АФМР}}$ колебания магнитных векторов ($\Delta\varphi$) следуют квазиравновесным образом за деформациями e_{ij} . Поэтому для установления связи между $\Delta\varphi$ и e_{ij} термодинамический потенциал (4.9) нужно минимизировать по $\Delta\varphi$:

$$\frac{\partial F}{\partial(\Delta\varphi)} = 0. \quad (4.24)$$

Решая уравнение (4.24) с учетом (4.20), (4.21) и (4.23) получаем

$$\Delta\varphi = \frac{4H_E B_{14} (e_{xz} \cos 2\beta + e_{yz} \sin 2\beta)}{M_0 [2H_E H_{\text{me1}} + H(H + H_D)]}, \quad (4.25)$$

где H_{me1} – первое МУ поле, обусловленное спонтанными магнитострикционными деформациями

$$H_{\text{me1}} = \frac{C_{44} B_{66}^2 - 4C_{14} B_{14} B_{66} + 4C_{66} B_{14}^2}{2M_0 (C_{44} C_{66} - C_{14}^2)}. \quad (4.26)$$

В расчетах мы полагали, что при прохождении акустической волны в кристалле модуль ферромагнитного вектора \mathbf{m} остается неизменным. В действительности же его величина испытывает колебания: $m + \Delta m$. Поэтому наряду с e_{ij} и $\Delta\varphi$ в качестве динамической переменной следовало бы рассматривать и Δm . Однако колебаниями длины вектора \mathbf{m} все же можно пренебречь. Минимизируя (4.21) по Δm , нетрудно показать, что изменения этой величины весьма малы: $\Delta m = -H(\Delta\varphi^2)/4H_E$. Более того, подстановка найденного соотношения $\Delta m(\varphi)$ снова в (4.21) дает пренебрежимо малые слагаемые $\sim (\Delta\varphi)^4$.

Для нахождения нормальных акустических мод необходимо решить систему уравнений упругой динамики (4.5). Входящие сюда компоненты вектора смещения \mathbf{u} по аналогии с тензором деформаций (4.14) можно представить как сумму статической и динамической частей

$$\mathbf{u}_i = \mathbf{u}_i^0 + \mathbf{e}_i. \quad (4.27)$$

Для поперечно поляризованной звуковой волны, распространяющейся вдоль оси z ($\mathbf{k} \parallel z$) уравнения (4.5) с учетом (4.27) сводятся к виду

$$\begin{cases} \rho \ddot{e}_x = \frac{\partial \sigma_{xz}}{\partial z} \\ \rho \ddot{e}_y = \frac{\partial \sigma_{yz}}{\partial z}. \end{cases} \quad (4.28)$$

Подставляя в (4.6) термодинамический потенциал, определяемый выражениями (4.18) и (4.11), с учетом (4.14) находим с точностью до линейных по динамическим переменным слагаемых компоненты тензора напряжений σ_{ij} :

$$\begin{cases} \sigma_{xz} = 2C_{44}(\mathbf{u}_{xz}^0 + \mathbf{e}_{xz}) + 2C_{14}\mathbf{u}_{xy}^0 + B_{14}(\sin 2\beta - 2\Delta\varphi \cos 2\beta) \\ \sigma_{yz} = 2C_{44}(\mathbf{u}_{yz}^0 + \mathbf{e}_{yz}) + C_{14}(\mathbf{u}_{xx}^0 - \mathbf{u}_{yy}^0) - B_{14}(\cos 2\beta + 2\Delta\varphi \sin 2\beta). \end{cases} \quad (4.29)$$

При этом в соответствии с (4.19) статическая часть тензора напряжений оказывается равной нулю, и мы получаем

$$\begin{cases} \sigma_{xz} = 2C_{44}e_{xz} - 2B_{14}\Delta\varphi\cos 2\beta \\ \sigma_{yz} = 2C_{44}e_{yz} - 2B_{14}\Delta\varphi\sin 2\beta. \end{cases} \quad (4.30)$$

Подстановка (4.30) в (4.28) дает

$$\begin{cases} \rho\ddot{e}_x = 2C_{44}\frac{\partial e_{xz}}{\partial z} - 2B_{14}\cos 2\beta\frac{\partial(\Delta\varphi)}{\partial z} \\ \rho\ddot{e}_y = 2C_{44}\frac{\partial e_{yz}}{\partial z} - 2B_{14}\sin 2\beta\frac{\partial(\Delta\varphi)}{\partial z}. \end{cases} \quad (4.31)$$

Подставив в (4.31) выражение (4.25) и учтя, что $e_{xz} = \frac{1}{2}\frac{\partial e_x}{\partial z}$ и $e_{yz} = \frac{1}{2}\frac{\partial e_y}{\partial z}$,

приходим к системе уравнений для компонент вектора смещения

$$\begin{cases} \rho\ddot{e}_x = (C_{44} + \Delta C \cos^2 2\beta)\frac{\partial^2 e_x}{\partial z^2} + \Delta C \sin 2\beta \cos 2\beta \frac{\partial^2 e_y}{\partial z^2} \\ \rho\ddot{e}_y = (C_{44} + \Delta C \sin^2 2\beta)\frac{\partial^2 e_y}{\partial z^2} + \Delta C \cos 2\beta \sin 2\beta \frac{\partial^2 e_x}{\partial z^2}. \end{cases} \quad (4.32)$$

Здесь

$$\Delta C = -\frac{4H_E B_{14}^2}{M_0[2H_E H_{me1} + H(H + H_D)]}, \quad (4.33)$$

Разделить переменные в системе уравнений (4.32) удастся путем преобразования координат

$$\begin{pmatrix} x \\ y \\ z \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \cos 2\beta & -\sin 2\beta & 0 \\ \sin 2\beta & \cos 2\beta & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix} r \\ q \\ z \end{pmatrix}. \quad (4.34)$$

При этом новая система координат rqz оказывается повернутой относительно системы xuz вокруг общей оси z на угол 2β в направлении противоположном направлению поворота в базисной плоскости вектора магнитного поля относительно оси симметрии z_x^- .

В системе координат rqz уравнения (4.32) и выражение (4.25), приобретают вид

$$\begin{cases} \rho \ddot{e}_r = C_{55}^{\text{eff}} \frac{\partial^2 e_r}{\partial z^2} \\ \rho \ddot{e}_q = C_{44} \frac{\partial^2 e_q}{\partial z^2}, \end{cases} \quad (4.35)$$

$$\Delta \varphi = \frac{4H_E B_{14} e_{rz}}{M_0 [2H_E H_{\text{me}1} + H(H + H_D)]}, \quad (4.36)$$

где C_{55}^{eff} – эффективная упругая постоянная, представляющая собой перенормированную за счет МУ вклада упругую постоянную (см.п.4.1):

$$C_{55}^{\text{eff}} = C_{44} + \Delta C. \quad (4.37)$$

С учетом внешних граничных условий, задаваемых гармоническими колебаниями пьезопреобразователя, уравнения (4.36) определяют плоские монохроматические акустические волны, линейно поляризованные вдоль векторов \mathbf{r} и \mathbf{q} , с фазовыми скоростями

$$v_r = \sqrt{C_{55a}^{\text{eff}} / \rho},$$

$$v_q = \sqrt{C_{44} / \rho}.$$
(4.38)

Эффективная упругая часть термодинамического потенциала, определяющая звуковые волны имеет в координатной системе rqz следующий вид:

$$\Delta F_e^{\text{eff}} = 2C_{44} e_{qz}^2 + 2C_{55}^{\text{eff}} e_{rz}^2.$$
(4.39)

Таким образом, МУ взаимодействие снимает вырождение двух поперечно поляризованных мод с $\mathbf{k} \parallel \mathbf{z}$ и тем самым приводит к линейному ДП и эллиптической поляризации акустической волны. На выходе из кристалла компоненты волны с поляризацией ортогональной и параллельной поляризации входящей в кристалл волны имеют вид

$$\begin{cases} e_{\perp}^{\text{out}} = e_r^{\text{in}} \cos(\pi/2 + \psi) \cdot \exp(ik_r d) + e_q^{\text{in}} \sin(\pi/2 + \psi) \cdot \exp(ik_q d) \\ e_{\parallel}^{\text{out}} = e_r^{\text{in}} \cos \psi \cdot \exp(ik_r d) + e_q^{\text{in}} \sin \psi \cdot \exp(ik_q d), \end{cases}$$
(4.40)

где

$$\begin{cases} e_r^{\text{in}} = e^{\text{in}} \cdot \cos \psi = \exp(-i\omega t) \cdot \cos \psi \\ e_q^{\text{in}} = e^{\text{in}} \cdot \sin \psi = \exp(-i\omega t) \cdot \sin \psi. \end{cases}$$
(4.41)

Здесь e^{in} – входящая в кристалл линейно поляризованная волна; ψ – угол между векторами поляризации падающей волны и ее магнитной моды.

Теперь можно записать амплитуды компонент эллиптической волны (4.40) на выходе из базисной кристаллической пластинки толщиной d . После некоторых преобразований получаем

$$A_{\perp} = \sqrt{2} \sin \psi \cos \psi \sqrt{1 - \cos(\Delta k d)}, \quad (4.42)$$

$$A_{\parallel} = \sqrt{1 - 2 \sin^2 \psi \cos^2 \psi [1 - \cos(\Delta k d)]}. \quad (4.43)$$

Здесь

$$\Delta k = \omega \left(\frac{1}{v_r} - \frac{1}{v_q} \right) = \frac{\omega}{v_q} \left[\left(1 + \frac{\Delta C}{C_{44}} \right)^{-1/2} - 1 \right]. \quad (4.44)$$

Поскольку Δk зависит от магнитного поля и частоты, то амплитуды (4.42) и (4.43) будут осциллирующими функциями H и ω .

Для описания экспериментальной кривой $A_{\perp}(H)$ (рис. 4.5, кривая а) построим соответствующую теоретическую кривую, используя соотношения (4.42) и (4.44). В качестве параметров оптимизации возьмем первое и второе МУ поля. Воспользуемся также известными для бората железа значениями упругих констант (табл. 4.2), эффективного обменного поля $H_E = 3 \cdot 10^6 \text{ Э}$ и поля Дзялошинского $H_D = 10^5 \text{ Э}$. Наиболее оптимальная аппроксимация эксперимента приведена на рис. 4.5 (кривая б).

Табл. 4.2

Некоторые упругие постоянные кристалла бората железа [3,241]

C_{ij}	C_{11}	C_{12}	C_{13}	C_{14}	C_{33}	C_{44}	C_{66}
$\times 10^{11}$, эрг/см ³	44,5	14,5	14,0	2,0	30,5	9,5	15

Совпадение теоретических результатов с экспериментальными нельзя назвать очень хорошим. Действительно, амплитуда осцилляций в эксперименте растет с увеличением поля, а в теории нет. Кроме того, в больших полях кривые существенно различаются по форме. Главная же трудность теоретического описания эксперимента в данном случае, однако, в другом. Используя

найденные значения H_{me1} и H_{me2} , мы рассчитали МУ константы B_{14} и B_{66} . Оказалось, что B_{14} неплохо согласуется с известными из литературы данными [241, 279], а B_{66} отличается от них весьма значительно (см. табл. 4.3). Значения же этих констант, полученные Seavey [241] и уточненные Андриенко [279], по видимому, следует считать правильными, поскольку с их помощью удалось адекватно описать другие, независимые, эксперименты на борате железа. Еще одна проблема состоит в том, что изменение геометрии описанного эксперимента приводит к другим значениям параметров оптимизации B_{14} и B_{66} .

На рис. 4.6а приведена теоретическая кривая $A_{\perp}(H)$, построенная по формулам (4.42) и (4.44) с использованием известных значений B_{14} и B_{66} [279]. Эта кривая весьма существенно отличается от экспериментальной (рис. 4.5, кривая а). Она обладает гораздо меньшим, чем в эксперименте, периодом, особенно в слабых полях, а ее амплитуда, как и предыдущем случае, не зависит от величины поля H .

Таким образом, следует констатировать, что теория Турова, хотя и дает основание утверждать, что наблюдаемый в борате железа магнитоакустический эффект представляет собой ДП звука, но описать все особенности явления, тем более количественно, не в состоянии. В частности, рассмотренная теоретическая модель не приводит к существованию наблюдаемой в эксперименте тонкой структуры кривых $A(H)$.

Таблица 4.3

Эффективные поля и МУ константы бората железа,
полученные из различных источников

Источник	B_{14} , эрг/см ³	B_{66} , эрг/см ³	H_{me1} , Э	H_{me2} , Э
Аппроксимация эксперимента	$2,08 \times 10^7$	$12,56 \times 10^7$	10,76	3,50
[241]	$1,39 \times 10^7$	$2,39 \times 10^7$	1,00	1,56
[279]	$1,97 \times 10^7$	$3,38 \times 10^7$	2,00	3,14

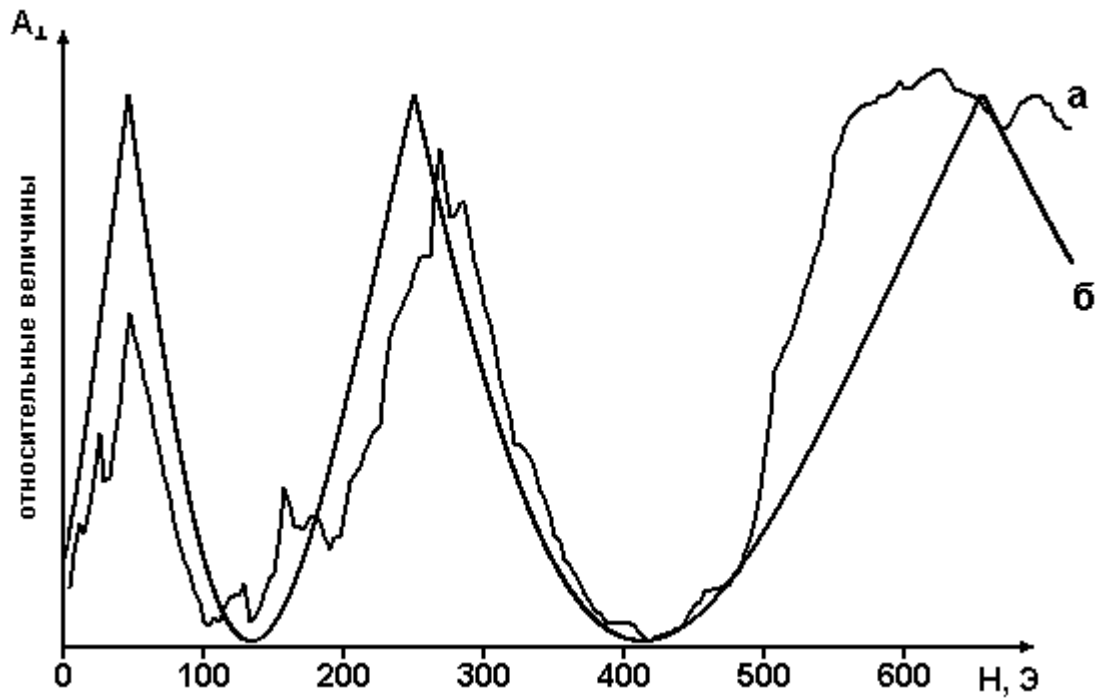


Рис. 4.5

Кривые $A_{\perp}(H)$ для бората железа:

а – эксперимент с фильтрацией;

б – расчет в базисноизотропной модели

с подгоночными параметрами H_{me1} и H_{me2}

Как следует из формул (4.42), (4.43) и (4.44), период ОГТ определяется зависимостью величины ΔC от магнитного поля. На рис. 4.7 приведены рассчитанные нами на основе (4.33) кривые полевой зависимости МУ связи $\zeta(H) = |\Delta C(H)/C_{44}|$ для FeVO_3 (кривые а и в) и MnCO_3 (кривая г). Сопоставление $\zeta(H)$ с соответствующими теоретическими кривыми ОГТ (см. рис. 4.3б, 4.5 кривая б и 4.6) позволяет заключить: чем меньше величина ζ и чем слабее ее зависимость от поля, тем большим периодом обладает кривая ОГТ. Поскольку период рассчитанной с использованием известных значений МУ констант кривой $A_{\perp}(H)$ существенно меньший, чем в эксперименте, можно предположить существование механизма, ведущего к уменьшению МУ связи ζ в сравнении с тем, что дает расчет в этом случае (рис. 4.7, кривая а, см. п.4.5).

Следует также отметить, что значения ζ для карбоната марганца (рис. 4.7, кривая г) рассчитаны с использованием МУ констант, полученных на основе эксперимента Гакеля [276]. Строго говоря, нельзя исключить возможности, что другие независимые эксперименты дадут отличающиеся значения МУ констант, как это имеет место для FeVO_3 . В этом случае для MnCO_3 согласия между теорией и экспериментом уже может и не быть.

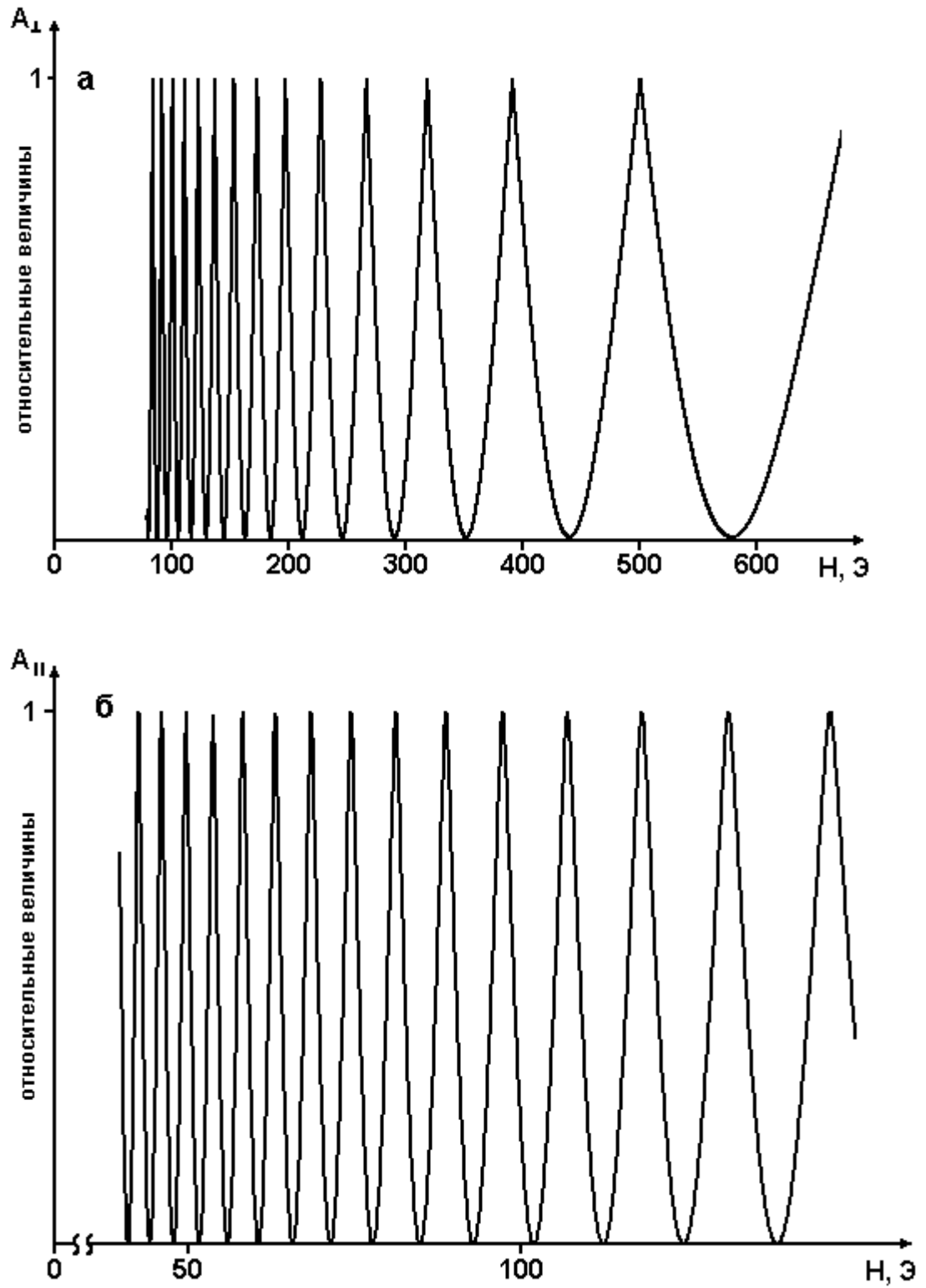


Рис. 4.6

Расчетные кривые $A(H)$ в базисноизотропной модели
с учетом известных значений B_{14} и B_{66} :

а – $A_{\perp}(H)$; б – $A_{\parallel}(H)$

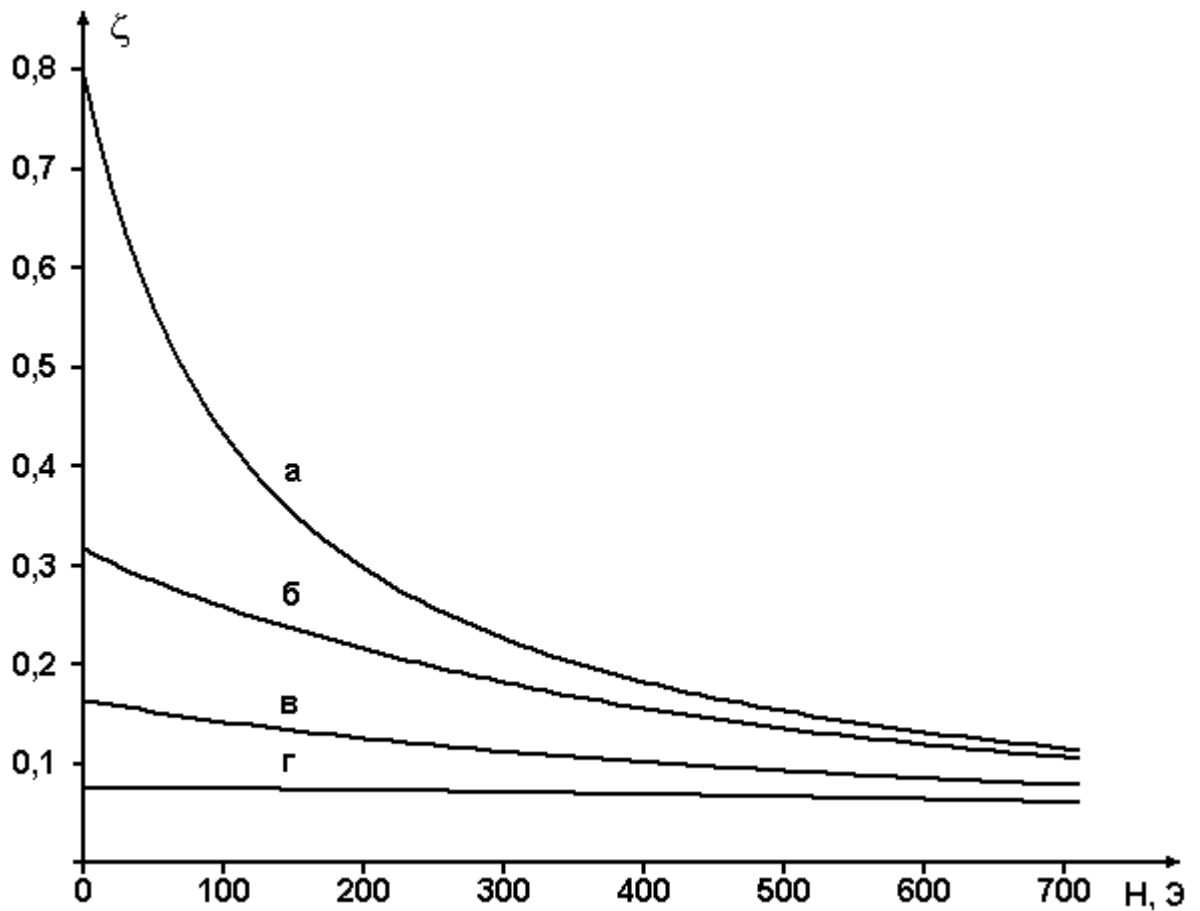


Рис. 4.7

Зависимость МУ связи $\zeta = |\Delta C / C_{44}|$ от магнитного поля: а – для бората железа (базисноизотропная модель) с МУ полями из [279]; б – для бората железа (базисноанизотропная модель) с МУ полями из [279]; в – для бората железа (базисноизотропная модель) с МУ полями, определенными из эксперимента; г – для карбоната марганца (базисноизотропная модель) с МУ полями, определенными из эксперимента [195]

4.4 Круговое двупреломление и пьезомагнетизм

Поиск причин расхождения теории [195] и эксперимента [271] привел к необходимости наряду с линейным ДП рассмотреть еще и круговое магнитное ДП звука в борате железа. Последний эффект определяется так называемым антисимметричным вкладом в тензор упругости (см. п.4.1)

$$\Delta C_{\alpha\beta}^a = -\Delta C_{\beta\alpha}^a. \quad (4.45)$$

Отметим, что рассмотренная в п. 4.3 добавка к модулю упругости является симметричной

$$\Delta C_{\alpha\beta}^s = \Delta C_{\beta\alpha}^s. \quad (4.46)$$

Именно она определяет эффект линейного ДП.

Для используемой геометрии эксперимента оценки дают [193]:

$$\begin{aligned} \Delta C^s &\sim B_{14} U, \\ \Delta C^a &\sim \frac{\omega}{\omega_E} P_{74} U, \end{aligned} \quad (4.47)$$

где U – так называемый коэффициент обменного усиления МУ взаимодействия; $\omega_E = 2\gamma H_E$ – обменная частота; P_{74} – пьезомагнитный модуль.

Пьезомагнитные слагаемые $P_{ijkn} m_i l_j u_{kn}$ в F_{me} (4.12) мы вообще не учитываем из-за их относительной малости. Слагаемое же $P_{74} m_z l_x u_{yz}$ тем более не требует учета, поскольку в нашем приближении магнитные векторы лежат в базисной плоскости ($m_z = 0$).

Заметим, что причиной магнитного кругового ДП является прецессия вектора намагниченности с частотой ω с выходом из базисной плоскости. Это проявляется в том, что ΔC^a зависит от частоты (см. (4.47)).

Одновременное существование двух эффектов – линейного и кругового ДП – приводит к тому, что нормальными модами колебаний будут эллиптически поляризованные волны с эллипсами, вытянутыми вдоль осей q и r . Их эллиптичность определяется поляризационными соотношениями [193]

$$\begin{pmatrix} \mathbf{u}_q \\ \mathbf{u}_r \end{pmatrix}_1 = \begin{pmatrix} \mathbf{u}_r \\ \mathbf{u}_q \end{pmatrix}_2 \sim \frac{\Delta C^a}{\Delta C^s} \equiv A. \quad (4.48)$$

С учетом (4.48) получаем

$$A \sim \frac{\omega P_{74}}{\omega_E B_{14}}. \quad (4.49)$$

Если считать, что $P \sim B$, то для бората железа при частотах эксперимента $\omega \cong 200$ МГц оценка (4.49) дает $A \sim 10^{-5} \div 10^{-6}$. Поэтому в нашем случае эллиптичностью можно пренебречь и рассматривать в качестве нормальных мод линейно поляризованные акустические волны, что ведет только к линейному ДП.

Таким образом, круговое ДП, связанное с учетом пьезомагнитных слагаемых в термодинамическом потенциале, оказывается слишком малым эффектом для устранения расхождений между теорией Турова и экспериментом на кристалле бората железа.

4.5 Линейное двупреломление звука в базисноанизотропном случае. Учет механических граничных условий

Исследования монокристаллов бората железа свидетельствуют о том, что механическое воздействие на образец приводит к существенной магнитной анизотропии в базисной плоскости. Наиболее убедительно этот эффект проявляется в магнитооптических экспериментах (см., например, работу [26]). Как уже отмечалось, в эксперименте по возбуждению звука в FeVO_3 [271] акустические контакты между базисными плоскостями кристалла и пьезопреобразователями обеспечивались за счет использования тонких слоев кремнийорганической жидкости. Затвердевая в процессе охлаждения, кремнийорганическая жидкость должна приводить к деформациям кристалла в базисной плоскости, убывающим от базисных граней вглубь образца. Вследствие МУ связи, такие деформации, в свою очередь, должны индуцировать базисную магнитную анизотропию [264]. Эти соображения позволяют сформулировать простейшую физическую модель, суть которой в следующем. Механические граничные условия, действующие в эксперименте [271], приводят к возникновению в базисной плоскости одноосной магнитной анизотропии, которая максимальна на контактирующих с пьезодатчиками базисных гранях кристалла и убывает вдоль оси z ($||3_z$) к его центру (рис. 4.8). Одноосный характер магнитной анизотропии может быть связан, в частности, с анизотропией коэффициента теплового расширения пьезопреобразователей. Вообще же, как показывает наш опыт работы с кристаллами FeVO_3 , такая анизотропия возникает и случайным образом, в результате, например, нанесения на образец клея. В любом случае, вследствие сильной МУ связи в борате железа учет механических граничных условий при анализе магнитного состояния образца является необходимым. Отметим, что ростовые напряжения и другие дефекты в кристаллах бората железа могут также давать свой вклад в магнитную анизотропию. Это, однако, не изменяет принципиальный характер предлагаемой модели. Обратим внимание еще и на то, что влияние

однородного давления на магнитные и резонансные свойства легкоплоскостных слабых ферромагнетиков теоретически изучалось в [263,264] (см., также, гл.8).

Таким образом, плотность магнитной энергии кристалла в нашей модели можно представить в виде

$$F_m = \frac{1}{2} E m^2 + D(1_x m_y - 1_y m_x) - 2M_0 \cdot \mathbf{H} \cdot \mathbf{m} - g \cdot l_x^2. \quad (4.50)$$

Как и в базисноизотропном случае, мы полагаем, что вектор \mathbf{l} не выходит из базисной плоскости xy . Поэтому в выражении (4.50) отсутствует член al_z^2 , описывающий одноосную кристаллографическую анизотропию. Магнитная энергия (4.50) имеет дополнительное слагаемое $-g \cdot l_x^2$. Именно оно определяет наведенную в базисной плоскости кристалла одноосную магнитную анизотропию, связанную с механическими граничными условиями (ЛАО, см. рис 4.9). Константа анизотропии $g > 0$ является функцией координаты z . Это означает, что внешнее магнитное поле \mathbf{H} , ориентированное в базисной плоскости под произвольным углом α к ЛАО, будет приводить к пространственно неоднородному по толщине кристалла распределению намагниченности, определяемому углом $\xi = \xi(\mathbf{H}, z)$ между ЛАО и вектором \mathbf{l} . В (4.50) отсутствует неоднородная обменная энергия, что связано с предположением о сравнительно слабой зависимости анизотропии от координаты, а также с рассмотрением достаточно длинноволновых колебаний малой амплитуды.

Выражения для упругой и МУ энергии кристалла FeVO_3 определяются его пространственной группой симметрии и имеют вид (4.11) и (4.12), соответственно.

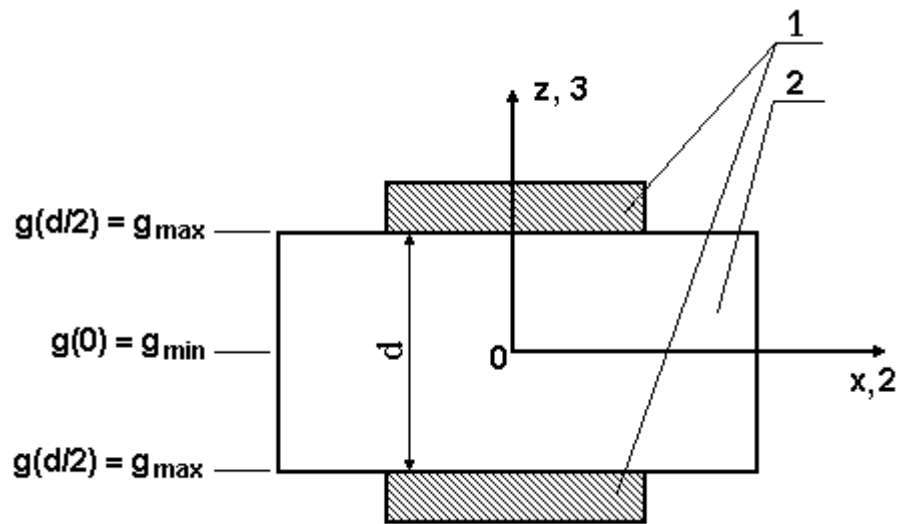


Рис 4.8

Блок-схема рабочего тела экспериментальной установки [271]:

- 1 – пьезопреобразователи: источник и приемник звука;
- 2 – кристалл бората железа

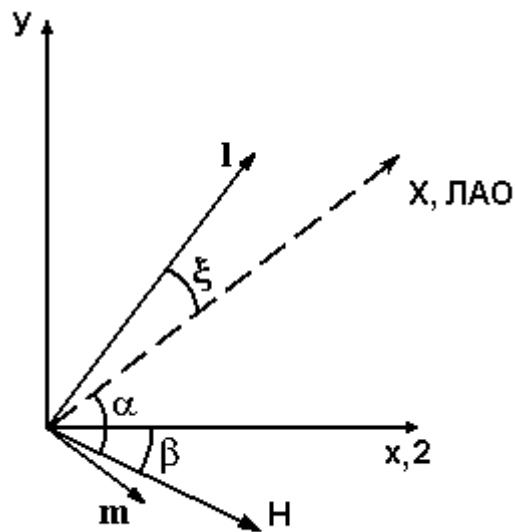


Рис. 4.9

Ориентация осей и векторов в базисной плоскости кристалла бората железа в базисноанизотропном случае

Как и в базисноизотропном случае, при распространении поперечно поляризованного звука вдоль оси третьего порядка ограничимся рассмотрением колебаний магнитных векторов $\mathbf{l} \perp \mathbf{m}$ в базисной плоскости. Напомним, что мы рассматриваем МУ моды, которые связаны с низкочастотной спин-волновой модой.

В качестве динамических переменных здесь тоже (см. п.4.3) возьмем деформации e_{xz} и e_{yz} (см. (4.14)) и угол колебаний магнитных векторов $\Delta\varphi$, а также величину колебаний модуля ферромагнитного вектора Δm (см. ниже). Переходя к полярным координатам, получим с учетом $\Delta\varphi$ и Δm для проекций магнитных векторов следующие выражения:

$$\begin{cases} l_x = \cos(\alpha - \beta + \xi + \Delta\varphi) \\ l_y = \sin(\alpha - \beta + \xi + \Delta\varphi) \end{cases}, \quad \begin{cases} m_x = (m + \Delta m) \cdot \sin(\alpha - \beta + \xi + \Delta\varphi) \\ m_y = -(m + \Delta m) \cdot \cos(\alpha - \beta + \xi + \Delta\varphi). \end{cases} \quad (4.51)$$

Перепишем F_m и F_{me} , подставляя в (4.50) и (4.13) соотношения (4.51):

$$F_m = \frac{1}{2} E(m + \Delta m)^2 - D(m + \Delta m) - 2M_0 H(m + \Delta m) \sin(\alpha + \xi + \Delta\varphi) - g \cos^2(\xi + \Delta\varphi), \quad (4.52)$$

$$\begin{aligned} F_{me} = & B_{11}[u_{xx}^0 \cos^2(\alpha - \beta + \xi + \Delta\varphi) + u_{yy}^0 \sin^2(\alpha - \beta + \xi + \Delta\varphi)] + \\ & + B_{12}[u_{yy}^0 \cos^2(\alpha - \beta + \xi + \Delta\varphi) + u_{xx}^0 \sin^2(\alpha - \beta + \xi + \Delta\varphi)] + \\ & + B_{66}u_{xy}^0 \sin 2(\alpha - \beta + \xi + \Delta\varphi) + B_{13}u_{zz}^0 + \\ & + 2B_{14}[u_{xz} \sin 2(\alpha - \beta + \xi + \Delta\varphi) + u_{yz} \cos 2(\alpha - \beta + \xi + \Delta\varphi)]. \end{aligned} \quad (4.53)$$

Преобразуем (4.53) с учетом (4.14) и соотношения $B_{66} = B_{11} - B_{12}$ к виду

$$\begin{aligned}
F_{me} = & \frac{1}{2}(B_{11} + B_{12})(u_{xx}^0 + u_{yy}^0) + \frac{1}{2}B_{66}[(u_{xx}^0 - u_{yy}^0)\cos 2(\alpha - \beta + \xi + \Delta\varphi) + \\
& + 2u_{xy}^0 \sin 2(\alpha - \beta + \xi + \Delta\varphi)] + B_{13}u_{zz}^0 + \\
& + 2B_{14}[(u_{xz}^0 + e_{xz})\sin 2(\alpha - \beta + \xi + \Delta\varphi) + (u_{yz}^0 + e_{yz})\cos 2(\alpha - \beta + \xi + \Delta\varphi)].
\end{aligned} \tag{4.54}$$

Как и ранее (см. п. 4.3), m в (4.51) и (4.52) – величина модуля статического ферромагнитного вектора, которая определяется путем минимизации магнитной энергии (4.52) в статическом случае ($\Delta m = 0$, $\Delta\varphi = 0$):

$$m = \frac{D + 2M_0 H \sin(\alpha + \xi)}{E} = \frac{H_D + H \sin(\alpha + \xi)}{2H_E}. \tag{4.55}$$

Решив систему (4.19), в которой в качестве упругой и МУ энергий взяты статические части выражений (4.11) и (4.54), получаем

$$\left\{ \begin{aligned}
u_{xx}^0 - u_{yy}^0 &= -\frac{2C_{14}B_{14} - C_{44}B_{66}}{2(C_{14}^2 - C_{44}C_{66})} \cos 2(\alpha - \beta + \xi) \\
u_{xy}^0 &= -\frac{2C_{14}B_{14} - C_{44}B_{66}}{4(C_{14}^2 - C_{44}C_{66})} \sin 2(\alpha - \beta + \xi) \\
u_{xz}^0 &= \frac{2C_{66}B_{14} - C_{14}B_{66}}{4(C_{14}^2 - C_{44}C_{66})} \sin 2(\alpha - \beta + \xi) \\
u_{yz}^0 &= \frac{2C_{66}B_{14} - C_{14}B_{66}}{4(C_{14}^2 - C_{44}C_{66})} \cos 2(\alpha - \beta + \xi) \\
u_{xx}^0 + u_{yy}^0 &= \frac{2C_{13}B_{13} - C_{33}(B_{11} + B_{12})}{C_{33}(C_{11} + C_{12}) - 2C_{13}^2} \\
u_{zz}^0 &= \frac{C_{13}(B_{11} + B_{12}) - B_{13}(C_{11} + C_{12})}{C_{33}(C_{11} + C_{12}) - 2C_{13}^2}.
\end{aligned} \right. \tag{4.56}$$

Величина равновесного (статического) угла ξ определяется из условия минимума термодинамического потенциала, включающего (4.52) и (4.54) в статическом случае ($\Delta m = 0$, $\Delta\varphi = 0$, $e_{xz} = 0$, $e_{yz} = 0$):

$$\begin{aligned} \frac{\partial F}{\partial \xi} = & -B_{66}[(u_{xx}^0 - u_{yy}^0) \sin 2(\alpha - \beta + \xi) - 2u_{xy}^0 \cos 2(\alpha - \beta + \xi)] + \\ & + 4B_{14}[u_{xz}^0 \cos 2(\alpha - \beta + \xi) - u_{yz}^0 \sin 2(\alpha - \beta + \xi)] - \\ & - 2M_0 H m \cos(\alpha + \xi) + g \cdot \sin 2\xi = 0. \end{aligned} \quad (4.57)$$

Подставив в (4.57) выражения для статических деформаций (4.56) и величины ферромагнитного вектора (4.55), получим

$$-M_0 H [H_D + H \sin(\alpha + \xi)] \cos(\alpha + \xi) + g \cdot H_E \sin 2\xi = 0. \quad (4.58)$$

Отметим, что в уравнение (4.58) не входят МУ константы, которые, казалось бы, должны входить. Это связано с тем обстоятельством, что слагаемые в МУ энергии, зависящие от азимутального угла $\varphi = \alpha - \beta + \xi$ АФ вектора \mathbf{l} , содержат компоненту l_z , которой мы пренебрегаем. Другими словами, МУ энергия не включает анизотропных в базисной плоскости членов, имеющих симметрию оси третьего порядка.

Обратим внимание на следующее обстоятельство. Уравнение (4.58) справедливо для углов $0 \leq \alpha \leq \pi/2$ (см. рис. 4.9). Ситуацию же для углов α , превосходящих $\pi/2$, описывает уравнение, которое получается из (4.58) путем формальной замены $\xi \rightarrow -\xi$. При этом величинам α и $\alpha_1 = \pi - \alpha$ будет соответствовать одно и то же значение угла ξ .

Поскольку проекция намагниченности на направление поля определяется соотношением

$$M_H = M \sin(\alpha + \xi), \quad (4.59)$$

то уравнение (4.58) фактически определяет кривые намагничивания для слоев, расположенных на различной глубине в кристалле. В частности, при

намагничивании вдоль ТО ($\mathbf{H} \parallel \text{ЛАО} \parallel \text{ТО}$, $\alpha = 0$, см. рис. 4.9) получаем выражение для поля насыщения ($\xi = \pi/2$):

$$H_s = \frac{2g(z) \cdot H_E}{M_0 H_D}. \quad (4.60)$$

Разложим сумму $F_m + F_{me}$ ((4.52) и (4.54)) по малым динамическим переменным Δm , $\Delta \varphi$ и e_{ij} , оставив слагаемые до второго порядка малости:

$$\begin{aligned} F_m + F_{me} = & \frac{1}{2} E(m^2 + 2m \cdot \Delta m + (\Delta m)^2) - D(m + \Delta m) - \\ & - 2M_0 H(m + \Delta m)[\sin(\alpha + \xi) + \Delta \varphi \cos(\alpha + \xi)] + M_0 H(\Delta \varphi)^2 \sin(\alpha + \xi) - \\ & - g[\cos^2 \xi - \Delta \varphi \sin 2\xi - (\Delta \varphi)^2 \cos 2\xi] + \frac{1}{2} (B_{11} + B_{12})(u_{xx}^0 + u_{yy}^0) + \\ & + \frac{1}{2} B_{66} \{ (u_{xx}^0 - u_{yy}^0)[\cos 2(\alpha - \beta + \xi) - 2\Delta \varphi \sin 2(\alpha - \beta + \xi) - \\ & - 2(\Delta \varphi)^2 \cos 2(\alpha - \beta + \xi)] + 2u_{xy}^0 [\sin 2(\alpha - \beta + \xi) + \\ & + 2\Delta \varphi \cos 2(\alpha - \beta + \xi) - 2(\Delta \varphi)^2 \sin 2(\alpha - \beta + \xi)] \} + B_{13} u_{zz}^0 + \\ & + 2B_{14} \{ (u_{xz}^0 + e_{xz})[\sin 2(\alpha - \beta + \xi) + 2\Delta \varphi \cos 2(\alpha - \beta + \xi)] + \\ & + (u_{yz}^0 + e_{yz})[\cos 2(\alpha - \beta + \xi) - 2\Delta \varphi \sin 2(\alpha - \beta + \xi)] - \\ & - 2(\Delta \varphi)^2 [u_{xz}^0 \sin 2(\alpha - \beta + \xi) + u_{yz}^0 \cos 2(\alpha - \beta + \xi)] \}. \end{aligned} \quad (4.61)$$

Как и в базисноизотропном случае (п.4.3) зависимость магнитных динамических переменных от упругих будем считать квазиравновесной. Поэтому мы можем минимизировать (4.61) по Δm и $\Delta \varphi$. С учетом (4.55), (4.56) и (4.58) после некоторых преобразований получаем

$$\Delta m = \frac{2M_0 H}{E} \cos(\alpha + \xi) \cdot \Delta \varphi = \frac{H}{2H_E} \cos(\alpha + \xi) \cdot \Delta \varphi, \quad (4.62)$$

$$\Delta\varphi = -\frac{4H_E B_{14} [e_{xz} \cos 2(\alpha - \beta + \xi) - e_{yz} \sin 2(\alpha - \beta + \xi)]}{M_0 \{2H_E H_{mel} + H \cdot [H_D \sin(\alpha + \xi) - H \cos 2(\alpha + \xi)]\} + 2gH_E \cos 2\xi}. \quad (4.63)$$

Как следует из (4.62), при прохождении звуковой волны в кристалле величина Δm испытывает в базисноанизотропном случае более значительные изменения ($\Delta m \sim \Delta\varphi$), чем в базисноизотропном ($\Delta m \sim (\Delta\varphi)^2$). Именно поэтому мы ее здесь рассматриваем в качестве динамической переменной.

Для записи уравнений упругой динамики, необходимо найти тензоры напряжений σ_{xz} и σ_{yz} . Используя определение (4.6) и выражения (4.54) и (4.11), получаем следующие соотношения:

$$\begin{cases} \sigma_{xz} = 2C_{44} u_{xz} + 2C_{14} u_{xy}^0 + B_{14} [\sin 2(\alpha - \beta + \xi) + 2\Delta\varphi \cos 2(\alpha - \beta + \xi)] \\ \sigma_{yz} = 2C_{44} u_{yz} + C_{14} (u_{xx}^0 - u_{yy}^0) + B_{14} [\cos 2(\alpha - \beta + \xi) - 2\Delta\varphi \sin 2(\alpha - \beta + \xi)]. \end{cases} \quad (4.64)$$

Как и ранее (см. п. 4.31), статическая часть тензора напряжений равна нулю. При этом соотношения (4.64) с учетом (4.14) дают

$$\begin{cases} \sigma_{xz} = 2C_{44} e_{xz} + 2\Delta\varphi B_{14} \cos 2(\alpha - \beta + \xi) \\ \sigma_{yz} = 2C_{44} e_{yz} - 2\Delta\varphi B_{14} \sin 2(\alpha - \beta + \xi). \end{cases} \quad (4.65)$$

Подставляя теперь в (4.5) выражения (4.27) и (4.65), получаем систему уравнений

$$\begin{cases} \rho \ddot{e}_x = 2C_{44} \frac{\partial e_{xz}}{\partial z} + 2B_{14} \cos 2(\alpha - \beta + \xi) \frac{\partial(\Delta\varphi)}{\partial z} + 4B_{14} \Delta\varphi \sin 2(\alpha - \beta + \xi) \frac{\partial \xi}{\partial z} \\ \rho \ddot{e}_y = 2C_{44} \frac{\partial e_{yz}}{\partial z} - 2B_{14} \sin 2(\alpha - \beta + \xi) \frac{\partial(\Delta\varphi)}{\partial z} + 4B_{14} \Delta\varphi \cos 2(\alpha - \beta + \xi) \frac{\partial \xi}{\partial z}. \end{cases} \quad (4.66)$$

Зависимость угла ξ от координаты z определяется зависимостью $g(z)$. Как уже отмечалось, функция $g(z)$ максимальна на базисных гранях кристалла и достигает минимума в его центре (см. рис. 4.8). Для простоты положим

$$g(z) = g_1 + g_2 \cdot |z|. \quad (4.67)$$

Здесь и далее начало координат выбрано в центре кристалла. Подстановка выражения (4.67) в (4.58) приводит к уравнению, определяющему зависимость $\xi(H, z)$. Сам факт существования такой зависимости значительно усложняет уравнения упругой динамики (4.66) по сравнению с базисноизотропным случаем. Преобразованием координат разделить переменные в (4.66) не удастся. Таким образом, магнитная и немагнитная моды в кристалле в базисноанизотропной модели оказываются «перепутанными».

Решить систему (4.65) можно численно, заменив приближенно плавные зависимости $\xi(z)$ (при фиксированных полях H) дискретными. Если представить кристалл разделенным на тонкие слои, параллельные базисной плоскости, с постоянной внутри каждого слоя анизотропией (и, следовательно, однородной намагниченностью), то внутри слоя будем иметь $\xi(z) = \text{const}$.

Подставив в (4.66) выражение для $\Delta\varphi$ (4.63) и учтя, что $e_{xz} = \frac{1}{2} \frac{\partial e_x}{\partial z}$ и

$e_{yz} = \frac{1}{2} \frac{\partial e_y}{\partial z}$, а также положив $\frac{\partial \xi}{\partial z} = 0$, получим для каждого слоя систему

волновых уравнений

$$\left\{ \begin{array}{l} \rho \ddot{e}_x = [C_{44} + \Delta C_a \cdot \cos^2 2(\alpha - \beta + \xi)] \frac{\partial^2 e_x}{\partial z^2} - \\ \quad - \Delta C_a \cdot \cos 2(\alpha - \beta + \xi) \sin 2(\alpha - \beta + \xi) \frac{\partial^2 e_y}{\partial z^2} \\ \rho \ddot{e}_y = [C_{44} + \Delta C_a \cdot \sin^2 2(\alpha - \beta + \xi)] \frac{\partial^2 e_y}{\partial z^2} - \\ \quad - \Delta C_a \cdot \cos 2(\alpha - \beta + \xi) \sin 2(\alpha - \beta + \xi) \frac{\partial^2 e_x}{\partial z^2}, \end{array} \right. \quad (4.68)$$

где

$$\Delta C_a = - \frac{4H_E B_{14}^2}{M_0 \{2H_E H_{mel} + H \cdot [H_D \sin(\alpha + \xi) - H \cos 2(\alpha + \xi)]\} + 2gH_E \cos 2\xi}. \quad (4.69)$$

Разделить переменные в (4.68) оказывается возможным путем перехода к новой системе координат rqz , которая повернута относительно системы xuz вокруг общей оси z на угол $2(\alpha - \beta + \xi)$. Этот поворот осуществляется в направлении противоположном направлению поворота антиферромагнитного вектора \mathbf{l} относительно оси симметрии z_x^- . Угол поворота вектора \mathbf{l} равен $(\alpha - \beta + \xi)$ (см. рис. 4.9). Преобразование координат определяется соотношением

$$\begin{pmatrix} x \\ y \\ z \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \cos 2(\alpha - \beta + \xi) & \sin 2(\alpha - \beta + \xi) & 0 \\ -\sin 2(\alpha - \beta + \xi) & \cos 2(\alpha - \beta + \xi) & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix} r \\ q \\ z \end{pmatrix}. \quad (4.70)$$

Отсюда для компонент вектора смещения получаем

$$\begin{cases} e_x = e_r \cos 2(\alpha - \beta + \xi) + e_q \sin 2(\alpha - \beta + \xi) \\ e_y = -e_r \sin 2(\alpha - \beta + \xi) + e_q \cos 2(\alpha - \beta + \xi). \end{cases} \quad (4.71)$$

В системе координат rqz уравнения (4.68) и выражение (4.64) приобретают вид

$$\begin{cases} \rho \ddot{e}_r = C_{55a}^{eff} \frac{\partial^2 e_r}{\partial z^2} \\ \rho \ddot{e}_q = C_{44} \frac{\partial^2 e_q}{\partial z^2}, \end{cases} \quad (4.72)$$

$$\Delta \varphi = - \frac{4H_E B_{14} e_{rz}}{M_0 \{2H_E H_{mel} + H \cdot [H_D \sin(\alpha + \xi) - H \cos 2(\alpha + \xi)]\} + 2gH_E \cos 2\xi}. \quad (4.73)$$

Здесь C_{55a}^{eff} – эффективная упругая постоянная в базисноанизотропном случае (ср. (4.37)):

$$C_{55a}^{\text{eff}} = C_{44} + \Delta C_a. \quad (4.74)$$

В каждом слое эффективная упругая часть плотности термодинамического потенциала, определяющая звуковые волны, в координатах rqz имеет вид

$$\Delta F_e^{\text{eff}} = 2C_{55a}^{\text{eff}} e_{rz}^2 + 2C_{44} e_{qz}^2. \quad (4.75)$$

Решение системы (4.72) для каждого слоя представляет собой две нормальные моды звуковой волны – магнитную e_r и немагнитную e_q .

Фазовые скорости и волновые векторы мод определяются так же, как в базисноизотропном случае

$$\begin{aligned} v_r &= \sqrt{C_{55a}^{\text{eff}} / \rho}, & k_r &= \omega / v_r, \\ v_q &= \sqrt{C_{44} / \rho}, & k_q &= \omega / v_q. \end{aligned} \quad (4.76)$$

Однако, скорость и волновой вектор магнитной моды в базисноанизотропной модели зависит не только от магнитного поля, но и от координаты z .

Важно отметить, что системы координат rqz , обеспечивающие разделение звуковой волны на магнитную и немагнитную моды, в различных слоях не совпадают. Именно поэтому не удастся произвести единое для всех точек кристалла преобразование координат, которое разделило бы переменные в исходной системе уравнений (4.66). Таким образом, локальная система координат rqz ориентирована в слоях по-разному: она повернута вокруг оси z от слоя к слою, в соответствии с изменением угла ξ . Поэтому, в процессе распространения звуковой волны в кристалле в базисноанизотропном случае будет происходить перераспределение энергии между магнитной и

немагнитной модами. Еще одно отличие от базисноизотропной модели состоит в том, что ориентация осей r и q изменяется, 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 [280]. Если кристалл представить разделенным на n однородно намагниченных слоев с постоянной внутри каждого слоя анизотропией, то связь между входящей и выходящей из m -го слоя волной такова:

$$\begin{pmatrix} \mathbf{e}_{rm}^{\text{out}} \\ \mathbf{e}_{qm}^{\text{out}} \end{pmatrix} = \mathbf{T}_m \cdot \begin{pmatrix} \mathbf{e}_{rm}^{\text{int}} \\ \mathbf{e}_{qm}^{\text{in}} \end{pmatrix}. \quad (4.77)$$

Здесь матрица \mathbf{T}_m определяется выражением

$$\mathbf{T}_m = \begin{pmatrix} \exp(-ik_m d/n) & 0 \\ 0 & \exp(-ik_q d/n) \end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix} \cos \Delta\gamma_m & -\sin \Delta\gamma_m \\ \sin \Delta\gamma_m & \cos \Delta\gamma_m \end{pmatrix}, \quad (4.78)$$

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

Применяя (4.77) последовательно ко всем n слоям, находим связь между входящей в кристалл и выходящей из него волной:

$$\begin{pmatrix} \mathbf{e}_r^{\text{out}} \\ \mathbf{e}_q^{\text{out}} \end{pmatrix} = \mathbf{T}_n \cdot \mathbf{T}_{n-1} \cdot \dots \cdot \mathbf{T}_2 \cdot \mathbf{T}_1 \cdot \begin{pmatrix} \mathbf{e}_r^{\text{in}} \\ \mathbf{e}_q^{\text{in}} \end{pmatrix} = \mathbf{T} \cdot \begin{pmatrix} \mathbf{e}_r^{\text{in}} \\ \mathbf{e}_q^{\text{in}} \end{pmatrix}. \quad (4.79)$$

Матрицу T удобно представить в виде

$$T = \begin{pmatrix} A_1 & B_1 \\ C_1 & D_1 \end{pmatrix} + i \cdot \begin{pmatrix} A_2 & B_2 \\ C_2 & D_2 \end{pmatrix}. \quad (4.80)$$

Пусть ψ – угол между векторами поляризации входящей волны и ее магнитной моды на поверхности кристалла. Очевидно, этот угол зависит от угла $\xi(H)$, равного нулю в случае $H = 0$. С учетом (4.70) получаем

$$\psi(H) = \psi(0) + 2\xi(H, |z| = d/2). \quad (4.81)$$

В базисе rq входящая в кристалл поперечная линейно поляризованная волна может быть представлена следующим образом:

$$\begin{pmatrix} e_r^{\text{in}} \\ e_q^{\text{in}} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} e^{\text{in}} \cos \psi \\ e^{\text{in}} \sin \psi \end{pmatrix}. \quad (4.82)$$

Здесь $e^{\text{in}} = \exp(-i\omega t)$. Используя (4.79) и (4.80), мы определяем компоненту e_{\perp}^{out} волны, прошедшей сквозь кристалл, с поляризацией, ортогональной поляризации падающей волны e^{in} :

$$\begin{aligned} \text{Re}(e_{\perp}^{\text{out}}) &= \text{Re}[e_r^{\text{out}} \cdot \cos(\pi/2 + \psi) + e_q^{\text{out}} \cdot \sin(\pi/2 + \psi)] = \\ &= [C_1 \cdot \cos^2 \psi + (D_1 - A_1) \sin \psi \cos \psi - B_1 \cdot \sin^2 \psi] \cos \omega t - \\ &- [C_2 \cdot \cos^2 \psi + (D_2 - A_2) \sin \psi \cos \psi - B_2 \cdot \sin^2 \psi] \sin \omega t = \\ &= R_{\perp 1} \cos \omega t + R_{\perp 2} \sin \omega t. \end{aligned} \quad (4.83)$$

Отсюда получаем искомое выражение для амплитуды

$$A_{\perp} = \sqrt{R_{\perp 1}^2 + R_{\perp 2}^2}, \quad (4.84)$$

Формула (4.84) позволяет определить $A_{\perp}(H)$. Оптимизация параметров g_1 , g_2 , α и $\psi(0)$ в (4.84) приводит к зависимости, изображенной на рис. 4.2б. При этом $g_1 = 1,1 \times 10^3 \text{ эрг/см}^3$, $g_2 = 13,5 \times 10^3 \text{ эрг/см}^4$, что соответствует полям насыщения при намагничивании вдоль ЛАО (4.60) $H_S \approx 230 \text{ Э}$ на поверхности и $H_S \approx 130 \text{ Э}$ в центре кристалла.

Компонента $e_{\text{II}}^{\text{out}}$ волны на выходе из кристалла с поляризацией, параллельной поляризации падающей волны имеет вид

$$\begin{aligned} \text{Re}(e_{\text{II}}^{\text{out}}) &= \text{Re}[e_r^{\text{out}} \cdot \cos \psi + e_q^{\text{out}} \cdot \sin \psi] = \\ &= [A_1 \cdot \cos^2 \psi + (B_1 + C_1) \sin \psi \cos \psi + D_1 \cdot \sin^2 \psi] \cos \omega t - \\ &- [A_2 \cdot \cos^2 \psi + (B_2 + C_2) \sin \psi \cos \psi + D_2 \cdot \sin^2 \psi] \sin \omega t = \\ &= R_{\text{III}} \cos \omega t + R_{\text{II2}} \sin \omega t. \end{aligned} \quad (4.85)$$

Для амплитуды A_{II} имеем

$$A_{\text{II}} = \sqrt{R_{\text{III}}^2 + R_{\text{II2}}^2}, \quad (4.86)$$

В заключение этого пункта отметим, что расчетная кривая $A_{\perp}(H)$ в базисноанизотропном случае имеет существенно больший период колебаний, чем в базисноизотропном (ср. рис. 4.2б и 4.6а). Это объясняется появлением дополнительного обменно-усиленного слагаемого $2gH_E \cos 2\xi$ в знаменателе выражения для ΔC_a (4.69) и соответствующим уменьшением модуля ΔC_a (см. рис. 4.7 кривая б), что ведет к уменьшению различия фазовых скоростей мод и, как следствие, к возрастанию периода. Действительно, в пределе совпадения

скоростей эффекта ДП нет и кривая $A_{\perp}(H)$ вырождается в прямую (т.е. в кривую с бесконечным периодом). Различие периодов кривых в базисноанизотропной и изотропной моделях особенно существенно в области малых полей, где упомянутое слагаемое $2gH_E \cos 2\xi$ еще сравнимо с величиной $M_0 H_{FD}$. Различие же высот максимумов кривой $A_{\perp}(H)$ является результатом зависимости ориентации осей r и q от величины магнитного поля и координаты z .

Расчеты показывают, что параметры α , $\psi(0)$ ответственны, главным образом, за высоту максимумов, а параметры g_1 , g_2 определяют интервалы монотонности кривой. При этом значения параметров g_1 , g_2 , α , $\psi(0)$, обеспечивающих удовлетворительную аппроксимацию, определяются практически однозначно. Допустимые их вариации составляют лишь единицы процентов.

Напомним, что амплитуды (4.84) и (4.86) получены для углов $0 \leq \alpha \leq \pi/2$. Если же $\alpha \rightarrow \alpha_1 = \pi - \alpha \geq \pi/2$, то для сохранения полевой зависимости амплитуд необходимо повернуть плоскость поляризации падающей волны: $\psi(H) \rightarrow \pi - \psi(H)$ или $\psi(H) \rightarrow 2\pi - \psi(H)$ (см. (4.81)). Обратим внимание на то, что в случае $\alpha \rightarrow \alpha_1 = \pi - \alpha \geq \pi/2$ изменяется направление поворотов при переходе от слоя к слою локальных систем координат rqz : $\Delta\gamma_m \rightarrow -\Delta\gamma_m$ (см. (4.76)).

Отметим, также, что расчетная кривая на рис. 4.2б приведена для полей, больших ~ 50 Э, при которых доменная структура в исследуемой пластинке бората железа уже отсутствует.

4.6 Вращательно-инвариантная теория

В приведенных выше расчетах мы не учитывали вклад, вносимый антисимметричной частью тензора деформаций. Рассмотрим этот вклад.

Термодинамические потенциалы в п.п. 4.3 и 4.5 записаны в кристаллографической системе координат, связанной с осями кристалла. Между тем, при акустических деформациях эти оси должны испытывать локальные повороты, определяемые антисимметричным тензором локальных вращений

$$\omega_{ij} = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial e_i}{\partial x_j} - \frac{\partial e_j}{\partial x_i} \right) = -\omega_{ji} \quad (4.87)$$

Как следует из так называемой вращательно-инвариантной теории [196, 258, 281], для учета локальных вращений в термодинамическом потенциале нужно перейти от локальной кристаллографической системы координат к лабораторной путем преобразования локального поворота

$$l_i \rightarrow l_i - \omega_{ij} l_j, \quad m_i \rightarrow m_i - \omega_{ij} m_j \quad (4.88)$$

В этом случае термодинамический потенциал будет содержать как компоненты симметричного тензора деформаций e_{ij} , так и антисимметричного тензора локальных вращений ω_{ij} .

Для рассматриваемой нами поперечно поляризованной акустической волны, распространяющейся вдоль оси z , существенными будут только лишь следующие компоненты тензора ω_{ij} (4.87) (см. п.п. 4.3 и 4.5):

$$\omega_{xz} = \frac{1}{2} \frac{\partial e_x}{\partial z}, \quad \omega_{yz} = \frac{1}{2} \frac{\partial e_y}{\partial z} \quad (4.89)$$

В этом случае величины l_x, l_y, m_x и m_y в результате преобразований (4.88) не изменятся, а для проекций l_z и m_z эти преобразования дадут

$$l_z \rightarrow l_z + \omega_{xz} l_x + \omega_{yz} l_y, \quad m_z \rightarrow m_z + \omega_{xz} m_x + \omega_{yz} m_y \quad (4.90)$$

По нашим оценкам, основанным на данных эксперимента [271], добавки к l_z и m_z за счет вращательной инвариантности в (4.90) не превосходят самих этих проекций. Поскольку величинами l_z и m_z мы пренебрегаем, то будем пренебрегать и добавками к ним. Таким образом, в рассматриваемом случае вращательно-инвариантная теория не приводит к новым, требующим учета, слагаемым в термодинамическом потенциале.

Результаты и выводы главы 4

1. Проанализированы два подхода к описанию МА явлений: симметричный и термодинамический, основанный на решении связанных уравнений МУ динамики. Рассмотрены МУ взаимодействия, лежащие в основе МА эффектов.

2. Показано, что существующая теория магнитного линейного ДП звука в тригональном легкоплоскостном антиферромагнетике 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 $A(\omega)$. С целью устранения расхождений между теорией Турова и экспериментом проанализировано круговое ДП, связанное с учетом пьезомагнитных слагаемых. Однако из-за малости последних круговое ДП оказывается слишком слабым эффектом.

3. 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. При этом магнитное поле, приложенное в базисной плоскости, создает неоднородное распределение намагниченности в кристалле.

4. На основе предложенной модели развита теория магнитного линейного ДП звука в борате железа с неоднородной базисной анизотропией, позволяющая адекватно описать эксперимент. Для расчета зависимости $A(H)$

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.

5. Проанализирован вклад в эффекты ДП, связанный с требованиями вращательной инвариантности. Показано, что в рассматриваемом случае этим вкладом для бората железа можно пренебречь.

Результаты, представленные в гл.4, опубликованы в работах [271 - 273].

ГЛАВА 5

ТОНКАЯ СТРУКТУРА КРИВЫХ ПОЛЕВОЙ ЗАВИСИМОСТИ АМПЛИТУДЫ АКУСТИЧЕСКОЙ ВОЛНЫ В КРИСТАЛЛЕ FeVO_3

5.1 Блочная структура кристалла и малопериодные осцилляции кривых $A(H)$

Базисноанизотропная модель, учитывающая экспериментальные граничные условия, рассмотренная нами в главе 4, позволила адекватно описать основные закономерности экспериментальных кривых $A(H)$. Однако еще одна экспериментальная особенность осталась без объяснения. Речь идет о тонкой структуре, которая наблюдается на этих кривых, полученных без фильтрации сигнала (рис. 5.1а и 5.4а, 5.2а и 5.5а) [271].

Тонкая структура не является шумом, поскольку остановка протяжки магнитного поля сопровождается ее исчезновением (рис. 5.3), а повторные записи $A(H)$ коррелируют между собой (рис. 5.6). Таким образом, здесь мы имеем дело с малопериодной модуляцией основного сигнала, которая, однако, как и шум, не обладает регулярностью. Исследованию тонкой структуры посвящены работы [282 - 285].

Как следует из теории, период ОГТ уменьшается с ростом толщины кристалла. Если предположить, что тонкая структура кривой $A(H)$ также представляет собой ОГТ, то ее период будет соответствовать гораздо более толстому кристаллу, чем в нашем эксперименте. Путь, проходимый волной в кристалле может существенно увеличиваться из-за переотражений от неоднородностей. В этой связи следует упомянуть о блочной, мозаичной, слоистой и т. п. структуре кристаллов [286]. Возможность существования внутрикристаллических блоков в FeVO_3 подтверждается нашим многолетним опытом по синтезу и исследованию монокристаллов бората железа. Блоки представляют собой монокристаллические относительно совершенные области

кристалла. Они отделены друг от друга границами, где нарушается кристаллическая структура, скапливаются точечные дефекты, образуются трещины и т. п. [286]. Распространяясь в кристалле, акустическая волна должна испытывать сильное отражение от таких границ. Поэтому волна, попавшая внутрь блока, будет проходить его толщину многократно, отражаясь от границ и выходя наружу порциями. В этом случае на выходе из кристалла будет 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 кривых $A_{\perp}(H)$ и $A_{\parallel}(H)$ с тонкой структурой дополним нашу базисноанизотропную модель [272] следующими предположениями [283]. Кристалл содержит внутренний блок, параллельный базисной плоскости (рис. 5.8a). Блок отделен границами, обладающими большим коэффициентом отражения. Вызванная экспериментальными граничными условиями на базисных гранях кристалла неоднородная магнитная анизотропия (см. п. 4.5) из-за разрывов структуры, приносимых границами блоков, во внутреннем блоке существенно меньше, чем в приповерхностных областях. Для простоты будем считать, что индуцированная анизотропия в блоке отсутствует (хотя для интерпретации тонкой структуры величина анизотропии в блоке принципиального значения не имеет).

Для расчета амплитуды акустической волны на выходе из кристалла в этом случае рассмотрим прохождение волны в части кристалла, содержащей блок. Снова воспользуемся методом матриц Джонса [280]. Представим кристалл состоящим из n однородно намагниченных слоев с постоянной внутри каждого слоя анизотропией. При этом в качестве одного из таких слоев возьмем внутренний блок. Толщина его d_B велика по сравнению с другими слоями. На выходе из кристалла для волны, N -кратно прошедшей внутренний блок имеем:

$$\begin{pmatrix} e_{Nr}^{\text{out}} \\ e_{Nq}^{\text{out}} \end{pmatrix} = T_n \cdot T_{n-1} \cdot \dots \cdot T_{m+1} \cdot T_B \cdot T_{m-1} \cdot \dots \cdot T_2 \cdot T_1 \cdot \begin{pmatrix} e_r^{\text{in}} \\ e_q^{\text{in}} \end{pmatrix} = \\ = \begin{pmatrix} A_{N1} + iA_{N2} & B_{N1} + iB_{N2} \\ C_{N1} + iC_{N2} & D_{N1} + iD_{N2} \end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix} e_r^{\text{in}} \\ e_q^{\text{in}} \end{pmatrix}, \quad (5.1)$$

где \mathbf{r} и \mathbf{q} – направления поляризаций магнитной и немагнитной моды, T – матрицы Джонса для слоев (см. [280]).

Для внутреннего блока матрица Джонса имеет следующий вид:

$$T_B = \begin{pmatrix} \cos \gamma & \sin \gamma \\ -\sin \gamma & \cos \gamma \end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix} \exp(-ik_{Br}d_B N) & 0 \\ 0 & \exp(-ik_{q}d_B N) \end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix} \cos \gamma & -\sin \gamma \\ \sin \gamma & \cos \gamma \end{pmatrix}. \quad (5.2)$$

Здесь $k_{Br} = k_{Br}(H)$ и k_q – волновые векторы магнитной и немагнитной моды акустической волны в блоке; γ – угол поворота локальной системы координат при переходе от блока к граничащим с ним слоям, определяемый также как и соответствующие углы между слоями в бездефектном кристалле (см. п. 4.5); d_B – толщина блока, измеренная вдоль оси Z_z .

Определим компоненты волны e_N^{out} на выходе из кристалла после N -кратного прохождения блока ($N = 1, 3, 5, \dots$) с поляризациями перпендикулярной $e_{N\perp}^{\text{out}}$ и параллельной $e_{N\parallel}^{\text{out}}$ поляризации входящей волны $e^{\text{in}} = \exp(-i\omega t)$:

$$\begin{aligned}
\operatorname{Re}(e_{N\perp}^{\text{out}}) &= \operatorname{Re}[e_{N_r}^{\text{out}} \cdot \cos(\pi/2 + \psi) + e_{N_q}^{\text{out}} \cdot \sin(\pi/2 + \psi)] = \\
&= [C_{N1} \cdot \cos^2 \psi + (D_{N1} - A_{N1}) \cos \psi \sin \psi - B_{N1} \cdot \sin^2 \psi] \cos \omega t + \\
&+ [C_{N2} \cdot \cos^2 \psi + (D_{N2} - A_{N2}) \cos \psi \sin \psi - B_{N2} \cdot \sin^2 \psi] \sin \omega t = \\
&= R_{N1}^{\perp} \cos \omega t + R_{N2}^{\perp} \sin \omega t,
\end{aligned} \tag{5.3}$$

$$\begin{aligned}
\operatorname{Re}(e_{N\parallel}^{\text{out}}) &= \operatorname{Re}[e_{N_r}^{\text{out}} \cdot \cos \psi + e_{N_q}^{\text{out}} \cdot \sin \psi] = \\
&= [A_{N1} \cdot \cos^2 \psi + (B_{N1} + C_{N1}) \cos \psi \sin \psi + D_{N1} \cdot \sin^2 \psi] \cos \omega t + \\
&+ [A_{N2} \cdot \cos^2 \psi + (B_{N2} + C_{N2}) \cos \psi \sin \psi + D_{N2} \cdot \sin^2 \psi] \sin \omega t = \\
&= R_{N1}^{\parallel} \cos \omega t + R_{N2}^{\parallel} \sin \omega t,
\end{aligned} \tag{5.4}$$

где ψ - угол между векторами поляризации падающей волны и ее магнитной компоненты (см. (4.81)).

Теперь для компонент результирующей волны $e_{\perp, \parallel}^{\text{out}}$ на выходе из кристалла с одним блоком получаем:

$$\begin{aligned}
\operatorname{Re}(e_{\perp, \parallel}^{\text{out}}) &= \left[(1 - S_B) R_{\perp, \text{III}} + S_B \sum_N \tau_N R_{N1}^{\perp, \parallel} \right] \cos \omega t + \\
&+ \left[(1 - S_B) R_{\perp, \text{II2}} + S_B \sum_N \tau_N R_{N2}^{\perp, \parallel} \right] \sin \omega t = R_1^{\perp, \parallel} \cos \omega t + R_2^{\perp, \parallel} \sin \omega t,
\end{aligned} \tag{5.5}$$

$$\tau_N = (1 - \lambda)^2 \lambda^{N-1}. \tag{5.6}$$

Здесь S_B - доля площади внутреннего блока от площади всего кристалла в базисной плоскости; $R_{\perp, \text{III}}$, $R_{\perp, \text{II2}}$ - величины, характеризующие безблочный

кристалл и определяемые формулами (4.83) и (4.85), соответственно; τ_N – эффективный коэффициент пропускания; λ – коэффициент отражения.

Окончательно, для амплитуды компоненты волны $e_{\perp, \Pi}^{\text{out}}$ имеем

$$A_{\perp, \Pi} = \sqrt{(R_1^{\perp, \Pi})^2 + (R_2^{\perp, \Pi})^2}. \quad (5.7)$$

Оптимизация параметров d_B , S_B , и λ приводит к кривым, представленным на рис. 5.1б и 5.2б. Сравнение с экспериментом (рис. 5.1а и 5.2а) позволяет утверждать, что теория отражает основные закономерности эксперимента. Однако теория дает несколько большую регулярность и больший период тонкой структуры, чем в эксперименте. Это свидетельствует, по всей видимости, о более сложной конфигурации дефектов, чем в рассмотренной модели.

Расчет (5.7) выполнен для следующих значений параметров: $d_B = 0,8d$ (d – толщина кристалла); $S_B = 0,8$; $\lambda = 0,93$. Толщина блока d_B определяет, главным образом, период тонкой структуры, а площадь блока S_B – ее амплитуду. Обратим внимание на то, что площадь блока всегда составляет только часть площади кристалла ($S_B < 1$), поскольку в противном случае ($S_B = 1$) амплитуда длиннопериодных осцилляций кривой $A(H)$ (ОГТ) должна уменьшиться до нуля. В таком вырожденном случае сохранились бы только малопериодные осцилляции.

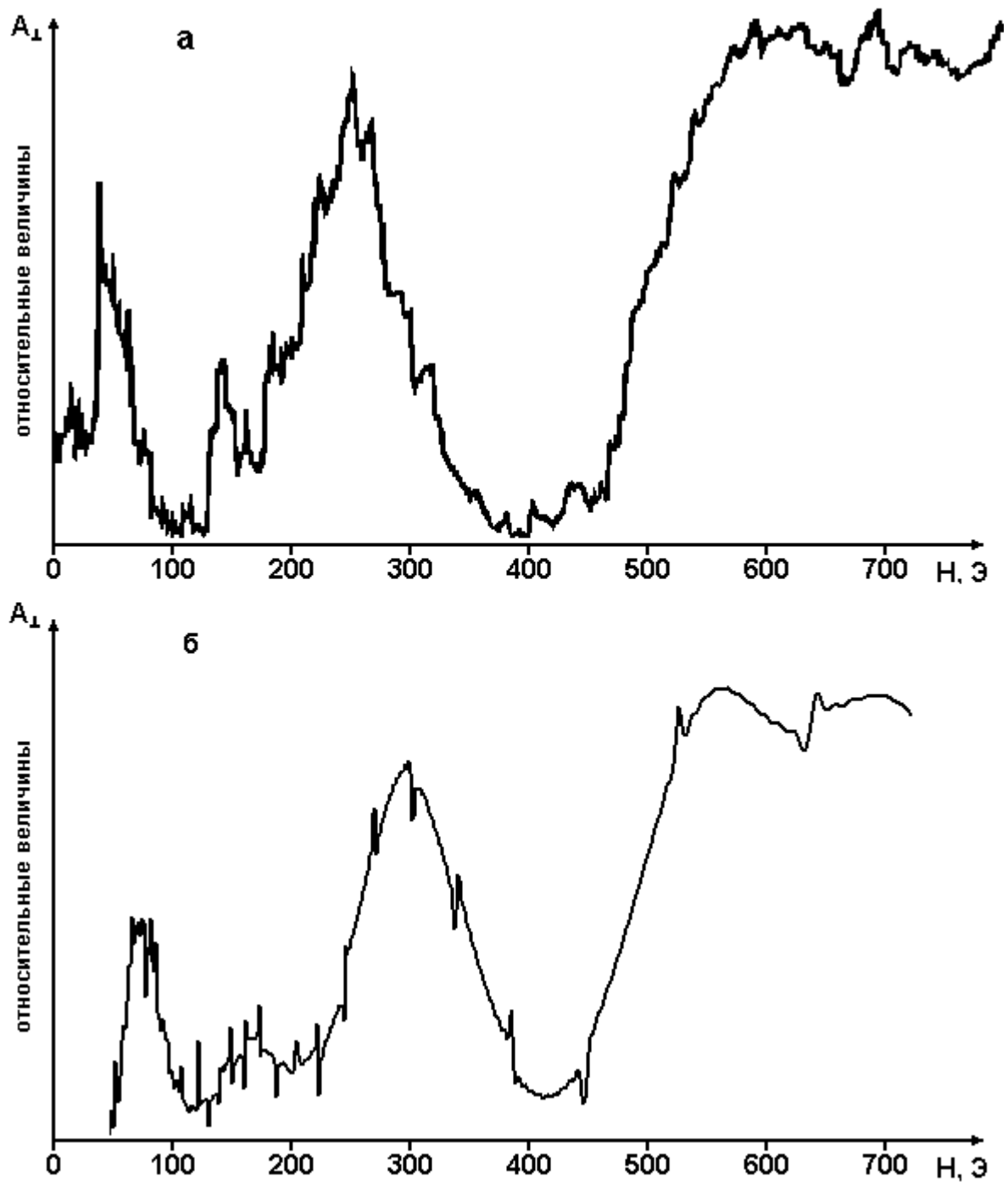


Рис.5.1

Кривые $A_{\perp}(H)$ с тонкой структурой:
 а – эксперимент без фильтрации; б – расчет
 с учетом дефектной структуры – одного блока

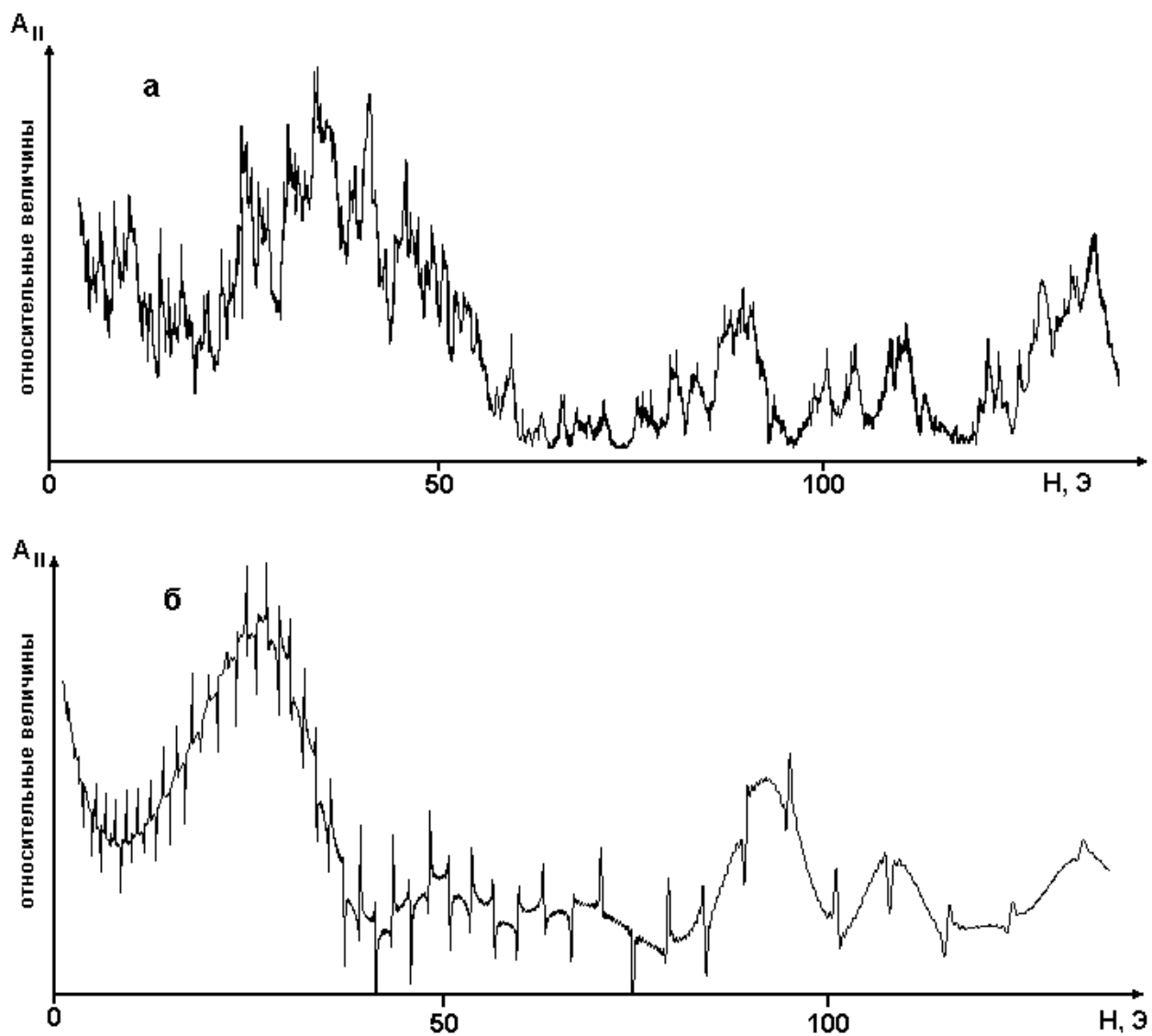


Рис.5.2

Кривые $A_{II}(H)$ с тонкой структурой в малых магнитных полях: а – эксперимент без фильтрации; б – расчет с учетом дефектной структуры – одного блока

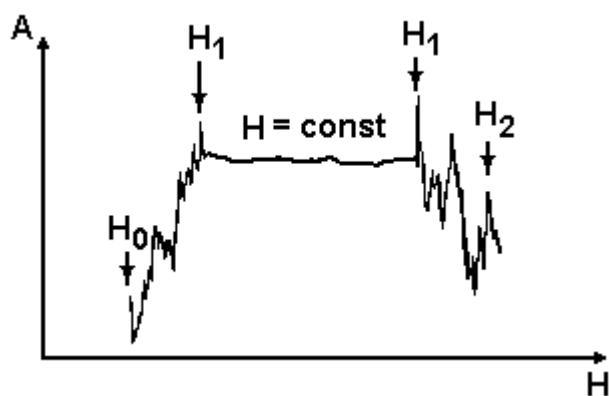


Рис 5.3

Влияние магнитного поля на тонкую структуру [271]

5.2 Модель с несколькими блоками

Большей нерегулярности и меньшего периода тонкой структуры можно добиться, предположив, что волна в кристалле проходит область, включающую не один, а несколько блоков различной толщины. Такая ситуация, по всей видимости, и более реалистична. Рассмотрим модель, в соответствии с которой кристалл содержит M внутренних блоков «в один слой» одинаковой площади с границами, параллельными базисной плоскости (рис. 5.8б) [284]. Для расчета амплитуды волны на выходе из кристалла обобщим формулы (5.5), относящиеся к одноблочному кристаллу. Волна, выходящая из кристалла, включающего M блоков, может быть представлена в виде

$$\begin{aligned} \operatorname{Re}(e_{\perp, \Pi}^{\text{out}}) &= \left[(1 - MS_B)R_{\perp, \Pi 1} + S_B \sum_{\mu=1}^M \sum_N \tau_N R_{N\mu 1}^{\perp, \Pi} \right] \cos \omega t + \\ &+ \left[(1 - MS_B)R_{\perp, \Pi 2} + S_B \sum_{\mu=1}^M \sum_N \tau_N R_{N\mu 2}^{\perp, \Pi} \right] \sin \omega t = \\ &= R_{M1}^{\perp, \Pi} \cos \omega t + R_{M2}^{\perp, \Pi} \sin \omega t, \end{aligned} \quad (5.8)$$

$$A_{\perp, \Pi} = \sqrt{(R_{M1}^{\perp, \Pi})^2 + (R_{M2}^{\perp, \Pi})^2}. \quad (5.9)$$

Здесь величины $R_{N\mu 1}^{\perp, \Pi}$ и $R_{N\mu 2}^{\perp, \Pi}$ соответствуют μ -му блоку, зависят от его толщины и рассчитываются, как и ранее, с использованием матриц Джонса (см. (5.1) и (5.2)).

На рис. 5.4б и 5.5б приведены кривые, рассчитанные по формуле (5.9) с учетом трех блоков, $M = 3$. Значения параметров следующие: $\lambda = 0,93$; $S_B = 0,32$; $d_{B1} = 0,62d$; $d_{B2} = 0,68d$; $d_{B3} = 0,74d$. Степень регулярности и густота тонкой структуры в теории и эксперименте близки друг к другу (ср. рис. 5.4а и 5.4б, 5.5а и 5.5б). Таким образом, для адекватного описания такой особенности кривых ОГТ как их тонкая структура достаточно рассмотреть переотражение акустической волны в кристалле, содержащем три блока.

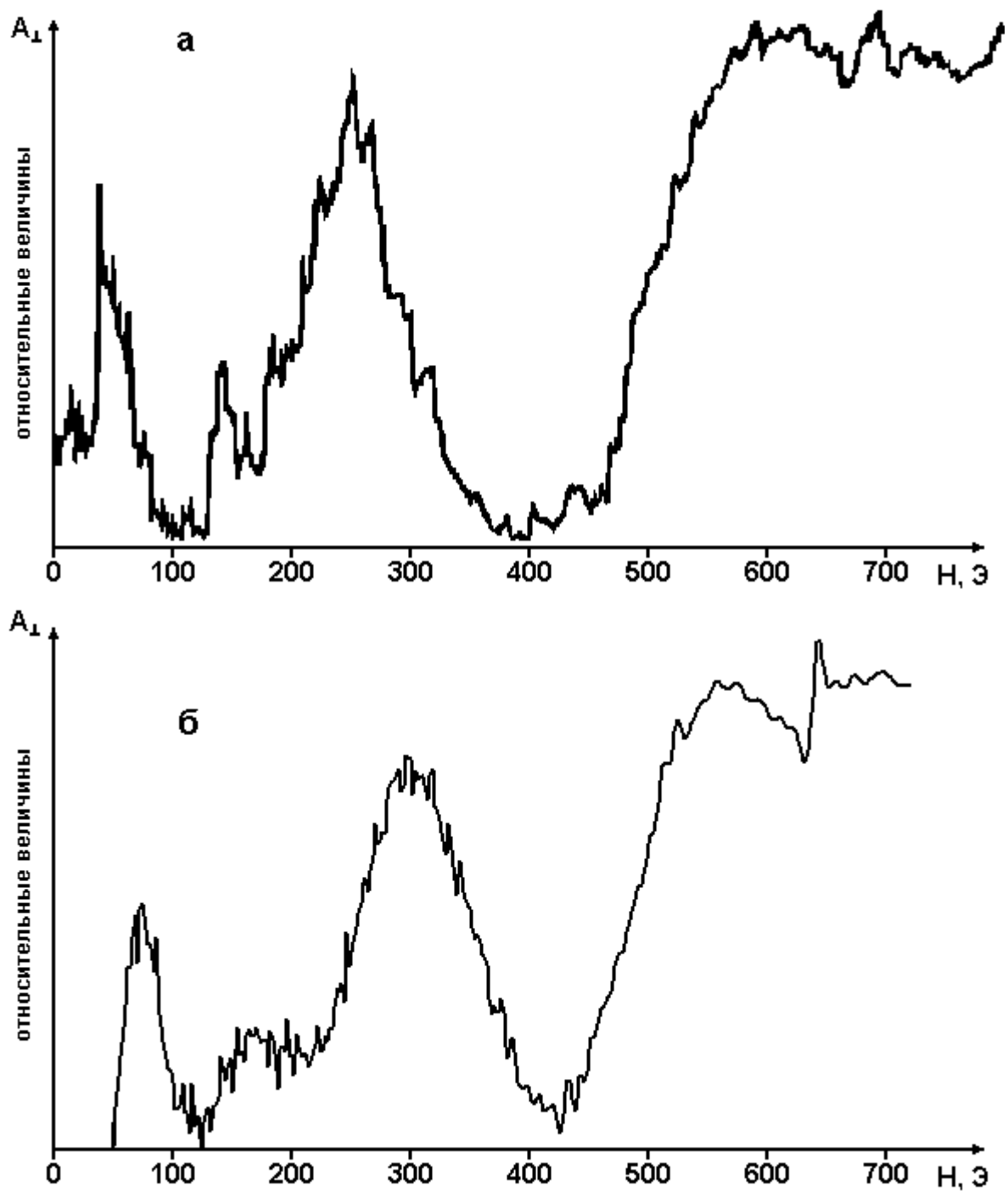


Рис. 5.4

Кривые $A_{\perp}(H)$ с тонкой структурой:
 а – эксперимент без фильтрации; б – расчет
 с учетом дефектной структуры – трех блоков

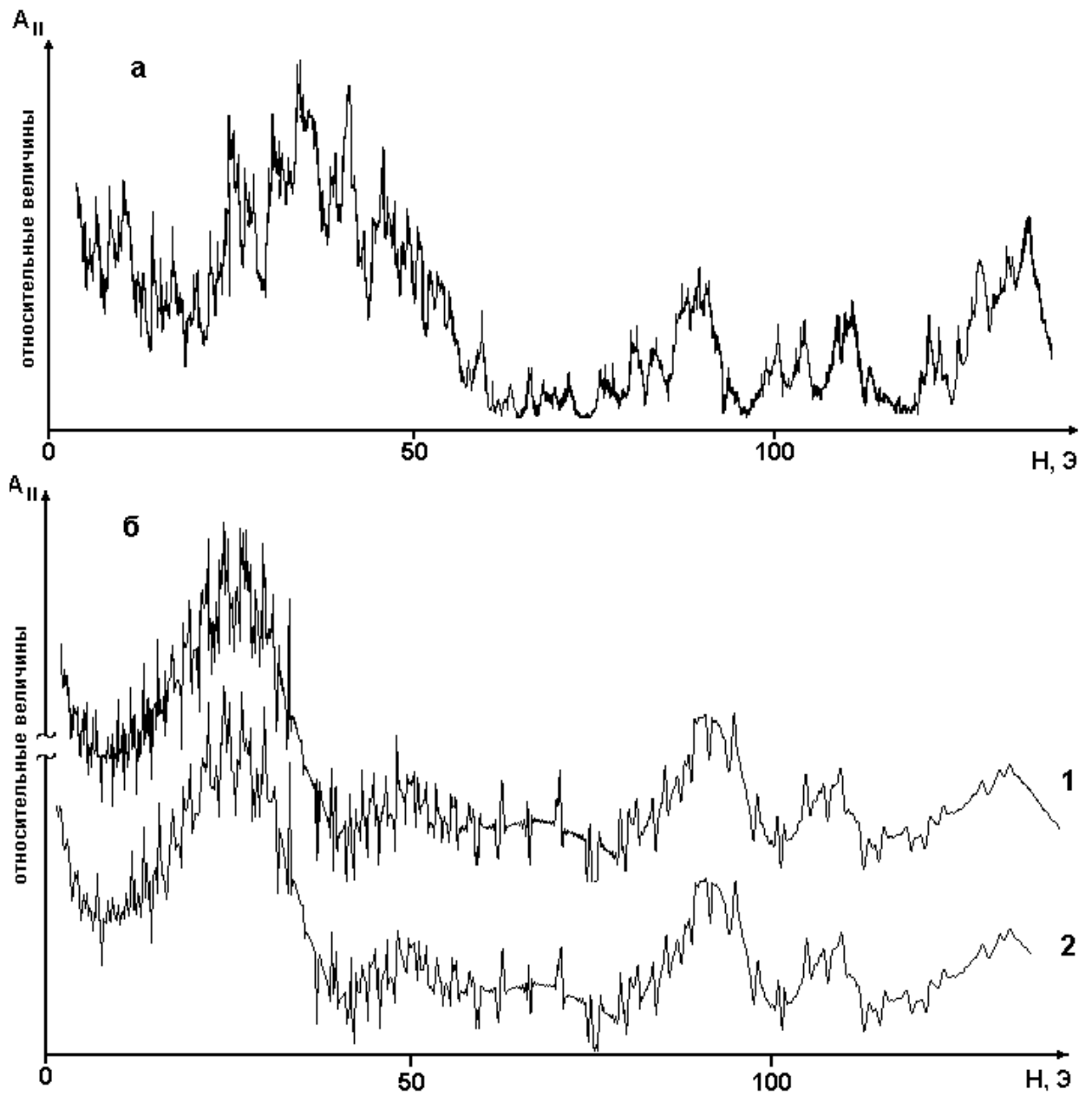


Рис.5.5

Кривые $A_{II}(H)$ с тонкой структурой в малых магнитных полях:
 а – эксперимент без фильтрации; б – расчет с учетом дефектной структуры –
 трех блоков (без интегрирования – кривая 1, с интегрированием – кривая 2)

Отметим, что густота и амплитуда тонкой структуры несколько изменяется с полем. Это особенно хорошо видно в случае кривых $A_{II}(H)$. При этом в теории густота и амплитуда уменьшается с полем немного быстрее, чем в эксперименте (ср. рис. 5.5а и 5.5б, кривая 1). Причина такого расхождения может состоять в том, что в процессе эксперимента сигнал подвергался интегрированию с малой постоянной времени. Такая процедура уменьшает различие в густоте при малых и больших полях. Проводя усреднение и теоретической кривой, подбирая при этом интервал интегрирования ΔH , можно, также, добиться уменьшения различий в густоте тонкой структуры вдоль кривой (рис. 5.5б, кривая 2).

5.3 Отражение звука от поверхности кристалла

Обсудим влияние на тонкую структуру отражений акустической волны от поверхности кристалла, граничащей с пьезопреобразователями. Это влияние должно быть существенным, если коэффициент отражения на границах кристалл-пьезодатчик достаточно велик. Коэффициент отражения звука можно рассчитать по формуле

$$\lambda = \frac{z_1 - z_2}{z_1 + z_2}, \quad (5.10)$$

где $z_1 = \rho_1 v_1$, $z_2 = \rho_2 v_2$ – волновые сопротивления контактирующих сред; ρ_1 и ρ_2 – плотности сред; v_1 , v_2 – скорости звука в средах. Для ниобата лития (пьезодатчики): $\rho_1 = 4,7$ г/см³; $v_1 = 3,7 \times 10^5$ см/с. Для бората железа: $\rho_2 = 4,28$ г/см³; $v_2 = 4,7 \times 10^5$ см/с для немагнитной моды. Скорость звука для магнитной моды будет отличаться от этой величины не более чем на 20% при изменении магнитного поля. В этом случае для коэффициентов отражения (5.10) получаем $\lambda_{\text{немаг}} = 0,07$; $\lambda_{\text{маг}} \leq 0,1$. Это очень малые величины, поэтому ролью границ кристалл-пьезодатчик в формировании тонкой структуры можно пренебречь.

Отметим, что несущественность отражений от поверхности кристалла можно было предвидеть заранее. Дело в том, что большой коэффициент отражения на всей контактирующей поверхности привел бы к вырождению ОГТ в малопериодные осцилляции – тонкую структуру.

Можно допустить, однако, что на части контактирующих поверхностей нарушен акустический контакт и коэффициент отражения достигает достаточно больших значений. В этом случае часть кристалла с нарушенным контактом будет давать вклад в тонкую структуру, но специального исследования здесь не требуется, так как эта часть может рассматриваться как кристаллический блок (см. п.п. 5.1, 5.2) с толщиной, равной толщине кристалла.

5.4 Невоспроизводимость тонкой структуры при повторных экспериментах

Экспериментальные кривые $A_{II}(H)$ при повторных записях не воспроизводятся точно, а лишь коррелируют друг с другом (ср. кривые а и б рис. 5.6). Невоспроизводимость может быть вызвана эффектом Баркгаузена – скачкообразным намагничиванием кристалла, которое обычно связывается с неравномерным необратимым движением доменных границ при изменении магнитного поля.

Отметим, что эффект Баркгаузена можно было бы рассматривать в качестве механизма, порождающего и саму тонкую структуру. Оценим объем области кристалла, который нужно перемагнитить скачком, чтобы на кривой ОГТ появился пик, соизмеримый по величине с амплитудой тонкой структуры. Расчет показывает, что объем этой области составляет $\approx 1/500$ объема кристалла (рис. 5.7). Таким образом, если допустить, что намагничивание происходит только путем таких скачков (≈ 500), то наблюдаемая густота и амплитуда тонкой структуры, возможно, и будет обеспечена.

Возникает вопрос: существуют ли домены в кристалле $FeVO_3$ в рассматриваемых полях (~ 700 Э, см. рис. 5.1a) Измерения кривой намагничивания объемного кристалла (см. п. 2.4, рис. 2.8a) дают основание утверждать, что при учете ошибки, вносимой резонансным методом измерения, процесс намагничивания для кристалла заканчивается в полях порядка 100 Э [184]. В случае пренебрежимо малой базисной анизотропии – это, фактически, оценка поля размагничивания, выше которого доменная структура существовать не должна. В работе [184] речь идет о намагничивании изометричного образца. В рассматриваемом же случае использовался уплощенный кристалл, поля размагничивания в котором должны быть меньше. Таким образом, традиционные домены в нашем образце, порождаемые полями размагничивания должны исчезать во внешних полях, существенно меньших 100 Э. Это значит, что тонкая структура кривых ОГТ, наблюдаемая в

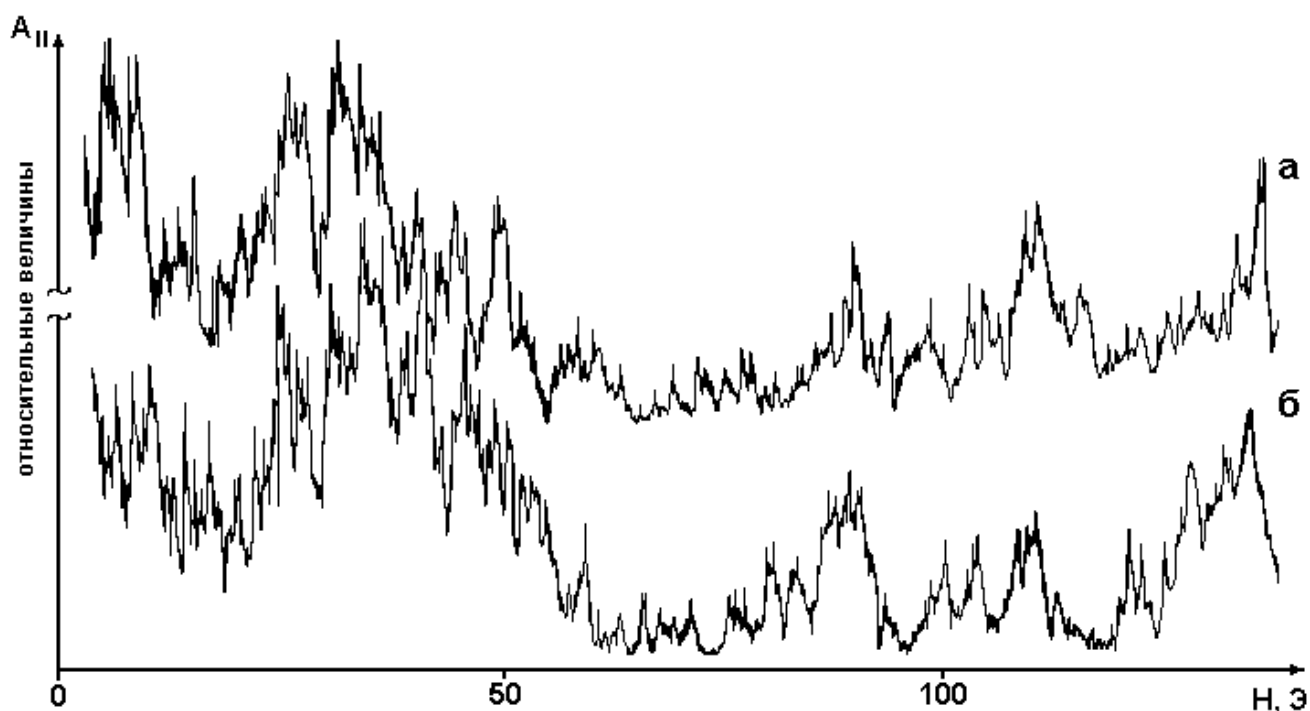


Рис. 5.6

Две последовательно записанные экспериментальные кривые $A_{\parallel}(H)$ [271]

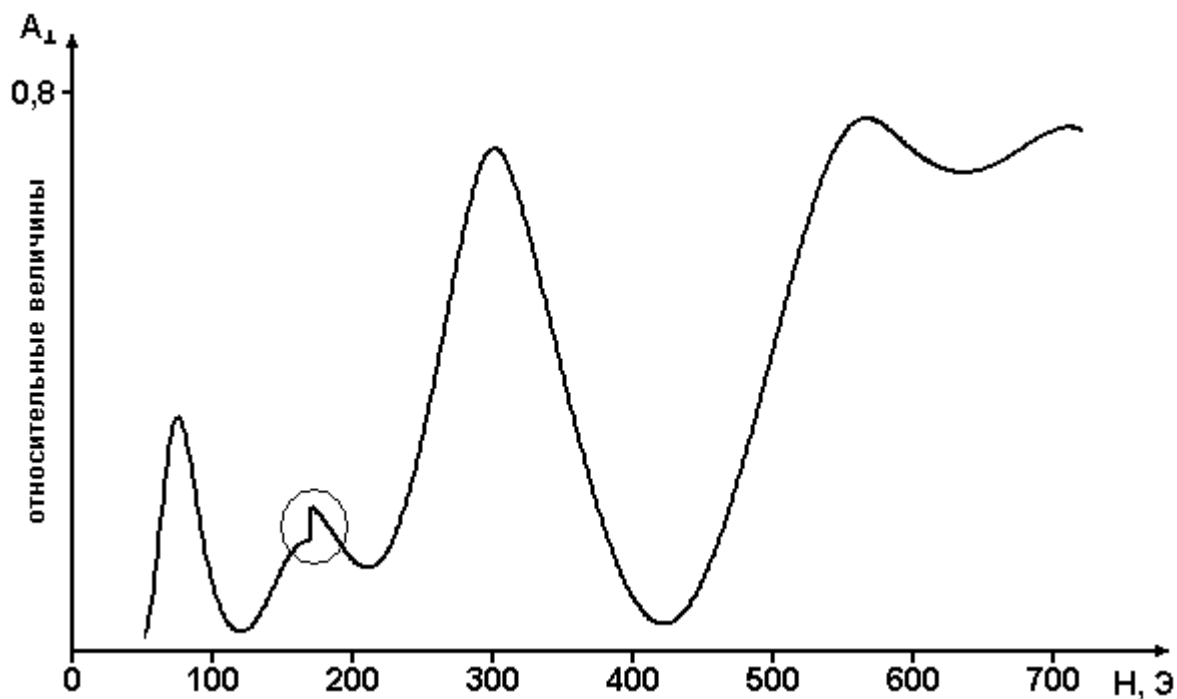


Рис. 5.7

Расчетная кривая $A_{\perp}(H)$, демонстрирующая влияние скачка перемагничивания в $1/500$ объема кристалла

значительно больших полях, никак не может быть связана с такими доменами. Эффект Баркгаузена не может быть основным механизмом тонкой структуры еще по одной причине: тонкая структура наблюдается и в постоянном магнитном поле на кривых частотной зависимости амплитуды звука $A(\omega)$ (см. гл. 6). Тем не менее, полностью исключать влияние эффекта нерегулярного намагничивания кристалла на тонкую структуру кривых $A(H)$ нельзя. Его влияния может оказаться вполне достаточным для того, чтобы несколько изменить характер кривой $A(H)$. Известно, что отдельные домены могут задерживаться вблизи кристаллических дефектов в полях, гораздо больших полей размагничивания. Магнитная анизотропия в придефектных доменах должна отличаться от анизотропии вдали от дефектов. Такая магнитная анизотропия определяется локальными напряжениями, которые могут изменяться при изменении внешних условий [287]. В нашем случае магнитная анизотропия в этих доменах определяется взаимодействием напряжений, порождаемых дефектами, и магнитоэластических деформаций, управляемых внешним магнитным полем. Изменение магнитного поля в процессе эксперимента ведет к изменению магнитной анизотропии в придефектных областях в процессе их намагничивания. Изменение анизотропии может быть не обязательно плавным, но и дискретным. Возникающие при этом в придефектных областях магнитные состояния не всегда будут равновесными, а могут оказаться метастабильными. Существование таких метастабильных состояний приводит к неоднозначности процессов намагничивания, т.е. к необратимым явлениям МУ гистерезиса [287], что, в свою очередь, может быть причиной неполной повторяемости кривых $A_{II}(H)$ при их повторных записях.

Рассмотрим теперь простые модели, демонстрирующие влияние придефектных доменов на тонкую структуру кривых $A(H)$ [285]. Будем считать, что придефектные домены локализованы вблизи базисных граней кристалла (рис. 5.8в). Такая модель имеет обоснование, поскольку поверхности являются дефектными, в частности, из-за их механической обработки. Кроме того, существенную роль в формировании придефектных доменов могут играть

напряжения, вызываемые экспериментальными граничными условиями. Отметим, что влияние на форму кривых $A(H)$ придефектных областей у границ блоков можно не учитывать из-за большого коэффициента отражения этих границ.

Пусть толщина придефектного слоя у каждой грани составляет $0,015d$ (1,5% от толщины кристалла). Вначале рассмотрим простейшую ситуацию: величина анизотропии в придефектном слое отличается от анизотропии в бездефектном кристалле на постоянную величину.

На рис. 5.9 приведены кривые $A_{II}(H)$, рассчитанные на основе выражения (5.9) с учетом придефектных слоев. При этом кривая а соответствует анизотропии в придефектном слое на 10% меньшей, чем в бездефектном кристалле; кривая б – на 10% большей. Различие кривых в этом случае достигается, в значительной степени, за счет искажения основной гармоники – кривой $A_{II}(H)$, соответствующей безблочному кристаллу. На рис. 5.10 представлены основные гармоники зависимостей, изображенных на рис. 5.9.

Большого различия между кривыми $A_{II}(H)$ можно добиться, если считать, что величина анизотропии в придефектных слоях случайным образом изменяется при намагничивании кристалла:

$$g = g_0 \pm \Delta g(H). \quad (3.11)$$

На рис. 5.12 представлены кривые, полученные при условии, что анизотропия в придефектных доменах испытывает пилообразные осцилляции постоянной амплитуды $\Delta g = 0,1g_0$ (рис. 5.11) со случайно изменяющимся периодом.

Изменение анизотропии в придефектных слоях может быть связано с отклонением в них ЛО от ориентации в бездефектном кристалле. Рис. 5.13 представляет две кривые $A_{II}(H)$, рассчитанные для углов отклонения ЛО на -3° (кривая а) и $+3^\circ$ (кривая б). При этом величина анизотропии берется неизменной. Различия основных гармоник видны и в этом случае (рис. 5.14).

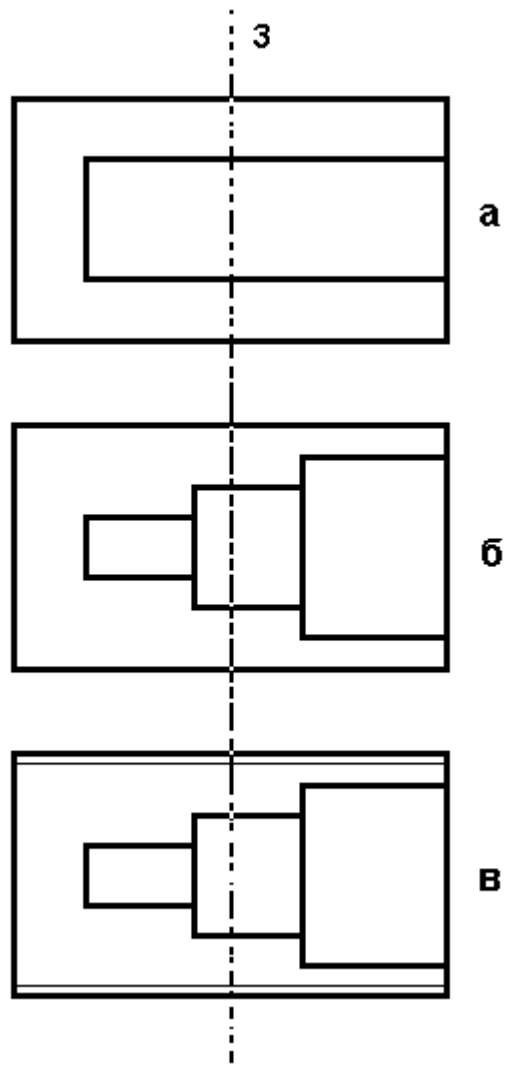


Рис 5.8

Модели дефектной структуры:

- а – кристалл с одним блоком; б – кристалл с тремя блоками;
в – кристалл с тремя блоками и приповерхностными доменами

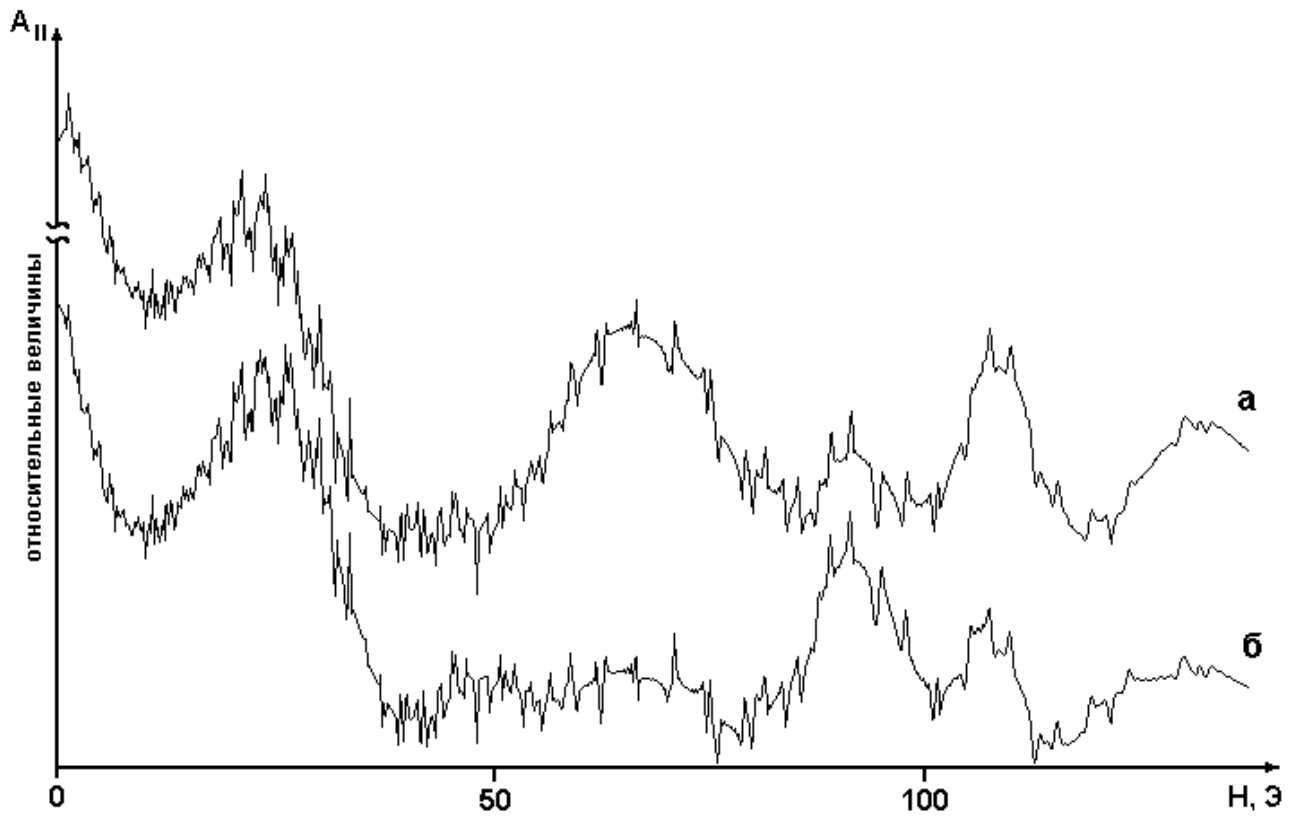


Рис. 5.9

Кривые $A_{II}(H)$: расчет с учетом блочной структуры и тонких придефектных слоев для различных величин анизотропии в них

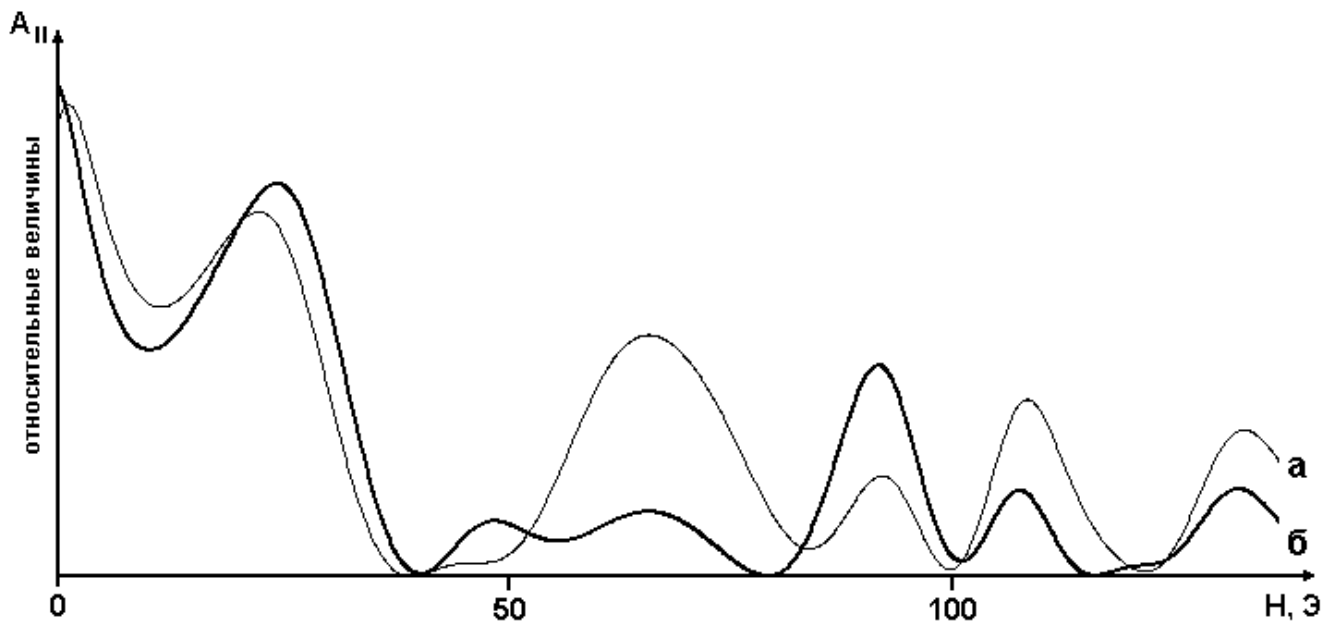


Рис. 5.10

Кривые $A_{II}(H)$: расчет для безблочного кристалла с учетом тонких придефектных слоев для различных величин анизотропии в них

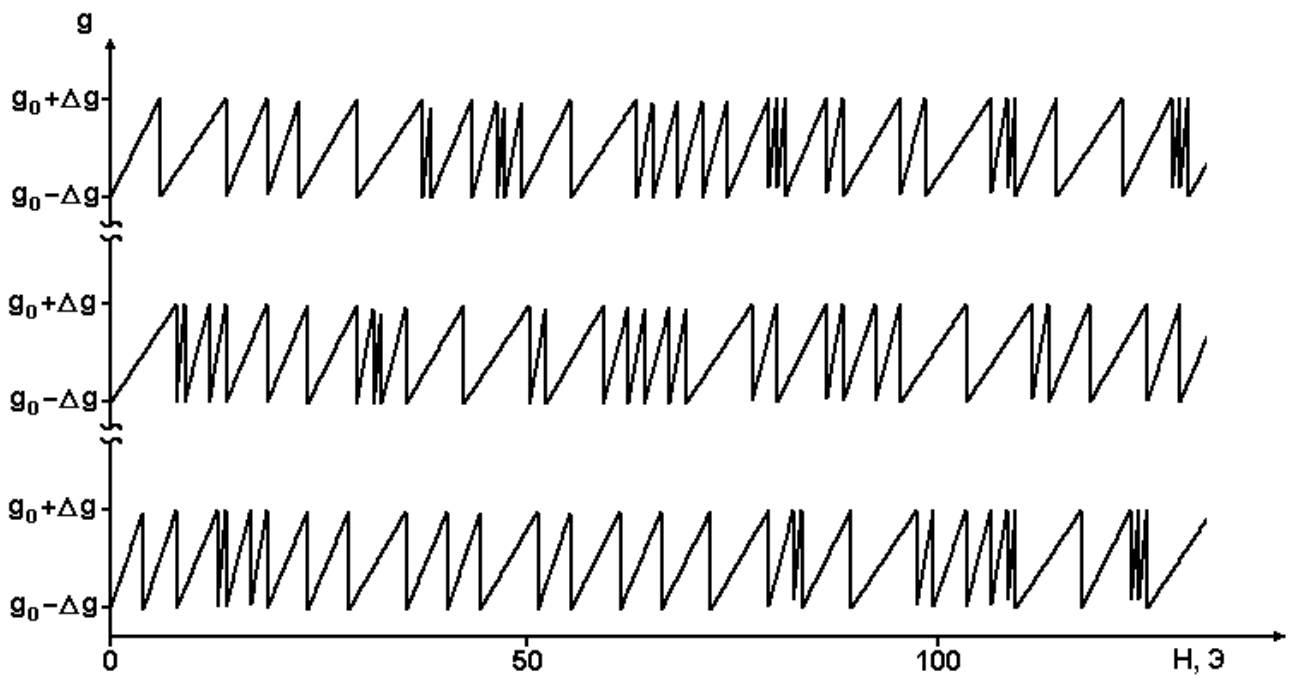


Рис. 5.11

Случайные изменения величины анизотропии в придефектных областях

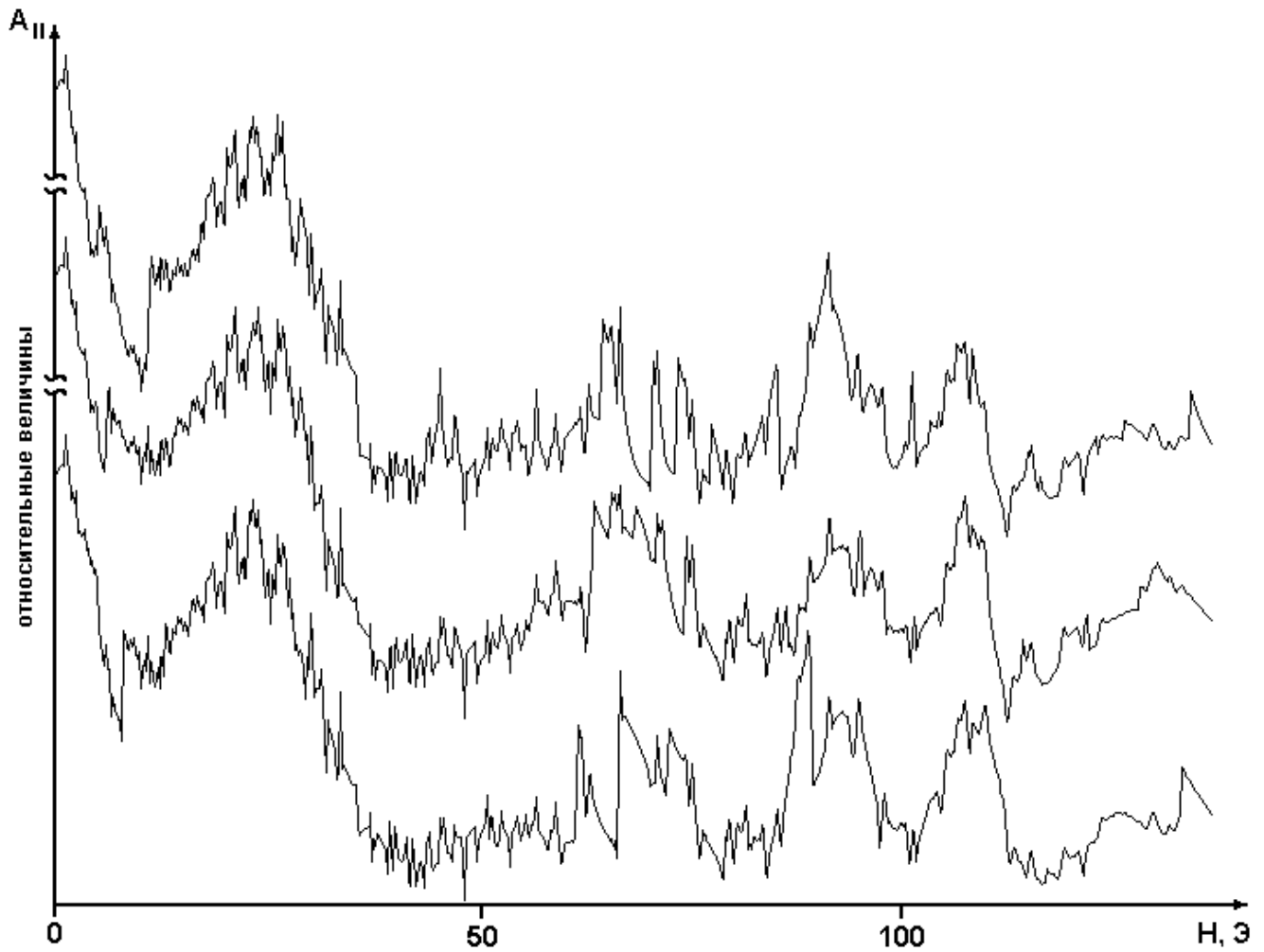


Рис. 5.12

Кривые $A_{||}(H)$: расчет с учетом случайного изменения величины анизотропии в тонких придефектных слоях

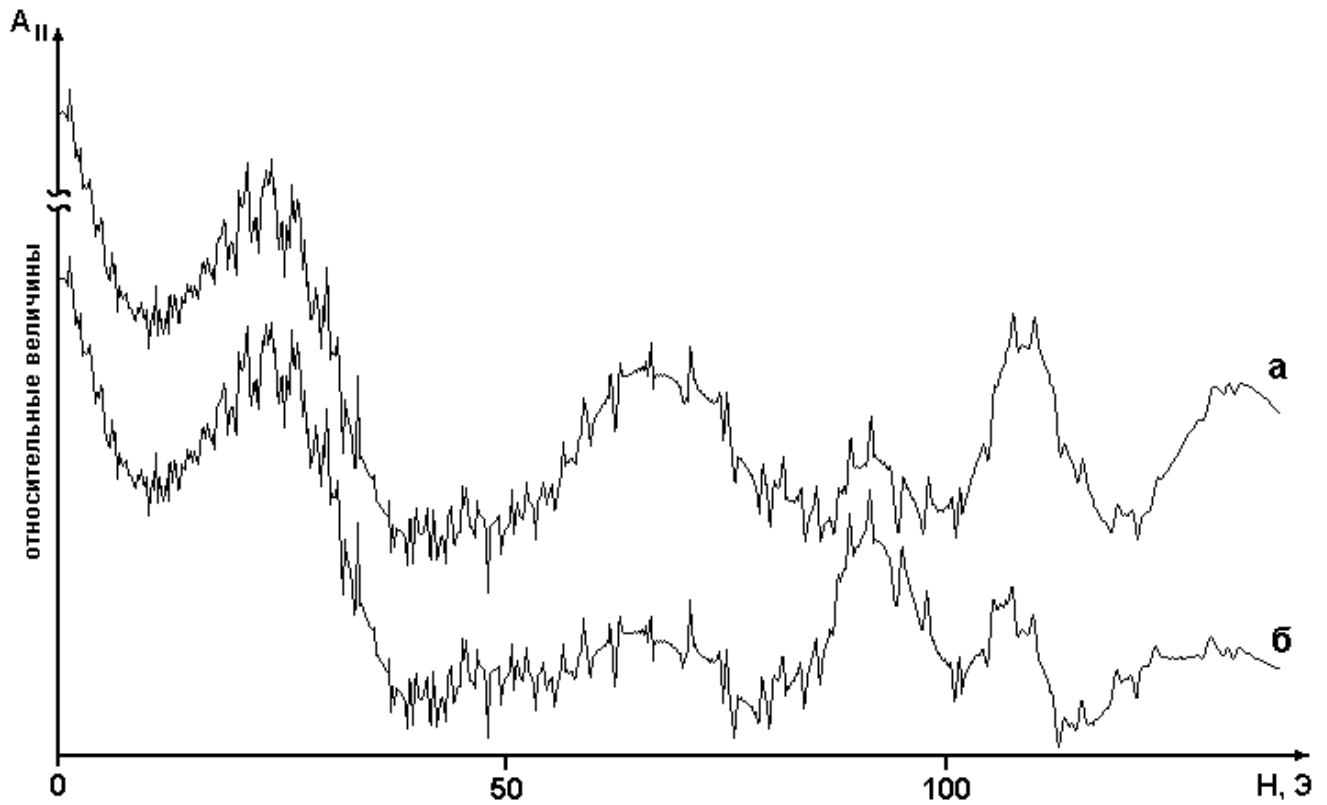


Рис. 5.13

Кривые $A_{II}(H)$: расчет с учетом тонких придефектных слоев
для различных ориентаций ЛО в них

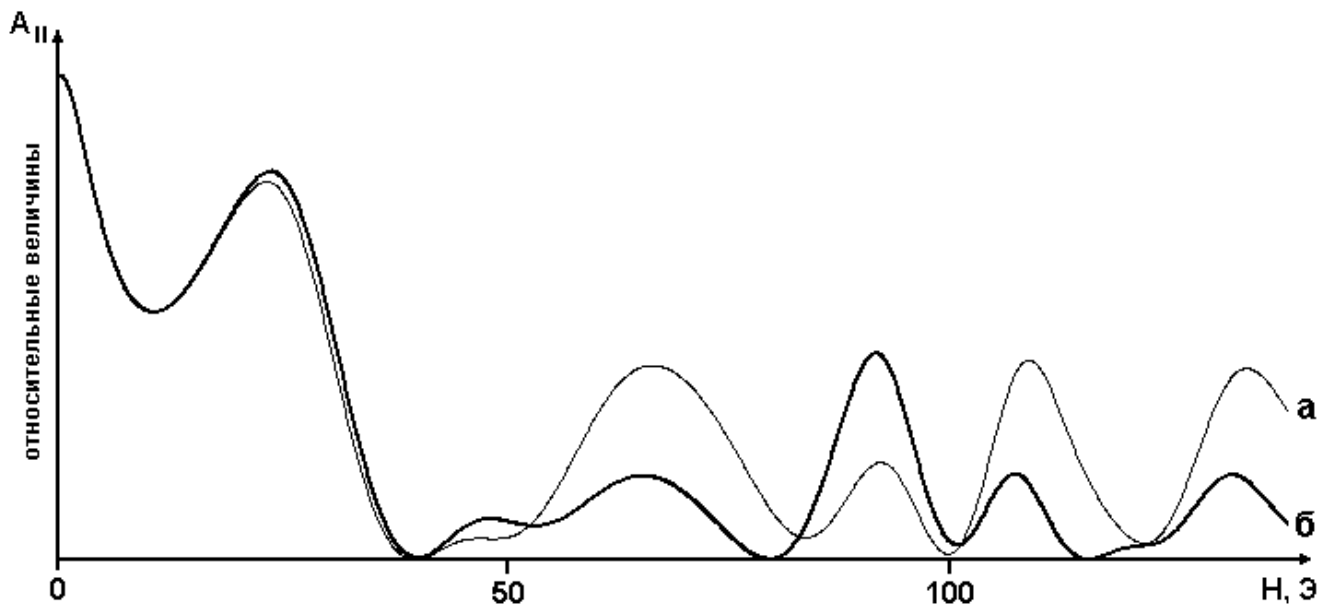


Рис. 5.14

Кривые $A_{II}(H)$: расчет для безблочного кристалла с учетом тонких
придефектных слоев для различных ориентаций ЛО в них

Наконец, рассмотрим ситуацию, когда угол отклонения ЛО изменяется с полем. Будем считать, что ЛО в придефектных слоях может случайным образом ориентироваться в одном из семи направлений, определяемых углами отклонения $\pm 1^\circ$, $\pm 2^\circ$, $\pm 3^\circ$ от направления ЛО в бездефектном кристалле (рис. 5.15). Три различающиеся кривые $A_{\Pi}(H)$, построенные при таких предположениях, приведены на рис. 5.16.

Мы рассмотрели простейшие модели поведения анизотропии в придефектных слоях. Реальное поведение, естественно, сложнее. Тем не менее, и простые модели позволяют продемонстрировать возможное влияние эффекта нерегулярного намагничивания отдельных областей кристалла на неповторяемость кривых $A(H)$. Объем рассмотренных придефектных доменов взят достаточно малым – 3% от объема образца, но и в этом случае различия кривых ощутимы. При этом на кривых намагничивания кристалла изменения анизотропии в таких тонких слоях практически не отразятся.

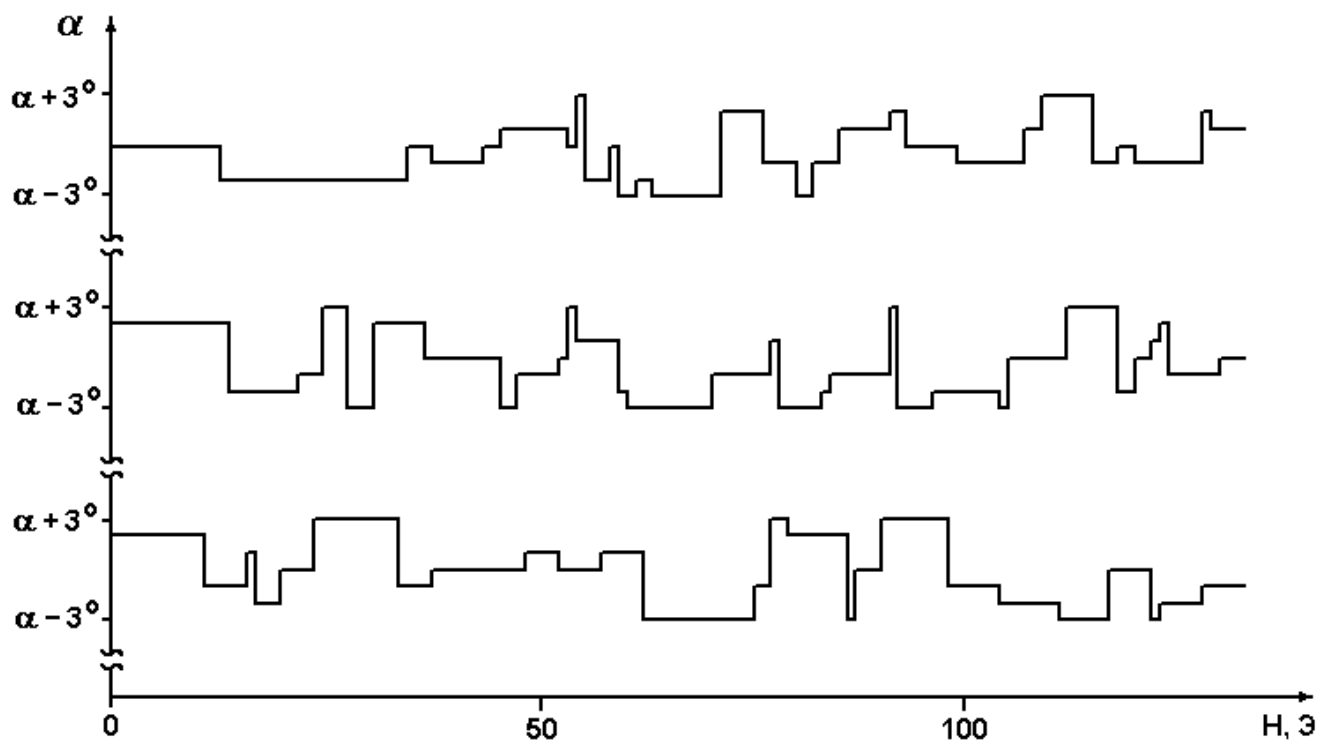


Рис. 5.15

Случайные изменения угла отклонения ЛАО
в придефектных областях

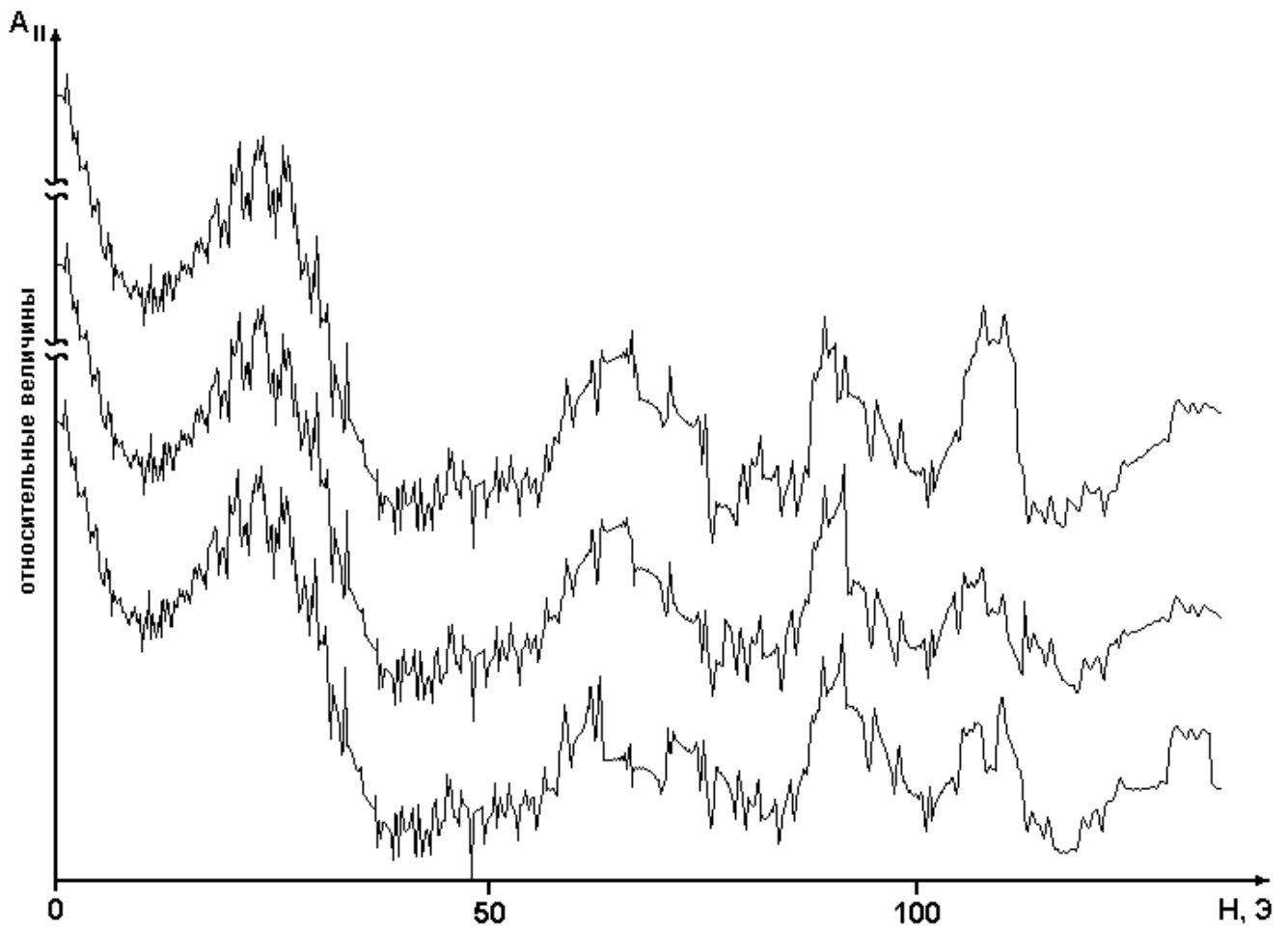


Рис. 5.16

Расчетные кривые $A_{II}(H)$ с учетом придефектных слоев со случайно изменяющейся ориентацией ЛАО в них.

Результаты и выводы главы 5

1. Установлено, что наблюдаемая в экспериментах тонкая структура кривых $A(H)$ может быть обусловлена существованием кристаллических блоков. Теория магнитного ДП звука в борате железа обобщена на случай учета многократных переотражений звуковой волны от границ блоков и поверхности кристалла.

2. Развитая теория применена к кристаллу с тремя блоками, что позволило получить кривые $A(H)$ с тонкой структурой, хорошо коррелирующие с экспериментом.

3. Показано, что наблюдаемая в слабых полях неполная воспроизводимость тонкой структуры кривых $A(H)$ при повторных экспериментах может быть объяснена эффектом Баркгаузена.

Результаты, представленные в гл.5, опубликованы в работах [282 - 285].

ГЛАВА 6

МАГНИТНОЕ ДВУПРЕЛОМЛЕНИЕ ЗВУКА В МОНОКРИСТАЛЛАХ БОРАТА ЖЕЛЕЗА. ЧАСТОТНАЯ ЗАВИСИМОСТЬ АМПЛИТУДЫ ЗВУКА

6.1 Описание эксперимента

Как следует из теории магнитоакустического ДП [195], амплитуда прошедшей сквозь АФ кристалл волны зависит не только от магнитного поля, но и от частоты (см. (4.43) – (4.4)). В работах [288 - 291] изучалась амплитудно-частотная характеристика $A(\omega)$ бората железа в процессе ДП акустической волны. Экспериментальные условия были аналогичны тем, в которых регистрировалась зависимость $A(H)$ (см. п. 4.2). Поперечная звуковая волна распространялась вдоль оси Z_z кристалла. Рассматривался случай, когда поляризации источника и приемника взаимно параллельны. Частотный диапазон составлял 160-200 МГц и определялся физическими особенностями пьезодатчиков. Измерения проводились в отсутствие внешнего магнитного поля.

В экспериментах использовался тот же образец, на котором были получены кривые ОГТ. Напомним, что речь шла о монокристаллической базисной пластине бората железа толщиной 1,2 мм с отполированными до оптического качества базисными гранями.

В результате проведенного эксперимента получена кривая $A(\omega)$, представленная на рис. 6.1а. Отметим, что и в этом случае наблюдается тонкая структура, не являющаяся шумом, поскольку остановка изменения частоты приводит к исчезновению этой структуры (см. п. 5.1).

6.2 Расчет кривой АЧХ для идеального кристалла

Рассчитаем зависимость $A_{II}(\omega)$ в рамках сформулированной выше базисноанизотропной модели (см. п. 4.5). Здесь мы сразу же сталкиваемся с трудностью, связанной с существованием доменной структуры в кристалле при отсутствии внешнего магнитного поля. В общем случае доменная структура должна существенно усложнить описание распространения акустической волны в борате железа. Наличие наведенной одноосной магнитной анизотропии в базисной плоскости эти проблемы, однако, снимает. Действительно, в работах [26, 302] (см. п. 8.2) показано, что внешнее одноосное механическое напряжение, приложенное в базисной плоскости $FeVO_3$, приводит к трансформации доменной структуры: она становится полосовой. Соседние полосовые домены имеют антипараллельную ориентацию магнитных векторов. В этом случае звуковая волна будет распространяться в кристалле так же, как и в однородно намагниченном образце. Отличие может состоять лишь в возможном отражении звука от доменных границ. Это отражение, впрочем, очень слабо и мы им будем пренебрегать. Таким образом, для расчета $A_{II}(\omega)$ будем рассматривать распространение поперечно поляризованной звуковой волны в однородно намагниченном кристалле. АФ вектор \mathbf{I} в этом случае ориентируется вдоль ЛАО магнитной анизотропии, наведенной в базисной плоскости.

Добавка к модулю упругости (см. (4.69)), определяющая фазовую скорость магнитной моды звуковой волны в нашем случае имеет вид

$$\Delta C_a = -\frac{2B_{14}^2}{M_0 H_{me1} + g(z)}, \quad (6.1)$$

где $g(z)$ – линейно зависящий от координаты $z(\parallel 3_z)$ параметр индуцированной одноосной магнитной анизотропии (см. (4.67)).

Связь между волной, падающей на кристалл $e^{\text{in}} = \exp(-i\omega t)$, и волной на выходе из него e^{out} определяется соотношением (4.79). В рассматриваемом однородном случае входящая сюда матрица Γ может быть записана, в отличие от случая неоднородного (см. п. 4.5), в явном виде. Дело в том, что угловые части матриц Джонса Γ_m (4.78) здесь вырождаются в единичные матрицы. При этом исключается, также, необходимость дискретного описания – разбиения кристалла на слои с однородной внутри слоя анизотропией. Принимая все это во внимание, мы получаем

$$\begin{pmatrix} e_r^{\text{out}} \\ e_q^{\text{out}} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \exp\left(-i\omega \int_{-d/2}^{d/2} \frac{dz}{v_r}\right) & 0 \\ 0 & \exp\left(-i\omega \frac{d}{v_q}\right) \end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix} e_r^{\text{in}} \\ e_q^{\text{in}} \end{pmatrix}. \quad (6.2)$$

Здесь \mathbf{r} и \mathbf{q} – векторы поляризации магнитной и немагнитной моды звуковой волны, соответственно; d – толщина кристалла вдоль оси z , начало системы координат, как и ранее, выбрано в центре кристалла; v_r и v_q – фазовые скорости мод (см. (4.76)). Компоненты e_r^{in} и e_q^{in} определяются соотношением (4.82).

Используя (6.2) и (4.82), определим теперь компоненту $e_{\text{II}}^{\text{out}}$ выходящей из кристалла волны с поляризацией, параллельной поляризации падающей волны:

$$\begin{aligned} \text{Re}(e_{\text{II}}^{\text{out}}) &= \text{Re}(e_r^{\text{out}} \cdot \cos\psi + e_q^{\text{out}} \cdot \sin\psi) = \\ &= \left[\cos\left(\omega \int_{-d/2}^{d/2} \frac{dz}{v_r}\right) \cdot \cos^2\psi + \cos\left(\omega \frac{d}{v_q}\right) \cdot \sin^2\psi \right] \cos\omega t + \\ &+ \left[\sin\left(\omega \int_{-d/2}^{d/2} \frac{dz}{v_r}\right) \cdot \cos^2\psi + \sin\left(\omega \frac{d}{v_q}\right) \cdot \sin^2\psi \right] \sin\omega t. \end{aligned} \quad (6.3)$$

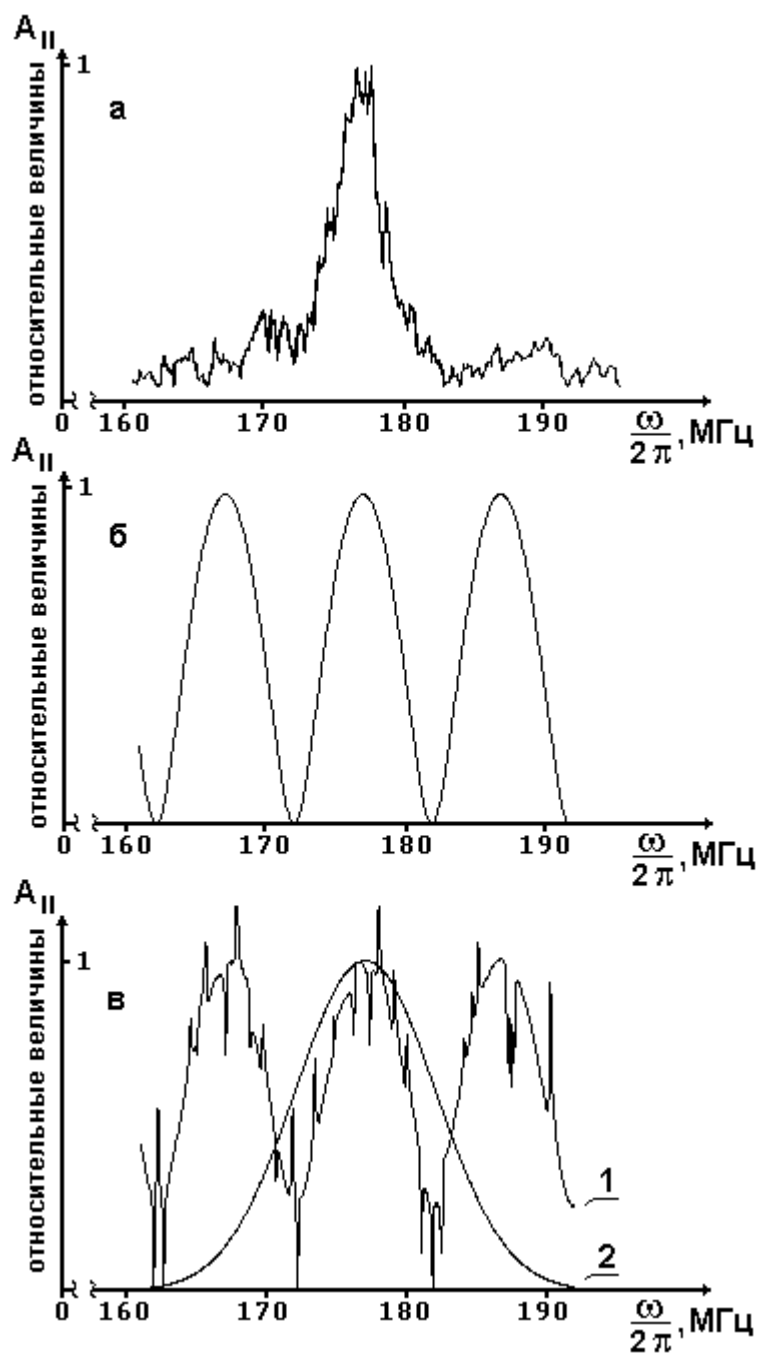
Амплитуда волны (6.3) имеет следующий вид:

$$A_{II}(\omega) = \sqrt{1 - \frac{1}{2} \sin^2 2\psi \left\{ 1 - \cos \left[\omega \left(\int_{-d/2}^{d/2} \frac{dz}{v_r} - \frac{d}{v_q} \right) \right] \right\}}. \quad (6.4)$$

На рис.6.1б представлена кривая $A_{II}(\omega)$, построенная в соответствии с (6.4). Эта кривая оказывается периодической. Период зависит от констант g_1 и g_2 (см. (4.67)), величины которых взяты нами такими же, как и при расчете кривой $A_{II}(H)$ (п. 4.5). Интеграл в (6.4) вычисляется аналитически:

$$\int_{-d/2}^{d/2} \frac{dz}{v_r} = 2 \int_0^{d/2} \frac{dz}{v_r} = \frac{4B_{14}^2}{C_{44}a_2v_q} \cdot \left[\frac{\sqrt{C_{44}C_{55}^{eff}}}{\Delta C} + \frac{1}{2} \ln \left| \frac{\sqrt{C_{55}^{eff}} + \sqrt{C_{44}}}{\sqrt{C_{55}^{eff}} - \sqrt{C_{44}}} \right| \right] \Bigg|_0^{d/2}. \quad (6.5)$$

Для выбранных значений констант g_1 и g_2 интеграл (6.5) равен $1,493 \cdot 10^{-6}$ с. В этом случае положение одного из максимумов расчетной кривой (рис.6.1б) практически совпадает с положением максимума экспериментальной зависимости $A_{II}(\omega)$ (рис.6.1а). Существование только одного экспериментального максимума объясняется формой полосы пропускания пьезодатчиков (см. п.6.4). Обратим внимание на то, что положения максимумов расчетной кривой АЧХ весьма чувствительны к изменению анизотропии. Так изменение анизотропии всего на 3% приводит к заметному смещению расчетной кривой (рис. 6.2). Отметим еще, что к некоторому смещению положения максимумов может привести и учет полосы пропускания.



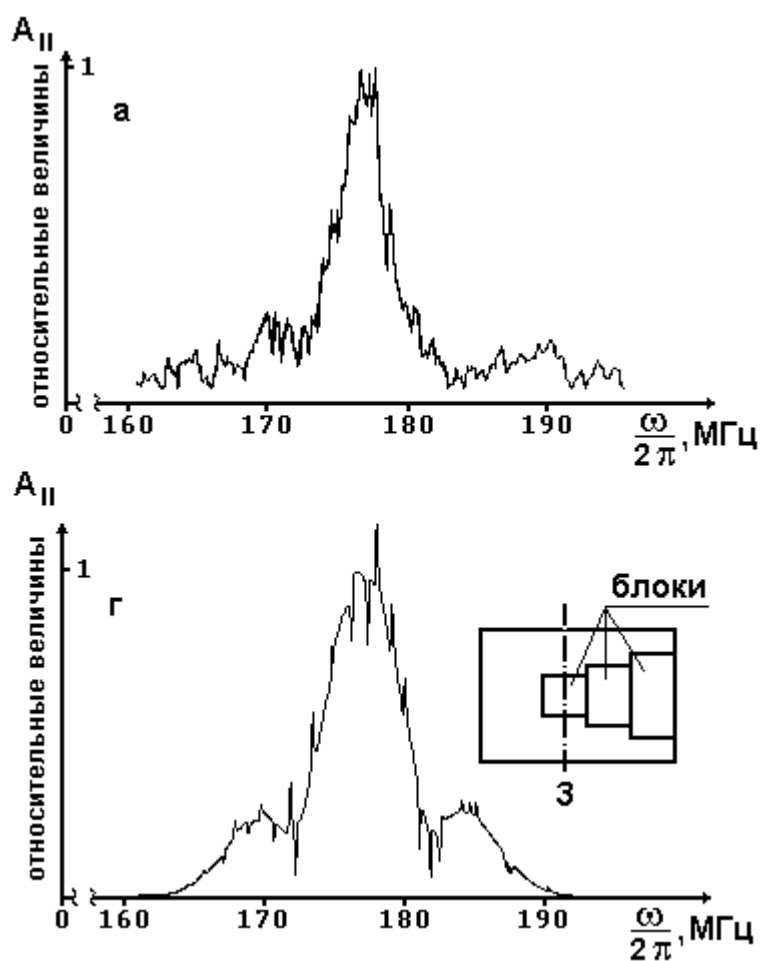


Рис. 6.1

Частотная зависимость амплитуды звука:

а – эксперимент; б – расчет в рамках базисноанизотропной модели для бездефектного кристалла; в – расчет для блочного кристалла (кривая 1), полоса пропускания (кривая 2); г – расчетная кривая АЧХ, схема блочной структуры кристалла

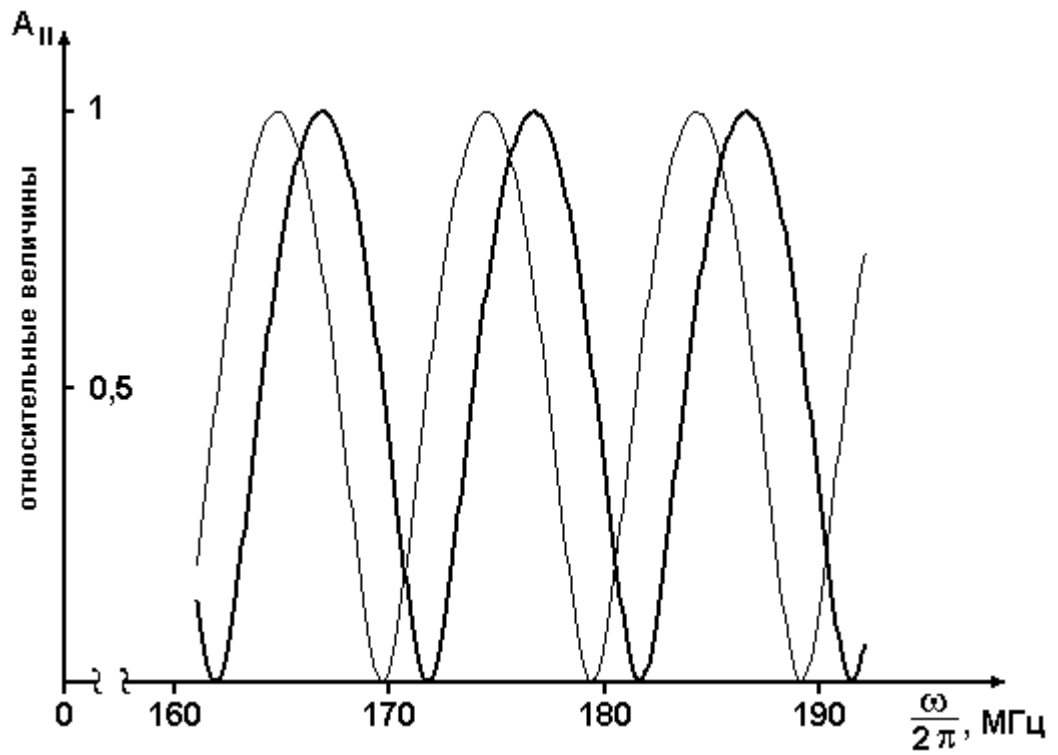


Рис. 6.2

Кривые $A_{II}(\omega)$, рассчитанные для величин базисной анизотропии, различающихся на 3%

6.3 Расчет АЧХ для неидеального кристалла

Экспериментальная кривая $A_{\Pi}(\omega)$ (рис. 6.1a) обладает тонкой структурой – малопериодными осцилляциями. Для описания этих осцилляций воспользуемся той же моделью дефектной структуры реального кристалла, которую мы применяли для объяснения малопериодных осцилляций кривой ОГТ (п.п. 5.1, 5.2). Будем считать, что кристалл содержит внутренние базисноизотропные блоки, отделенные границами с большим коэффициентом отражения. Границы параллельны базисной плоскости. Вне блоков анизотропия сохраняется. Напомним, что в рассматриваемом случае магнитное поле отсутствует и мы полагаем распределение намагниченности в кристалле однородным (см.п.6.2). Тогда для волны, прошедшей N раз сквозь μ -ый блок и достигшей приемника, формула (6.2) обобщается следующим образом:

$$\begin{pmatrix} e_{N\mu r}^{\text{out}} \\ e_{N\mu q}^{\text{out}} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \exp \left[-i\omega \left(\int_{-d/2}^{-d_{B\mu}/2} \frac{dz}{v_r} + \int_{d_{B\mu}/2}^{d/2} \frac{dz}{v_r} + \frac{Nd_{B\mu}}{v_{Br}} \right) \right] & 0 \\ 0 & \exp \left(-i\omega \frac{d + d_{B\mu}(N-1)}{v_q} \right) \end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix} e_r^{\text{in}} \\ e_q^{\text{in}} \end{pmatrix}. \quad (6.6)$$

Здесь d – толщина кристалла; $d_{B\mu}$ – толщина μ -го блока; v_{Br} – фазовая скорость магнитной моды в блоке. Очевидно, эта скорость будет одной и той же для всех блоков.

Компонента e_{Π}^{out} волны на выходе из кристалла, включающего M блоков, может быть представлена в виде

$$e_{\text{II}}^{\text{out}} = \left[\sum_{\mu=1}^M S_{B\mu} \sum_N \tau_N e_{N\mu r}^{\text{out}} + S_0 e_r^{\text{out}} \right] \cos \psi + \left[\sum_{\mu=1}^M S_{B\mu} \sum_N \tau_N e_{N\mu q}^{\text{out}} + S_0 e_q^{\text{out}} \right] \sin \psi, \quad (6.7)$$

где $S_{B\mu}$ – площадь в базисной плоскости μ -ого блока; $S_0 = 1 - \sum_{\mu=1}^M S_{B\mu}$ – площадь в базисной плоскости части кристалла без блока; τ_N – коэффициент пропускания (5.6). Подставляя теперь в (6.7) выражения (6.2), (6.6) и учитывая (4.82), находим

$$\begin{aligned} \text{Re}(e_{\text{II}}^{\text{out}}) = & \left\{ \left[\sum_{\mu=1}^M S_{B\mu} \sum_N \tau_N \cos \left(\omega \left(2 \int_0^d \frac{dz}{v_r} + \frac{Nd_{B\mu}}{v_{Br}} \right) \right) + S_0 \cos \left(2\omega \int_0^d \frac{dz}{v_r} \right) \right] \cos^2 \psi + \right. \\ & \left. + \left[\sum_{\mu=1}^M S_{B\mu} \sum_N \tau_N \cos \left(\omega \frac{d + (N-1)d_{B\mu}}{v_q} \right) + S_0 \cos \left(\omega \frac{d}{v_q} \right) \right] \sin^2 \psi \right\} \cos \omega t + \\ & + \left\{ \left[\sum_{\mu=1}^M S_{B\mu} \sum_N \tau_N \sin \left(\omega \left(2 \int_0^d \frac{dz}{v_r} + \frac{Nd_{B\mu}}{v_{Br}} \right) \right) + S_0 \sin \left(2\omega \int_0^d \frac{dz}{v_r} \right) \right] \cos^2 \psi + \right. \\ & \left. + \left[\sum_{\mu=1}^M S_{B\mu} \sum_N \tau_N \sin \left(\omega \frac{d + (N-1)d_{B\mu}}{v_q} \right) + S_0 \sin \left(\omega \frac{d}{v_q} \right) \right] \sin^2 \psi \right\} \sin \omega t = \\ & = R_{M1}^{\text{II}} \cos \omega t + R_{M2}^{\text{II}} \sin \omega t. \end{aligned} \quad (6.8)$$

Для амплитуды волны (6.8) получаем

$$A_{\text{II}}(\omega) = \sqrt{(R_{M1}^{\text{II}})^2 + (R_{M2}^{\text{II}})^2}. \quad (6.9)$$

Кривая, построенная на основе (6.9), обладает тонкой структурой (рис.6.1в, кривая 1). Здесь мы рассмотрели трехблочную модель со значениями параметров, уже использованными нами ранее (п. 5.2): $\lambda = 0,93$; $d_{B1} = 0,62d$; $d_{B2} = 0,68d$; $d_{B3} = 0,74d$; $S_{B1} = S_{B2} = S_{B3} = 0,32$.

6.4 Влияние полосы пропускания на кривую АЧХ

При расчете зависимости $A_{II}(\omega)$ мы не рассматривали реальную полосу пропускания экспериментального устройства и взяли ее по существу неограниченной, что привело к периодичности и некоторому уширению элементов периодичности расчетной кривой (рис.6.1в, кривая 1) по сравнению с кривой экспериментальной (рис.6.1а). Представим полосу пропускания в виде гауссовой кривой

$$G(\omega) = \exp[-\alpha_0(\omega - \omega_0)^2]. \quad (6.10)$$

Расчетная кривая АЧХ должна быть произведением периодической кривой, определяемой выражением (6.9) (рис. 6.1в, кривая 1), на полосу пропускания (6.10) (рис. 6.1в, кривая 2). Подбирая величины параметров α_0 и ω_0 в (6.10), приходим к результату, представленному на рис. 6.1г. Видно, что полученная таким образом расчетная кривая АЧХ основные закономерности эксперимента отражает. Проблема подбора параметров α_0 и ω_0 заключалась в том, что необходимо было подавить все максимумы кривой (6.9) кроме одного, но вместе с тем сохранить тонкую структуру в «крыльях» расчетной кривой АЧХ. Обратим внимание на еще одно обстоятельство. Экспериментальная АЧХ обладает некоторой асимметрией, которая отсутствует у расчетной. В расчете мы для простоты совместили максимум полосы пропускания с одним из максимумов кривой $A_{II}(\omega)$ (рис. 6.1в). Если слегка сместить гауссову кривую относительно расчетной кривой $A_{II}(\omega)$ (рис. 6.3), что, видимо, является и более реалистичным, то расчетная АЧХ также приобретет асимметрию (рис. 6.4). В эксперименте вариация параметров полосы пропускания осуществлялась путем подбора пьезопреобразователей необходимой толщины.

Отметим еще, что в расчете мы не учитывали фазовой характеристики пьезопреобразователей. Учет фазы полосы пропускания позволил бы несколько уточнить картину тонкой структуры кривой АЧХ, не изменив, однако, ее качественного характера.

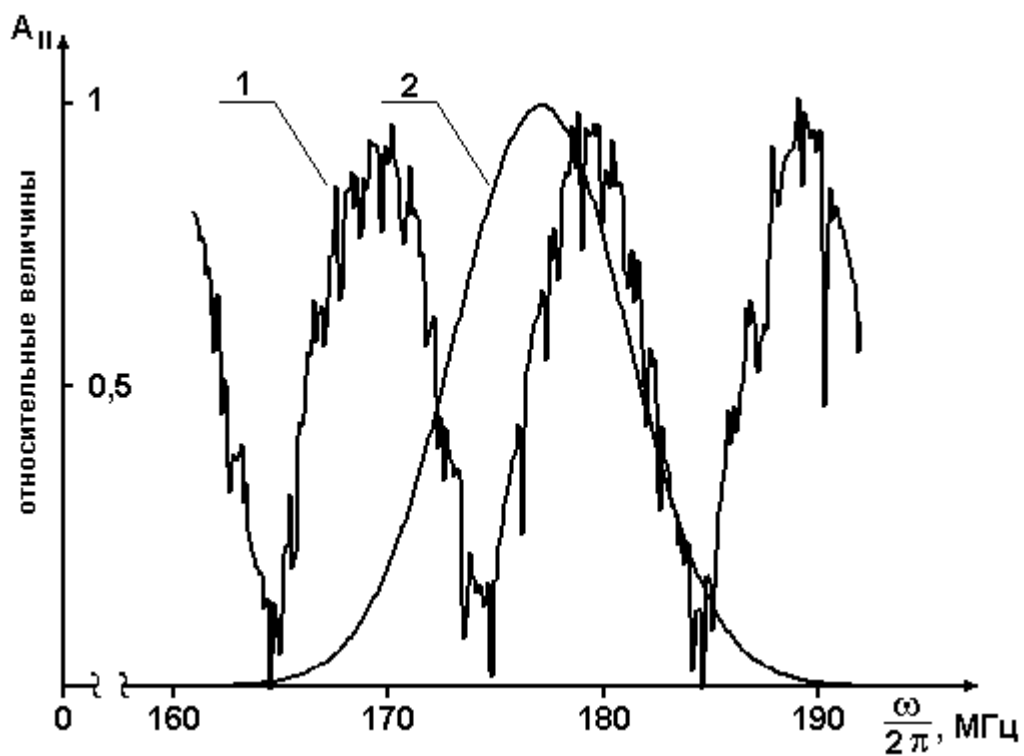


Рис. 6.3

Расчетная кривая $A_{II}(\omega)$ (1) и смещенная полоса пропускания (2)

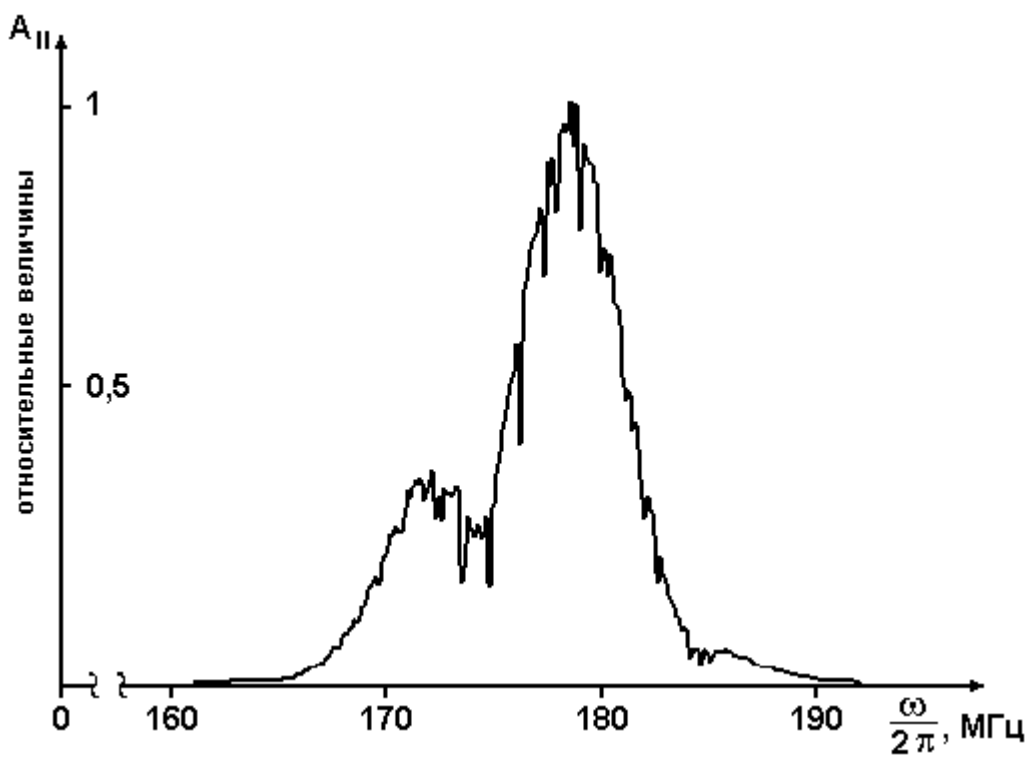


Рис. 6.4

Расчетная асимметричная кривая АЧХ.

Результаты и выводы главы 6

1. Проанализирован эксперимент по исследованию АЧХ кристалла FeVO_3 . В рамках развитой теории магнитного ДП звука в борате железа рассчитана кривая $A(\omega)$ для идеального кристалла. Эта кривая, в отличие от экспериментальной, является периодической и не обладает тонкой структурой. Показано, что слабые вариации индуцированной базисной анизотропии должны приводить к заметному смещению максимумов кривой $A(\omega)$.

2. На основе построенной теории магнитного ДП звука в FeVO_3 с учетом переотражений от границ кристаллических блоков рассчитана кривая $A(\omega)$ для блочного кристалла. Кривая содержит тонкую структуру, но является периодической.

3. Показано, что для интерпретации экспериментальной зависимости $A(\omega)$ расчетная кривая $A(\omega)$ должна строиться с учетом полосы пропускания экспериментального устройства.

Результаты, представленные в гл.6, опубликованы в работах [288 - 291].

ГЛАВА 7

АКУСТИЧЕСКИЙ РЕЗОНАНС В МОНОКРИСТАЛЛАХ БОРАТА ЖЕЛЕЗА

7.1 Описание экспериментов по возбуждению акустических резонансов в FeVO_3

В работе [241] исследовался акустический резонанс в свободно подвешенной тонкой базисной пластине АФ кристалла 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 слабых магнитных полях наблюдалась мультимодовость, которая проявлялась в размытии начального участка кривой $\omega_{\text{rez}}(H)$. Эта мультимодовость связывалась с возможными неоднородными напряжениями в кристалле и/или присутствием доменов.

В работе [292] наблюдались акустические резонансы Фабри-Перо в тонкой высокосовершенной базисной пластине бората железа (рис.7.1). Кристалл высокого магнитного качества в виде естественно ограненного правильного шестиугольника с линейными размерами в плоскости базиса ≈ 4 мм и толщиной ≈ 141 мкм синтезирован нами методом раствор-расплавной кристаллизации (см.п.9.4). В этом случае ультразвук возбуждался непосредственно пьезопреобразователями, укрепленными на естественных базисных гранях кристаллической пластины бората железа (см.п.4.2). В кристалле возникали поперечные акустические волны, распространяющиеся вдоль оси симметрии третьего порядка. 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.7.2 и 7.3, 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 уместно назвать сильномагнитными. При слабом смещении резонансов будем говорить о слабомагнитных модах.

Проанализируем эффекты акустического резонанса в борате железа [292], исходя из теоретических моделей, рассмотренных нами ранее (см. гл. 4,5,6). Такому анализу, базирующемуся на работах [293 - 297], посвящены следующие пункты этой главы.

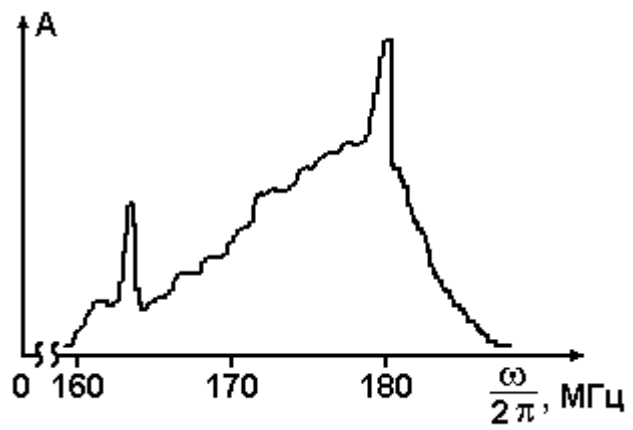


Рис. 7.1

Акустические резонансы Фабри-Перо ($N = 80Э$) [292]

7.2 Выбор модели

В главе 6 установлено, что на кривой частотной зависимости амплитуды поперечного звука в толстой базисной пластине FeVO_3 наблюдается малопериодная модуляция – тонкая структура, происхождение которой связано с отражением звука от границ кристаллических блоков и, возможно, поверхности кристалла. Как следует из теории, период этой структуры должен расти с уменьшением толщины блоков или кристалла. Обсуждаемые здесь акустические резонансы в тонкой высокосовершенной пластине бората железа по существу являются вырожденным случаем тонкой структуры, наблюдаемой в изометричном образце. Однако в механизмах формирования тонкой структуры в толстом и тонком образце существуют различия. Переотражения акустической волны в толстом кристалле вероятнее всего происходят от границ кристаллических блоков, поскольку, как уже отмечалось, поверхность кристалла предварительно полировалась до оптического качества, что должно было обеспечить хороший акустический контакт и, соответственно, малый коэффициент отражения на поверхности. Тонкий же кристалл, синтезированный из раствора в расплаве, обладает более высоким структурным совершенством и не имеет таких значительных внутренних дефектов, которые могли бы существенным образом отразить звуковую волну. С другой стороны, тонкий образец не подвергался механической обработке, и на нем сохранились приповерхностные дефекты – ступени роста. Граница кристалл-пьезодатчик, в этом случае, должна обладать большим коэффициентом отражения и тем самым приводить к существованию тонкой структуры кривой $A(\omega)$.

Для анализа экспериментальных результатов [292] вначале будем исходить из теории магнитного ДП звука в рамках базисноизотропной модели (см. п.4.3). Резонансные частоты мод определяются из условий размерного резонанса

$$\pi v / \omega_{\text{rez}} = d, \quad (7.1)$$

где d – толщина кристалла; ω_{rez} – резонансная частота; v – фазовая скорость моды; p – порядок резонанса. Подставляя сюда скорости (4.38), получаем выражения для резонансных частот в базисноизотропном случае

$$\omega_{\text{rez}}^{(r)}(H) = \frac{\pi p}{d} \sqrt{\frac{C_{44}}{\rho}} \sqrt{1 - \frac{H_E H_{\text{me}2}}{2H_E H_{\text{me}1} + H(H + H_D)}}, \quad (7.2)$$

$$\omega_{\text{rez}}^{(q)} = \frac{\pi p}{d} \sqrt{\frac{C_{44}}{\rho}}, \quad (7.3)$$

В (7.2) обозначено $H_{\text{me}2}$ – второе МУ поле

$$H_{\text{me}2} = (2B_{14})^2 / M_0 C_{44}. \quad (7.4)$$

Кривые, построенные на основе (7.2) для $p = 11, 12, 13$ представлены на рис. 7.2а. Прямые линии соответствуют немагнитным резонансам (7.3). Здесь возникает весьма существенное расхождение с экспериментом [292]. Если кривые (7.2) качественно описывают экспериментальную полевую зависимость частоты для сильномагнитных мод, то прямые (7.3) для слабомагнитных мод (см. п.7.1) удовлетворительной аппроксимацией не являются.

Перейдем теперь к базисноанизотропной модели (п.4.5) – будем считать, что экспериментальные граничные условия индуцируют в базисной плоскости кристалла одноосную магнитную анизотропию. Поскольку кристаллическая пластина тонкая, можно предположить, что эта анизотропия однородна. Используя выражения (7.1) и (4.76), для резонансных частот магнитных мод в базисноанизотропном однородном случае получаем

$$\omega_{\text{rez}}^{(r)}(\mathbf{H}) = \frac{\pi\rho}{d} \sqrt{\frac{C_{44}}{\rho}} \cdot \sqrt{1 - \frac{H_E H_{\text{me}2}}{2H_E H_{\text{me}1} + H \cdot [H_D \sin(\alpha - \xi) - H \cos 2(\alpha - \xi)] + 2g(H_E / M_0) \cos 2\xi}}, \quad (7.5)$$

где α – угол между ЛАО и магнитным полем; ξ – угол между ЛАО и вектором антиферромагнетизма (см.рис.4.9); g – константа одноосной индуцированной анизотропии.

Рассматривая константу g в (7.5) как варьируемый параметр, можно добиться лучшего согласия с экспериментом для сильномагнитных мод, особенно в области слабых полей (рис 7.2б, кривые). Однако, слабомагнитные моды, соответствующие слабо смещающимся при изменении магнитного поля резонансам, по-прежнему, описать не удастся, поскольку в рамках этой модели остаются немагнитные резонансы (7.3), частота которых не зависит от поля (рис. 7.2б, прямые).

Для интерпретации слабомагнитных мод остается, как и ранее, предположить, что базисная анизотропия неоднородна по толщине кристалла (см. п.4.5). В этом случае магнитное поле, приложенное в базисной плоскости и не совпадающее с ЛО индуцированной анизотропии вызовет пространственно неоднородное по толщине кристалла распределение намагниченности. Направления поляризации нормальных мод будут плавно изменяться вдоль оси z ($\parallel 3_z$), что должно приводить к примешиванию мод 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 для полевой зависимости резонансных частот в рамках такой модели не удастся. Для расчета резонансных кривых $\omega_{\text{rez}}(\mathbf{H})$ в этом случае мы поступим по-другому (п.7.3).

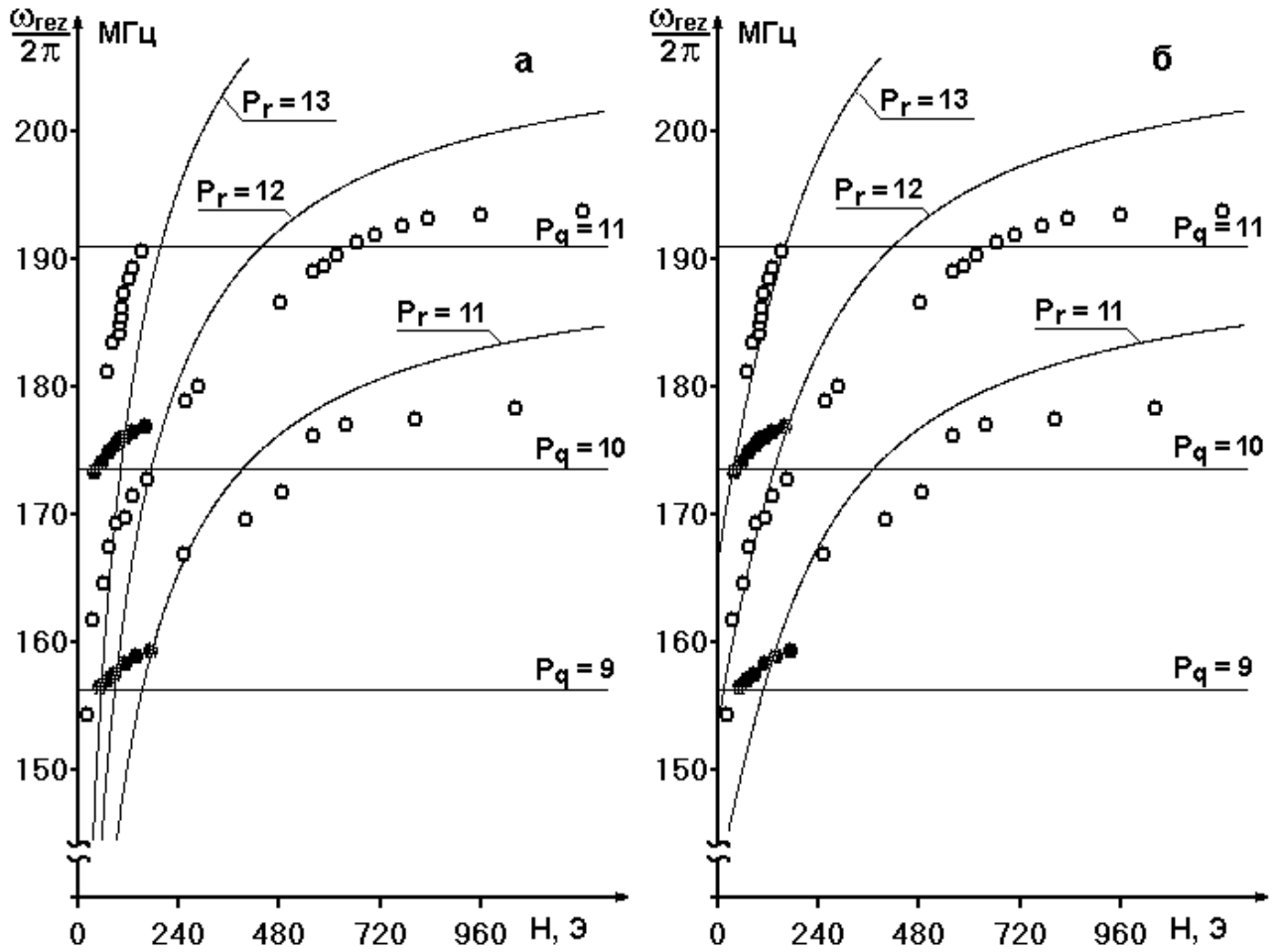


Рис. 7.2

Зависимость резонансной частоты от магнитного поля:
 светлые кружки (эксперимент [292]) – слабомагнитные моды; темные кружки
 (эксперимент [292]) – сильномагнитные моды; прямые (теория) – немагнитные
 моды; кривые – магнитные моды в базисноизотропной модели (а) и
 базисноанизотропной однородной модели (б)

7.3 Расчет резонансных кривых

Учет переотражений от поверхности бездефектного кристалла в условиях неоднородного распределения намагниченности приводит к обобщению выражения (4.79), связывающего падающую и выходящую волны в случае однократного прохождения образца:

$$\begin{pmatrix} e_r^{\text{out}} \\ e_q^{\text{out}} \end{pmatrix} = \sum_{N=1,3,5,\dots} \tau_N \left(\prod_{m=1}^n T_m \right)^N \begin{pmatrix} e_r^{\text{in}} \\ e_q^{\text{in}} \end{pmatrix}. \quad (7.6)$$

Здесь, как и ранее, N – количество прохождений; n – число кристаллических слоев; T_m – матрица Джонса для m -го слоя (4.78); τ_N – коэффициент пропускания (5.6). Поскольку матрицы T_m не коммутируют, то в произведении важно соблюдать необходимую последовательность сомножителей, которая определяется очередностью достижения волной соответствующего слоя.

Произведения матриц Джонса представим в виде

$$\left(\prod_m T_m \right)^N = \begin{pmatrix} A_N & B_N \\ C_N & D_N \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} A_{N1} + iA_{N2} & B_{N1} + iB_{N2} \\ C_{N1} + iC_{N2} & D_{N1} + iD_{N2} \end{pmatrix}. \quad (7.7)$$

Для компоненты $e_{\text{II}}^{\text{out}}$ выходящей волны с учетом (7.6) и (7.7) получаем

$$\begin{aligned} \text{Re}(e_{\text{II}}^{\text{out}}) &= \text{Re}(e_r^{\text{out}} \cos \psi + e_q^{\text{out}} \sin \psi) = \\ &= \sum_{N=1,3,5,\dots} \tau_N \{ [A_{N1} \cos^2 \psi + (B_{N1} + C_{N1}) \cos \psi \sin \psi + D_{N1} \sin^2 \psi] \cos \omega t - \\ &\quad - [A_{N2} \cos^2 \psi + (B_{N2} + C_{N2}) \cos \psi \sin \psi + D_{N2} \sin^2 \psi] \sin \omega t \} = \end{aligned}$$

$$= \sum_{N=1,3,5,\dots} \tau_N (R_{N1}^{\text{II}} \cos \omega t + R_{N2}^{\text{II}} \sin \omega t) = R_1^{\text{II}} \cos \omega t + R_2^{\text{II}} \sin \omega t. \quad (7.8)$$

Здесь, как и ранее, ψ – угол между направлением поляризации падающей волны и ее магнитной моды на поверхности кристалла.

Амплитуда волны (7.8) определяется выражением

$$A_{\text{II}} = \sqrt{(R_1^{\text{II}})^2 + (R_2^{\text{II}})^2}. \quad (7.9)$$

Определяя с помощью уравнения $\partial A_{\text{II}} / \partial \omega = 0$ максимумы кривых $A_{\text{II}}(\omega, H)$, соответствующие резонансам, можно найти зависимости $\omega_{\text{rez}}(H)$. Численное решение такой задачи с оптимизацией параметров приводит к резонансным кривым $\omega_{\text{rez}}(H)$, изображенным на рис. 7.3 (сплошные линии). В наших расчетах коэффициент отражения $\rho \approx 0,9$. Мы получили две группы кривых, которые радикально отличаются от кривых для чистых мод, соответствующих случаю однородной базисной анизотропии. Подчеркнем, что 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. 7.3, пунктирные линии) трансформированные резонансные кривые практически совпадают с кривыми для чистых мод. Однако вблизи точки пересечения проявляются принципиальные различия. Величины $\partial \omega / \partial H$ («скорости» смещения резонансов) становятся отличными от нуля для обеих кривых; возникает «взаимодействие» резонансных кривых, которое проявляется в их «отталкивании», вместо пересечения, как в случае чистых мод. С ростом магнитного поля при переходе через точку пересечения кривая, определявшая квазимагнитные резонансы, начинает соответствовать квазинемагнитным и наоборот. Как видно из рис. 7.3, «взаимодействие» имеет место для резонансов, порядки которых различаются на $\Delta p = p_r - p_q = 2p$. Для

случаев же $\Delta p = p_r - p_q = 2p+1$ «взаимодействие» резонансов отсутствует, точнее, оно очень слабо.

Из наших расчетов следует, что отталкивание резонансных кривых наиболее значительно в диапазоне полей, в котором степень неоднородности распределения намагниченности наибольшая (см.рис.7.4). Если же распределение намагниченности однородно, чистые магнитные и немагнитные моды сохраняются и в условиях неоднородной базисной анизотропии. Рассмотрим эту ситуацию подробнее. Намагниченность будет распределена однородно, если $\mathbf{H} \perp$ ЛАО. При этом $\xi = 0$ (см. рис.4.9). Как следует из (4.70), ориентация осей q и r не будет зависеть ни от координаты z , ни от величины магнитного поля. Это означает, что моды не будут примешиваться друг к другу и условия резонанса для магнитных мод (7.1), которые мы записывали в случае однородной анизотропии, теперь обобщаются и приобретают вид

$$\int_{-d/2}^{d/2} \frac{\pi p v_r(\mathbf{H}, z) dz}{\omega_{rez}^{(r)} d} = d. \quad (7.9)$$

Полагая в (4.76) и (4.69) $\alpha = \pi/2$, $\xi = 0$, получаем выражение для скорости магнитной моды в (7.9)

$$\begin{aligned} v_r(\mathbf{H}, z) &= \sqrt{\frac{C_{44}}{\rho}} \sqrt{1 - \frac{H_E H_{me2}}{2H_E H_{me1} + H(H_D + H) + 2(g_1 + g_2|z|)(H_E/M_0)}} = \\ &= \sqrt{\frac{C_{44}}{\rho}} \sqrt{1 - \frac{A}{B + C \cdot |z|}}. \end{aligned} \quad (7.10)$$

Подставляя (7.10) в (7.9) и вычисляя интеграл, находим резонансные частоты для магнитных мод:

$$\omega_{\text{rez}}^{(r)} = \frac{2\pi\rho}{C \cdot d^2} \sqrt{\frac{C_{44}}{\rho}} \left[\sqrt{(B-A+C \cdot d/2)(B+C \cdot d/2)} - \sqrt{(B-A)B} - \right. \\ \left. - A \cdot \ln \frac{\sqrt{B-A+C \cdot d/2} + \sqrt{B+C \cdot d/2}}{\sqrt{B-A} + \sqrt{B}} \right]. \quad (7.11)$$

Резонансные кривые $\omega_{\text{rez}}^{(r)}(H)$ (7.11) не будут отличаться принципиально от кривых для магнитных мод на рис. 7.2б, соответствующих однородной анизотропии.

Обратим внимание на различие акустических эффектов, наблюдаемых при возбуждении поперечного звука пьезопреобразователями [292] и радиочастотным полем [241, 298, 299]. В первом случае при однородном распределении намагниченности должны возбуждаться как магнитные, так и немагнитные моды, во втором – только магнитные. Если же распределение намагниченности неоднородно, то в первом случае, как мы видели, чистые моды уступают место сильномагнитным и слабомагнитным. Во втором случае можно ожидать, что гибридизация мод приведет к искажению резонансных кривых для магнитных мод в области пересечения с кривыми для немагнитных мод. Однако для этого нужно наблюдать резонансы порядка выше первого. В работе же Сиви [241] речь идет о резонансе первого порядка.

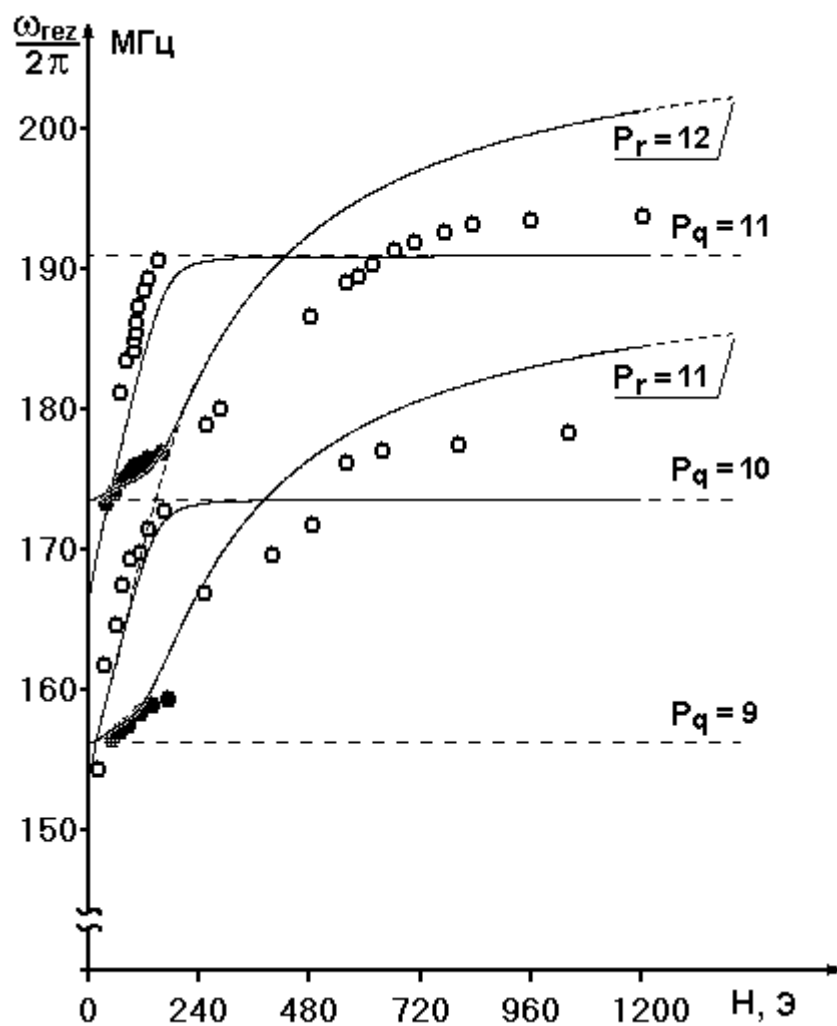


Рис.7.3

Зависимость резонансной частоты от магнитного поля:
 сплошные кривые – базисноанизотропная неоднородная модель;
 пунктирные линии – чистые магнитные и немагнитные моды

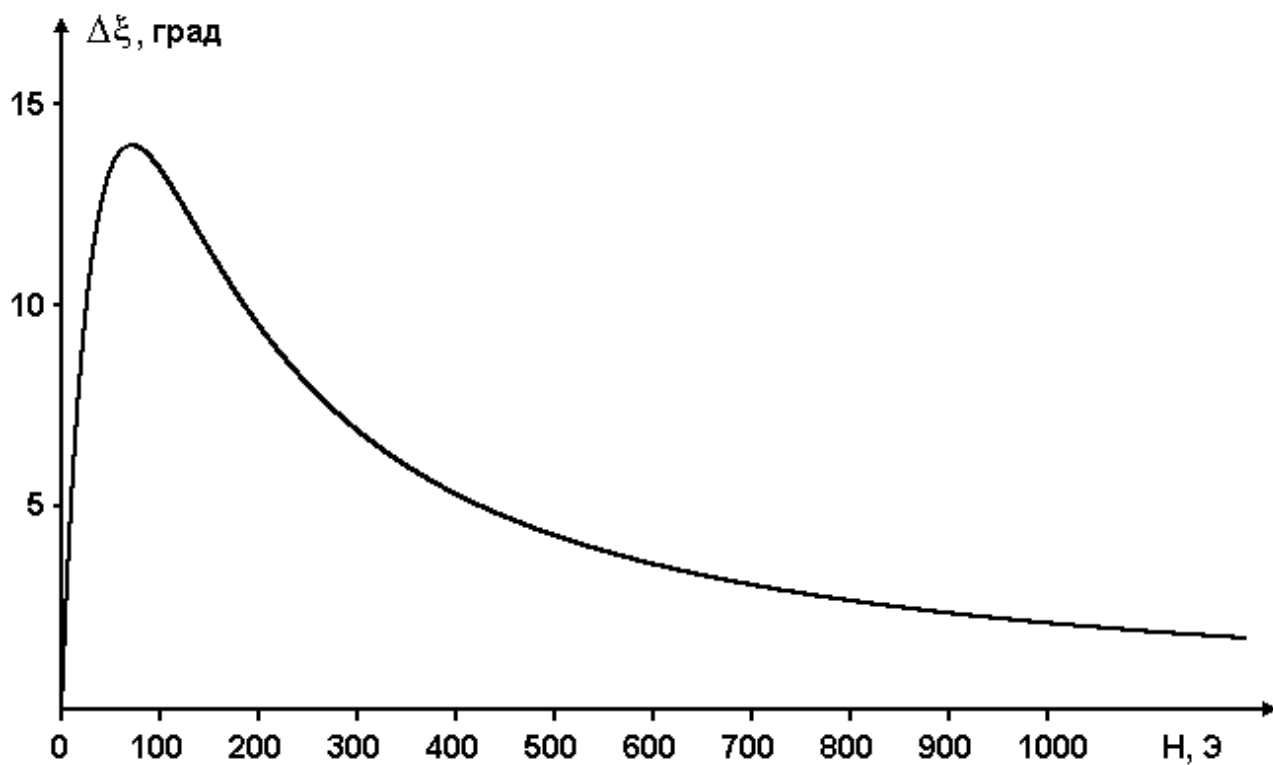


Рис. 7.4

Расчетная полевая зависимость разности углов $\Delta\xi$ между направлениями намагниченности на поверхности и в центре кристалла для $\alpha = 37^\circ$

7.4 Резонансы в магнитном поле

Как мы видели в п.7.3, резонансные частоты в области «взаимодействия» зависят от поля $\omega_{\text{rez}}(H)$. Весьма существенная полевая зависимость наблюдается, также, и для амплитуд «взаимодействующих» резонансов $A_{\text{rez}}(H)$. Для более детального изучения «взаимодействия» резонансов в неоднородно намагниченном кристалле полезно рассмотреть влияние магнитного поля на исходные кривые $A(\omega)$. На рис. 7.5 приведены серии таких кривых, представляющих собой частотные зависимости амплитуд компонент e_r^{out} и e_q^{out} выходящей волны (7.6) для различных значений поля. При этом поляризации падающей волны выбирались для каждого случая вдоль той же оси – \mathbf{r} или \mathbf{q} . Видно, что, сближаясь в возрастающем поле, резонансы, соответствующие основной и неосновной для данной оси моде, «взаимодействуют». Это «взаимодействие» проявляется в следующем. Амплитуда основного резонанса убывает при одновременном росте амплитуды неосновного. При этом «скорость» смещающегося резонанса уменьшается, а неподвижный постепенно начинает смещаться. После «передачи эстафеты», когда расстояние между резонансами увеличивается, взаимодействие прекращается и опять наблюдается основной и не основной резонансы. Описанная картина имеет место только тогда, когда разность порядков сближающихся резонансов четная. В противном случае «взаимодействия» не наблюдается.

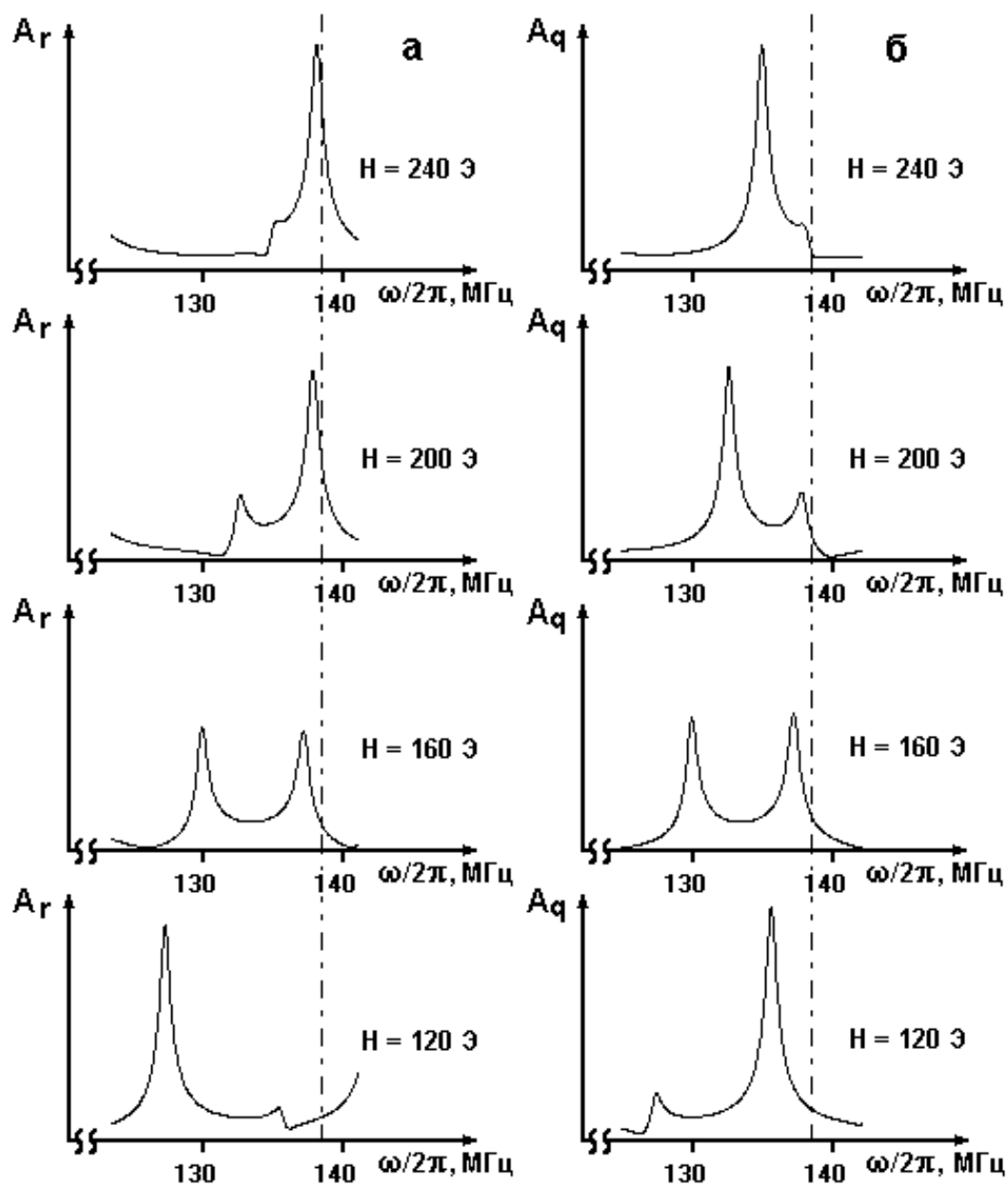


Рис.7.5

Частотные зависимости амплитуд A_r (а) и A_q (б)

КОМПОНЕНТ ВЫХОДЯЩЕЙ ВОЛНЫ

7.5 Природа «взаимодействия» резонансов

Несколько изменив нашу исходную базисноанизотропную неоднородную модель, можно получить аналитические выражения для амплитуд, которые позволяют в какой-то степени понять природу «взаимодействия» резонансов. В частности, удастся установить, почему вблизи точки пересечения резонансных кривых амплитуды резонансов резко изменяются, если разность порядков резонансов четная и изменяются незначительно, если разность нечетная. Итак, будем считать, что локальные системы координат rq в кристалле развернуты от слоя к слою на один и тот же угол $\Delta\gamma$. До половины кристалла поворот осуществляется в одну сторону, во второй половине – в другую. В этом случае для элементов матрицы (7.7) можно получить следующие выражения:

$$A_N = \left(1 - N \frac{(\Delta\gamma \cdot \mathbf{n})^2}{2} \eta^-\right) e^{iNk_r d} + \frac{(\Delta\gamma \cdot \mathbf{n})^2}{4} \eta^+ \eta^- e^{iNk_q d} \sum_{m=1}^{2(N-1)} (-1)^{m+1} m e^{im(k_r - k_q) \frac{d}{2}}, \quad (7.12)$$

$$B_N = \frac{\Delta\gamma \cdot \mathbf{n}}{2} \eta^- e^{iNk_q d} \sum_{m=1}^{2N} (-1)^{m+1} e^{im(k_r - k_q) \frac{d}{2}}, \quad (7.13)$$

$$C_N = \frac{\Delta\gamma \cdot \mathbf{n}}{2} \eta^+ e^{iNk_r d} \sum_{m=1}^{2N} (-1)^{m+1} e^{-im(k_r - k_q) \frac{d}{2}}, \quad (7.14)$$

$$D_N = \left(1 + N \frac{(\Delta\gamma \cdot \mathbf{n})^2}{2} \eta^+\right) e^{iNk_q d} + \frac{(\Delta\gamma \cdot \mathbf{n})^2}{4} \eta^+ \eta^- e^{iNk_r d} \sum_{m=1}^{2(N-1)} (-1)^{m+1} m e^{-im(k_r - k_q) \frac{d}{2}}, \quad (7.15)$$

$$\text{где } \eta^+ = \frac{1 - \exp[i(k_r - k_q)d/2]}{i(k_r - k_q)d/2}, \quad \eta^- = \frac{1 - \exp[-i(k_r - k_q)d/2]}{i(k_r - k_q)d/2}.$$

В отличие от исходной базисноанизотропной модели, здесь мы считаем, что волновой вектор магнитной моды \mathbf{k}_r не зависит от координаты z в образце.

Пусть падающая волна поляризована вдоль «магнитной» оси \mathbf{r} на входе в кристалл. Рассмотрим компоненту выходящей волны, представляющую собой проекцию на ту же ось. Это означает, что в (7.8) мы должны положить $\psi = 0$:

$$\operatorname{Re}(\mathbf{e}_{\Pi}^{\text{out}}) = \sum_{N=1,3,5,\dots} \tau_N (A_{N1} \cos \omega t - A_{N2} \sin \omega t). \quad (7.16)$$

В условиях одновременного резонанса магнитных и немагнитных мод ($\mathbf{k}_r \cdot \mathbf{d} = \pi r$, $\mathbf{k}_q \cdot \mathbf{d} = \pi q$) амплитуда волны (7.16) с учетом (7.12) приобретает следующий вид:

$$A_{\Pi} \cong \sqrt{\left\{ \sum_{N=1,3,5,\dots} \tau_N \left[1 - \left(\frac{1}{\pi} + \frac{2}{\pi^2} \right) N(\Delta\gamma \cdot \mathbf{n})^2 \right] \right\}^2 + \left\{ \sum_{N=1,3,5,\dots} \tau_N \left(\frac{1}{\pi} - \frac{2}{\pi^2} \right) N(\Delta\gamma \cdot \mathbf{n})^2 \right\}^2} \quad (7.17)$$

для $\Delta p = p_r - p_q = 1$;

$$A_{\Pi} \cong \sqrt{\left[\sum_{N=1,3,5,\dots} \tau_N \left(1 + \frac{2}{\pi^2} N^2 (\Delta\gamma \cdot \mathbf{n})^2 \right) \right]^2 + \left[\sum_{N=1,3,5,\dots} \tau_N \frac{N}{\pi} (\Delta\gamma \cdot \mathbf{n})^2 \right]^2} \quad (7.18)$$

для $\Delta p = p_r - p_q = 2$.

Выражения (7.17) и (7.18) позволяют понять механизм изменения амплитуды при «взаимодействии» резонансов. В отсутствие «взаимодействия» в случае однородного распределения намагниченности амплитуда соответствовала бы основным модам $A_{\Pi} = \sum_{N=1,3,5,\dots} \tau_N$. В действительности же существуют примеси к основным модам, определяемые слагаемыми, пропорциональными $(\Delta\gamma \cdot \mathbf{n})^2 N$ и $(\Delta\gamma \cdot \mathbf{n})^2 N^2$. В соответствии с нашими оценками максимальный угол поворота локальной системы координат от поверхности к центру кристалла составляет $\Delta\gamma \cdot \mathbf{n} = 2 \cdot \Delta\theta \approx 27^\circ$ (см. рис. 7.4). Для демонстрации сильного влияния неоднородности намагниченности на

«взаимодействие» резонансов мы можем взять значительно меньший угол. Положим, например, $\Delta\gamma \cdot n = 5^\circ$, тогда $(\Delta\gamma \cdot n)^2 = 0,0076$. Заметим, что из-за быстрого убывания коэффициента пропускания τ_N с ростом N (см. (5.6)), суммы в (7.17) и (7.18) сходятся, несмотря на возрастание членов, содержащих N и N^2 . Причем насыщение сумм достигается при небольших N . В этом случае для грубой оценки величин амплитуд в (7.17) и (7.18) вторые слагаемые под корнем можно опустить, что приводит к существенному упрощению этих выражений:

$$A_{II} = \sum_{N=1,3,5,\dots} \tau_N (1 - 0,52 \cdot N(\Delta\gamma \cdot n)^2) \approx 0,95 \sum_{N=1,3,5,\dots} \tau_N \quad (7.19)$$

для $\Delta p = p_r - p_q = 1$;

$$A_{II} = \sum_{N=1,3,5,\dots} \tau_N (1 + 0,2 \cdot N^2(\Delta\gamma \cdot n)^2) \approx 1,56 \sum_{N=1,3,5,\dots} \tau_N \quad (7.20)$$

для $\Delta p = p_r - p_q = 2$.

В (7.19) добавки ($\sim N$) к основным модам оказываются малыми, в то время как в (7.20) добавки ($\sim N^2$) сравнимы с соответствующими основными модами, что находится в согласии с расчетом в рамках нашей более адекватной базисноанизотропной модели. Заметим, что в (7.19) и (7.20) для численных оценок мы использовали величины $N \leq 100$.

Результаты и выводы главы 7

1. Проанализированы эксперименты по возбуждению размерного акустического резонанса в тонкой базисной пластине бората железа. Предложена модель, согласно которой наблюдаемое в эксперименте смещение немагнитных резонансов с изменением магнитного поля связано с неоднородной намагниченностью образца. В этом случае магнитные и немагнитные моды акустической волны примешиваются друг к другу: образуются гибридные моды, фазовые скорости которых зависят от магнитного поля.

2. Построена теория размерного акустического резонанса в неоднородно намагниченном монокристалле бората железа. Показано, что 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.

3. Промоделировано поведение акустических резонансов в магнитном поле. Установлено, что при сближении в возрастающем поле имеет место «взаимодействие» резонансов, которое проявляется в изменении их амплитуд и «скоростей» смещения. Рассмотрен механизм этого взаимодействия вблизи точек пересечения резонансных кривых для чистых мод.

Результаты, представленные в гл.7, опубликованы в работах [293 - 299].

ГЛАВА 8

СВЯЗЬ МЕХАНИЧЕСКИХ НАПРЯЖЕНИЙ В КРИСТАЛЛЕ С ИНДУЦИРОВАННОЙ МАГНИТНОЙ АНИЗОТРОПИЕЙ

8.1 Расчет магнитной анизотропии, индуцированной одноосным давлением

До сих пор при изучении влияния механических граничных условий на магнитоакустические эффекты в борате железа мы исходили из того экспериментального факта, что механические напряжения индуцируют магнитную анизотропию в базисной плоскости кристалла (см. п. 4.5). Слагаемые, описывающие эту анизотропию, включались в термодинамический потенциал. Теперь найдем связь между индуцированной анизотропией и порождающими ее механическими напряжениями. Для этого вместо выражения для одноосной индуцированной анизотропии, которое входит в магнитную часть термодинамического потенциала (см. (2.47)), будем учитывать слагаемые, непосредственно описывающие механическое воздействие на кристалл, входящие в упругую часть термодинамического потенциала [300].

Поскольку в п.п. 8.1 – 8.4 этой главы мы рассматриваем только статические явления и динамические деформации отсутствуют, то для простоты в этих пунктах будем обозначать статические деформации символом u_{ij} (вместо u_{ij}^0 , см. (4.14)).

Пусть в базисной плоскости приложено одноосное давление p и магнитное поле \mathbf{H} , образующие между собой угол α . Магнитное поле ориентировано под углом β к оси x ($\parallel 2_x$). В этом случае выражение для плотности упругой энергии приобретает вид

$$\begin{aligned}
F_e = & \frac{1}{2} C_{11} (u_{xx}^2 + u_{yy}^2) + 2C_{66} u_{xy}^2 + C_{12} u_{xx} u_{yy} + 2C_{44} (u_{xz}^2 + u_{yz}^2) + \\
& + 2C_{14} [(u_{xx} - u_{yy}) u_{yz} + 2u_{xy} u_{xz}] + C_{13} (u_{xx} + u_{yy}) u_{zz} + \frac{1}{2} C_{33} u_{zz}^2 + \\
& + p [u_{xx} \cos^2(\alpha - \beta) + u_{yy} \sin^2(\alpha - \beta) + u_{xy} \sin 2(\alpha - \beta)].
\end{aligned} \tag{8.1}$$

Плотность магнитной энергии представим так

$$F_m = \frac{1}{2} E m^2 - D m - 2M_0 H m \sin(\alpha + \xi). \tag{8.2}$$

Здесь ξ – угол между осью давления и вектором антиферромагнетизма.

МУ энергия определяется выражением

$$\begin{aligned}
F_{me} = & B_{11} [u_{xx} \cos^2(\alpha - \beta + \xi) + u_{yy} \sin^2(\alpha - \beta + \xi)] + \\
& + B_{12} [u_{yy} \cos^2(\alpha - \beta + \xi) + u_{xx} \sin^2(\alpha - \beta + \xi)] + \\
& + B_{66} u_{xy} \sin 2(\alpha - \beta + \xi) + B_{13} u_{zz} + \\
& + 2B_{14} [u_{xz} \sin 2(\alpha - \beta + \xi) + u_{yz} \cos 2(\alpha - \beta + \xi)].
\end{aligned} \tag{8.3}$$

Минимизируя энергию кристалла $F = F_m + F_e + F_{me}$ по деформациям и решая систему уравнений, находим равновесные статические деформации

$$\left\{ \begin{array}{l}
u_{xx} - u_{yy} = -\frac{(2C_{14}B_{14} - C_{44}B_{66})\cos 2(\alpha - \beta + \xi) - C_{44}p\cos 2(\alpha - \beta)}{2(C_{14}^2 - C_{44}C_{66})} \\
u_{xy} = -\frac{(2C_{14}B_{14} - C_{44}B_{66})\sin 2(\alpha - \beta + \xi) - C_{44}p\sin 2(\alpha - \beta)}{4(C_{14}^2 - C_{44}C_{66})} \\
u_{xz} = \frac{(2C_{66}B_{14} - C_{14}B_{66})\sin 2(\alpha - \beta + \xi) - C_{14}p\sin 2(\alpha - \beta)}{4(C_{14}^2 - C_{44}C_{66})} \\
u_{yz} = \frac{(2C_{66}B_{14} - C_{14}B_{66})\cos 2(\alpha - \beta + \xi) - C_{14}p\cos 2(\alpha - \beta)}{4(C_{14}^2 - C_{44}C_{66})} \\
u_{xx} + u_{yy} = \frac{2C_{13}B_{13} - C_{33}(B_{11} + B_{12}) + C_{33}p}{C_{33}(C_{11} + C_{12}) - 2C_{13}^2} \\
u_{zz} = \frac{C_{13}(B_{11} + B_{12}) - B_{13}(C_{11} + C_{12}) + C_{13}p}{C_{33}(C_{11} + C_{12}) - 2C_{13}^2} .
\end{array} \right. \quad (8.4)$$

В отличие от (4.56) деформации (8.4) включают, кроме стрикционной части, вклад, вызванный внешними напряжениями.

Для определения равновесного угла ξ минимизируем энергию по этому углу и подставим в полученное уравнение найденные деформации (8.4) и величину ферромагнитного вектора (4.55). После некоторых преобразований получаем

$$-H[H_D + H\sin(\alpha + \xi)]\cos(\alpha + \xi) + 2H_p H_E \sin 2\xi = 0. \quad (8.5)$$

Здесь введено обозначение

$$H_p = \frac{2C_{14}B_{14} - C_{44}B_{66}}{4M_0(C_{14}^2 - C_{44}C_{66})} \cdot p. \quad (8.6)$$

Углы ξ , определяемые уравнениями (4.58) и (8.5) будут совпадать, если заключить, что ось давления параллельна ЛАО, а параметр индуцированной одноосной анизотропии g следующим образом связан с давлением:

$$g = 2M_0 H_p = \frac{2C_{14}B_{14} - C_{44}B_{66}}{2(C_{14}^2 - C_{44}C_{66})} \cdot p. \quad (8.7)$$

Подставляя (8.7) в (4.60), выразим еще поле насыщения H_s при намагничивании вдоль ТО ($\alpha = 0$) через давление:

$$H_s = \frac{4H_p H_E}{H_D} = \frac{2C_{14}B_{14} - C_{44}B_{66}}{M_0(C_{14}^2 - C_{44}C_{66})} \cdot \frac{H_E}{H_D} p. \quad (8.8)$$

Изучая распространение звука в кристалле бората железа, мы в п. 4.5 определяли величины $\Delta\varphi$ и ΔC_a , связанные с магнитным ДП звуковой волны в кристалле. Рассчитывая эти величины аналогичным образом, но с использованием соотношений (8.2) и (8.3) в динамическом случае, можно убедиться, что с учетом (8.7) выражения для $\Delta\varphi$ и ΔC_a будут совпадать с (4.64) и (4.67).

Интересно оценить механические напряжения в кристалле, соответствующие найденным величинам индуцированной магнитной анизотропии. Используя формулу (8.6) и величины H_s , определенные в п. 4.5, получаем: $p \approx 1,9 \cdot 10^8$ дин/см² на поверхности и $p \approx 1,1 \cdot 10^8$ дин/см² в центре кристалла. Величины давления свидетельствуют о том, что вклад в деформации, вызванный внешними напряжениями превосходит стрикционный вклад $p > B$.

8.2 Исследование процессов намагничивания аксиально-напряженных монокристаллов бората железа

В п. 8.1 были получены выражения, связывающие аксиальное давление, приложенное к легкоплоскостному слабому ферромагнетику, с магнитной анизотропией, индуцированной этим давлением в базисной плоскости образца. Здесь мы рассмотрим и проанализируем эксперименты на борате железа, в которых проявляется эта связь: экспериментально и теоретически изучим процессы намагничивания кристалла под совместным действием магнитного поля и аксиального давления [301 - 304]. Отметим, что постановка таких исследований инициирована проблемой адекватного учета механических граничных условий при изучении магнитного ДП звука в борате железа. Из-за невозможности при проведении МА экспериментов прямого определения величины граничных условий и их влияния на магнитное состояние кристалла нам приходилось рассматривать теоретические модели. Здесь в простейшем случае граничные условия моделируются экспериментально: изучаются процессы намагничивания монокристаллов FeVO_3 , подвергаемых однородному аксиальному давлению заданной величины.

Эксперименты проводились при комнатной температуре на базисных пластинках монокристаллов бората железа толщиной до 100 мкм, 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 (рис. 8.1).

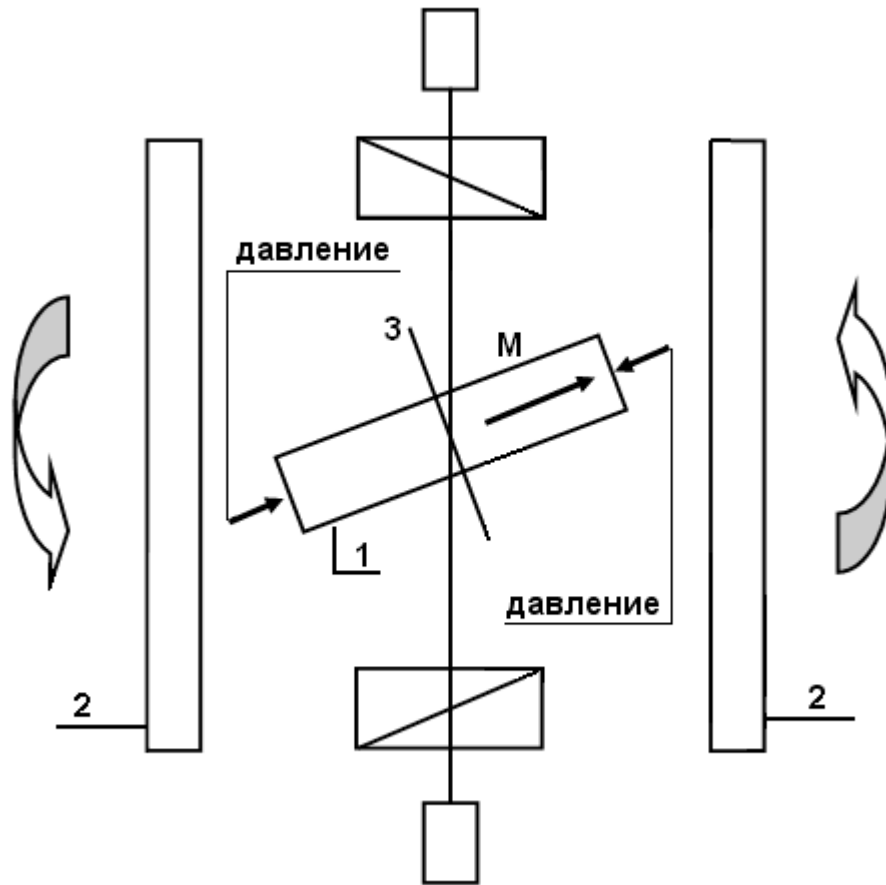


Рис. 8.1

Магнитооптический магнитометр с устройством для создания аксиального давления: 1 – образец; 2 – катушки Гельмгольца

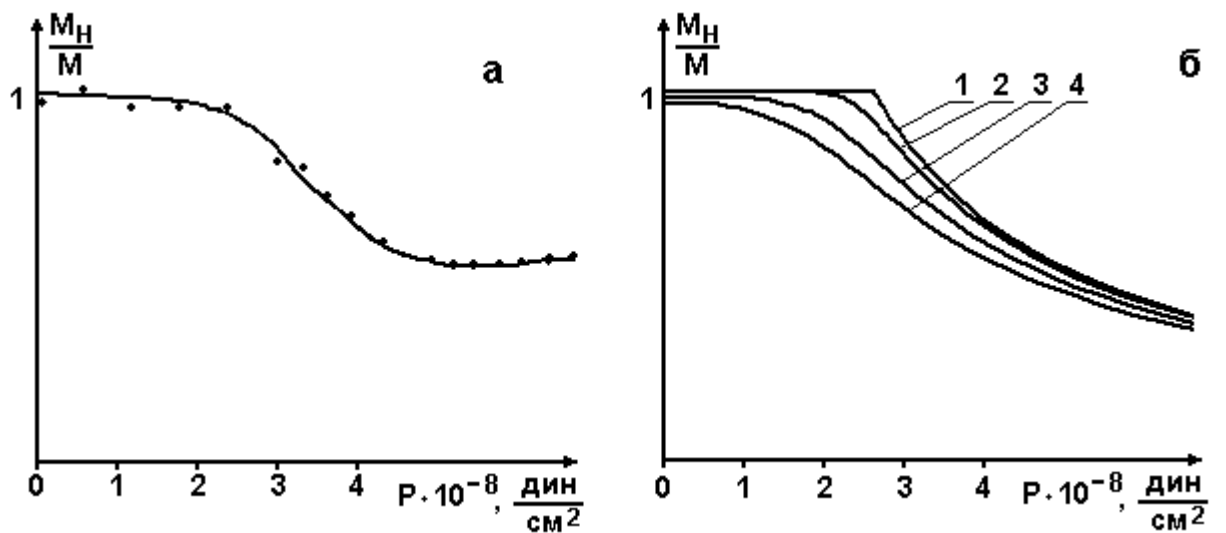


Рис. 8.2

Кривые $M_N(p)$: а – эксперимент;

б – теория (1 – $\alpha = 0^\circ$; 2 – $\alpha = 2^\circ$; 3 – $\alpha = 7^\circ$; 4 – $\alpha = 12^\circ$)

На рис.8.2а приведена экспериментальная кривая зависимости от приложенного давления проекции на направление магнитного поля намагниченности $M_H(p)$. В этом случае постоянное магнитное поле величиной $H = 90$ Э ориентировалось параллельно оси давления. Для расчета зависимости $M_H(p)$ в такой геометрии воспользуемся формулой (4.59) и уравнением (8.5), положив в них $\alpha = 0$:

$$M_H = M \sin \xi, \quad (8.9)$$

$$-H(H_D + H \sin \xi) \cos \xi + 2H_p H_E \sin 2\xi = 0. \quad (8.10)$$

Здесь, как и в п. 8.1, ξ – угол между осью давления и вектором антиферромагнетизма.

Решение уравнения (8.10) соответствует двум магнитным фазам:

1) $\cos \xi = 0$ ($\xi = \pi/2$) (коллинеарная фаза),

$$\text{если } H \geq H_c = \sqrt{\frac{H_D^2}{4} + 4H_p H_E} - \frac{H_D}{2}; \quad (8.11)$$

2) $\sin \xi = \frac{H_D H}{4H_p H_E - H^2}$ (угловая фаза),

$$\text{если } H \leq H_c = \sqrt{\frac{H_D^2}{4} + 4H_p H_E} - \frac{H_D}{2}.$$

Эти результаты практически совпадают с результатами работы [296]. Отличие заключается лишь в том, что в [296] при расчете величины H_p не учтена упругая константа C_{14} (ср. (8.6)) и несколько по-иному определено эффективное обменное поле H_E .

На рис. 8.3 представлена фазовая диаграмма бората железа в координатах pH . Линия ориентационных фазовых переходов второго рода определяется уравнением $H = H_c$ (см. (8.11)) с учетом (8.6):

$$p = \frac{M_0(C_{14}^2 - C_{44}C_{66})}{2C_{14}B_{14} - C_{44}B_{66}} \cdot \frac{(H + H_D)H}{H_E}. \quad (8.12)$$

То, что на рис. 8.3 фигурирует прямая, а не парабола, является следствием рассмотрения слабых полей, $H \ll H_D$.

Рис. 8.2б (кривая 1) представляет расчетную кривую $M_H(P)$, построенную на основе соотношений (8.9) и (8.10) для поля $H = 90$ Э. Точка фазового перехода соответствует давлению, определяемому выражением (8.12).

Между экспериментальной и расчетной кривыми $M_H(p)$ наблюдаются существенные различия (ср. рис. 8.2а и 8.2б, кривая 1). В отличие от теории, в эксперименте 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. Мы рассчитали зависимости $M_H(p)$ для различных углов α , основываясь на исходных общих соотношениях (4.59) и (8.5). Соответствующие кривые для того же поля $H = 90$ Э приведены на рис. 8.2б (кривые 2, 3, 4). Эти кривые хорошо коррелируют с экспериментом (рис.8.2а).

Анализ уравнения (8.5) и расчетные кривые свидетельствуют о том, что в случае непараллельности поля и давления две магнитные фазы (8.11) должны вырождаться в одну.

Рис. 8.4 представляет экспериментальные (рис. 8.4а) и теоретические (рис.8.4б) кривые $M_H(H)$, полученные при фиксированном давлении $p \approx 0,6 \cdot 10^7$ дин/см² для различных значений угла α . В этом случае также наблюдается качественное согласие между теорией и экспериментом. Возможными причинами количественных расхождений и здесь могут быть

неоднородное распределение напряжений в образце и неточность определения угла α .

Одно из преимуществ, которое дает использование МО магнитометра, заключается в возможности визуального изучения доменной структуры кристалла бората железа, подверженного внешнему воздействию. Рис. 8.5 демонстрирует влияние одноосного давления на доменную структуру образца. Ось давления номинально ориентирована вертикально (в плоскости рисунка). Магнитное поле отсутствует. Возникающая при увеличении давления полосовая доменная структура свидетельствует о том, что возможная разориентация осей механических напряжений по кристаллу не очень значительна.

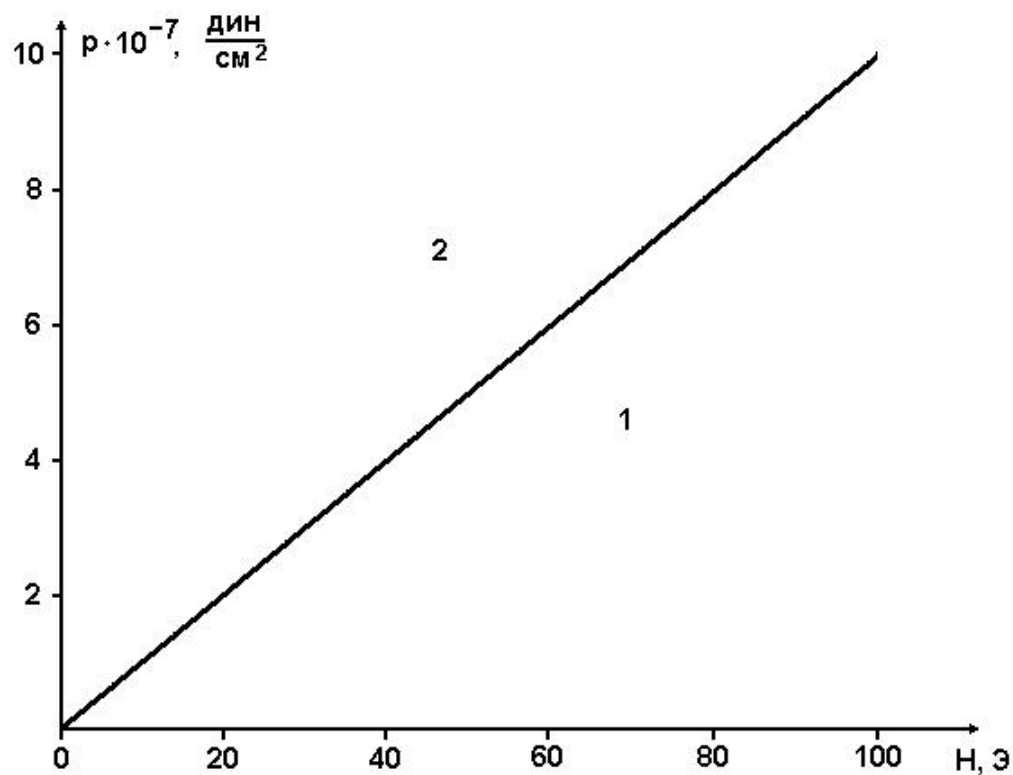


Рис. 8.3

Фазовая диаграмма

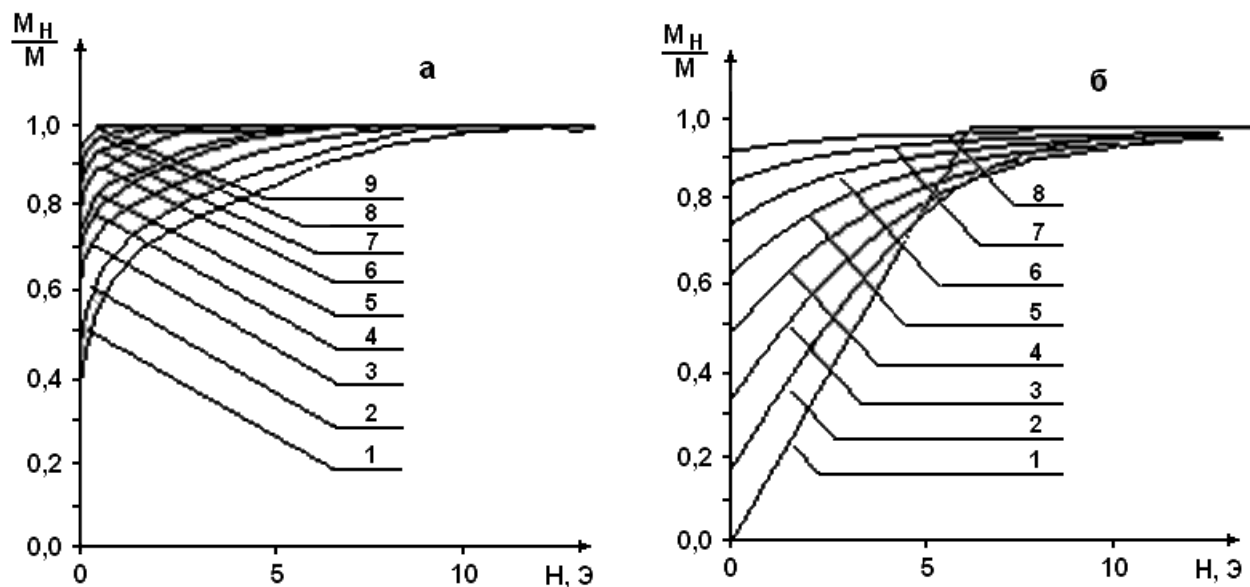


Рис. 8.4

Кривые $M_H(H)$ (1 – $\alpha = 0^\circ$; 2 – $\alpha = 10^\circ$; 3 – $\alpha = 20^\circ$; 4 – $\alpha = 30^\circ$;
5 – $\alpha = 40^\circ$; 6 – $\alpha = 50^\circ$; 7 – $\alpha = 60^\circ$; 8 – $\alpha = 70^\circ$; 9 – $\alpha = 80^\circ$):

а – эксперимент; б – теория

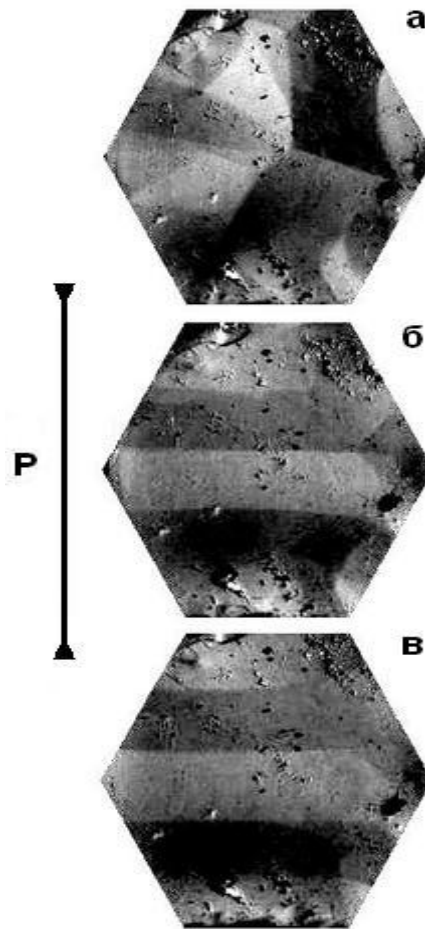


Рис. 8.5

Влияние аксиального давления на доменную структуру ($H = 0$):

а – $p = 0$; б – $p = 3,5 \cdot 10^7$ дин/см²; в – $p = 7 \cdot 10^7$ дин/см²

8.3 Магнитные фазы бората железа в условиях высокого гидростатического давления с аксиальной компонентой

В последние годы обнаружен целый ряд фазовых переходов в борате железа, индуцированных высоким давлением [305, 306], что связано, в частности, с существенными методическими достижениями в области исследования твердого тела при высоких давлениях с помощью нейтронного [305] и синхротронного [306] излучения.

В работе [305], методами нейтронной дифракции наблюдались изменения ориентации магнитных моментов ионов железа в FeVO_3 относительно тригональной оси в условиях высокого квазигидростатического давления до 4 ГПа. 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.

Исследуем возможные магнитные состояния бората железа, подвергнутого высокому квазигидростатическому давлению. В качестве простейшей модели квазигидростатического давления рассмотрим гидростатическое давление с одноосной добавкой [307]. Плотность упругой энергии тригонального кристалла в этом случае может быть представлена так:

$$F_e = \frac{1}{4}(C_{11} + C_{12})(u_{xx} + u_{yy})^2 + \frac{1}{2}C_{66}[(u_{xx} - u_{yy})^2 + 4u_{xy}^2] + \frac{1}{2}C_{33}u_{zz}^2 + 2C_{44}(u_{xz}^2 + u_{yz}^2) + C_{13}(u_{xx} + u_{yy})u_{zz} + 2C_{14}[(u_{xx} - u_{yy})u_{yz} + 2u_{xy}u_{xz}] + p_h(u_{xx} + u_{yy} + u_{zz}) + p(u_{xx} \cos^2 \gamma_1 + u_{yy} \cos^2 \gamma_2 + u_{zz} \cos^2 \gamma_3 + 2u_{xy} \cos \gamma_1 \cos \gamma_2 + 2u_{xz} \cos \gamma_1 \cos \gamma_3 + 2u_{yz} \cos \gamma_2 \cos \gamma_3). \quad (8.13)$$

Здесь p_h и p – гидростатическое и аксиальное давления, соответственно; $\gamma_1, \gamma_2, \gamma_3$ – направляющие углы оси давления. Оси декартовой системы координат, как и ранее, ориентированы следующим образом: $x \parallel 2_x, y \parallel m_{yz}, z \parallel 3_z$.

Сохраняя в выражении для магнитной энергии слагаемые одноосной анизотропии (1.4), учтем возможность выхода магнитных векторов из базисной плоскости. Подставив в (1.4) компоненты антиферромагнитного вектора, выраженные через сферические углы θ и φ (1.8), получим

$$F_m = \frac{1}{2} E m^2 + \frac{1}{2} a \cos^2 \theta + \frac{1}{2} b m_z^2 + D \sin \theta (m_y \cos \varphi - m_x \sin \varphi). \quad (8.14)$$

Запишем еще выражение для МУ энергии, сохранив в нем инварианты, содержащие l_z . Подставив (1.8) в (4.2), будем иметь

$$\begin{aligned} F_{me} = & \frac{1}{2} (B_{11} + B_{12})(u_{xx} + u_{yy}) \sin^2 \theta + \frac{1}{2} B_{66} [2u_{xy} \sin 2\varphi + \\ & + (u_{xx} - u_{yy}) \cos 2\varphi] \sin^2 \theta + B_{13} u_{zz} \sin^2 \theta + B_{33} u_{zz} \cos^2 \theta + \\ & + B_{31} (u_{xx} + u_{yy}) \cos^2 \theta + 2B_{14} (u_{xz} \sin 2\varphi + u_{yz} \cos 2\varphi) \sin^2 \theta + \\ & + B_{41} [(u_{xx} - u_{yy}) \sin \varphi + 2u_{xy} \cos \varphi] \sin 2\theta + B_{44} (u_{xz} \cos \varphi + u_{yz} \sin \varphi) \sin 2\theta. \end{aligned} \quad (8.15)$$

Найдем равновесные деформации. Они определяются уравнениями $\partial(F_e + F_{me})/\partial u_{ij} = 0$, решение которых дает

$$\left\{ \begin{aligned}
u_{xx} - u_{yy} &= \frac{(2C_{14}B_{14} - C_{44}B_{66})\cos 2\varphi \sin^2 \theta + (C_{14}B_{44} - 2C_{44}B_{41})\sin \varphi \sin 2\theta}{2(C_{44}C_{66} - C_{14}^2)} + \\
&+ \frac{2C_{14}\cos\gamma_2\cos\gamma_3 - C_{44}(\cos^2\gamma_1 - \cos^2\gamma_2)}{2(C_{44}C_{66} - C_{14}^2)} \cdot p \\
u_{xy} &= \frac{(2C_{14}B_{14} - C_{44}B_{66})\sin 2\varphi \sin^2 \theta + (C_{14}B_{44} - 2C_{44}B_{41})\cos \varphi \sin 2\theta}{4(C_{44}C_{66} - C_{14}^2)} + \\
&+ \frac{(C_{14}\cos\gamma_3 - C_{44}\cos\gamma_2)\cos\gamma_1}{2(C_{44}C_{66} - C_{14}^2)} \cdot p \\
u_{xz} &= \frac{(C_{14}B_{66} - 2C_{66}B_{14})\sin 2\varphi \sin^2 \theta + (2C_{14}B_{41} - C_{66}B_{44})\cos \varphi \sin 2\theta}{4(C_{44}C_{66} - C_{14}^2)} + \\
&+ \frac{(C_{14}\cos\gamma_2 - C_{66}\cos\gamma_3)\cos\gamma_1}{2(C_{44}C_{66} - C_{14}^2)} \cdot p \\
u_{yz} &= \frac{(C_{14}B_{66} - 2C_{66}B_{14})\cos 2\varphi \sin^2 \theta + (2C_{14}B_{41} - C_{66}B_{44})\sin \varphi \sin 2\theta}{4(C_{44}C_{66} - C_{14}^2)} + \\
&+ \frac{C_{14}(\cos^2\gamma_1 - \cos^2\gamma_2) - 2C_{66}\cos\gamma_2\cos\gamma_3}{4(C_{44}C_{66} - C_{14}^2)} \cdot p \\
u_{xx} + u_{yy} &= \frac{[2C_{13}B_{13} - C_{33}(B_{11} + B_{12})]\sin^2 \theta + 2(C_{13}B_{33} - C_{33}B_{31})\cos^2 \theta}{(C_{11} + C_{12})C_{33} - 2C_{13}^2} + \\
&+ \frac{2(C_{13} - C_{33}) \cdot p_h - [C_{33}(\cos^2\gamma_1 + \cos^2\gamma_2) - 2C_{13}\cos^2\gamma_3] \cdot p}{(C_{11} + C_{12})C_{33} - 2C_{13}^2} \\
u_{zz} &= \frac{[C_{13}(B_{11} + B_{12}) - B_{13}(C_{11} + C_{12})]\sin^2 \theta + [2C_{13}B_{31} - (C_{11} + C_{12})B_{33}]\cos^2 \theta}{(C_{11} + C_{12})C_{33} - 2C_{13}^2} + \\
&+ \frac{(2C_{13} - C_{11} - C_{12}) \cdot p_h + [C_{13}(\cos^2\gamma_1 + \cos^2\gamma_2) - (C_{11} + C_{12})\cos^2\gamma_3] \cdot p}{(C_{11} + C_{12})C_{33} - 2C_{13}^2}.
\end{aligned} \right. \quad (8.16)$$

Минимизируя (8.14) по компонентам ферромагнитного вектора \mathbf{m} , получаем

$$\left\{ \begin{aligned}
m_x &= \frac{D}{E} \sin \theta \sin \varphi \\
m_y &= -\frac{D}{E} \sin \theta \cos \varphi \\
m_z &= 0.
\end{aligned} \right. \quad (8.17)$$

Из (8.17) видно, что пренебрежение базисной анизотропией не позволяет ферромагнитному вектору выходить из базисной плоскости (ср. (1.10)).

Определим теперь магнитные состояния бората железа при различных ориентациях аксиальной компоненты давления: $p \parallel x$ ($\gamma_1 = 0, \gamma_2 = \gamma_3 = \pi/2$); $p \parallel y$ ($\gamma_2 = 0, \gamma_1 = \gamma_3 = \pi/2$); $p \parallel z$ ($\gamma_3 = 0, \gamma_1 = \gamma_2 = \pi/2$). Для этого минимизируем энергию $F_m + F_e + F_{me}$ по сферическим углам θ и φ АФ вектора. С учетом соотношений (8.16) и (8.17) приходим к следующим результатам:

$$1) p \parallel x \quad (\gamma_1 = 0, \gamma_2 = \gamma_3 = \pi/2)$$

$$\varphi = 0, \quad \theta = \frac{\pi}{2};$$

$$2) p \parallel y \quad (\gamma_2 = 0, \gamma_1 = \gamma_3 = \pi/2)$$

$$\varphi = \frac{\pi}{2}, \quad \operatorname{tg} 2\theta = -\frac{A_1 \cdot p}{a' - A_2 \cdot p_h - A_3 \cdot p}, \quad (8.18)$$

где $A_1, A_2, A_3 \sim B/C \sim 10^{-5}$ ($B \sim 10^7$ эрг/см³, $C \sim 10^{12}$ эрг/см³);

$$3) p \parallel z \quad (\gamma_3 = 0, \gamma_1 = \gamma_2 = \pi/2)$$

$$\varphi - \text{произвольный}, \quad \theta = \frac{\pi}{2}.$$

Здесь, как и ранее, $a' = a + D^2/E$ – эффективная константа одноосной анизотропии.

Мы получили, что в случае $p \parallel x$ вектор \mathbf{I} ориентируется параллельно оси давления, а значит остается в базисной плоскости xu . Если $p \parallel y$, то АФ вектор лежит в плоскости симметрии m_{yz} и выходит из базисной плоскости. Когда же $p \parallel z$, вектор \mathbf{I} остается в легкоплоскостном состоянии.

Построенная теория качественно подтверждает эксперимент [305]. Действительно, в виду хаотичности ориентации и произвольности формы

кристаллитов в поликристаллическом образце [305], можно допустить, что часть кристаллитов оказывалась подвергнутой давлению с одноосной компонентой, параллельной оси y . В этом случае, как мы установили, должна изменяться ориентация АФ вектора относительно тригональной оси, что и наблюдается в эксперименте.

Основываясь на выражении (8.18) попытаемся описать эксперимент [305] (рис.8.6) количественно. Будем рассматривать простейшую модель, в соответствии с которой p_h и p – величины одного порядка, изменяющиеся пропорционально друг другу. В этом случае выражение (8.18) можно упростить

$$\operatorname{tg}2\theta = -\frac{A_1 \cdot p}{a' - A_{23} \cdot p}. \quad (8.19)$$

Варьируя параметры A_1 и A_{23} , получаем расчетную кривую $\theta(p)$ (рис.8.6), аппроксимирующую эксперимент.

Эксперименты [305, 306], проведенные на борате железа в условиях гидростатического давления, не выявили существенного выхода магнитных векторов из базисной плоскости кристалла, что находится в соответствии с выражением (8.19).

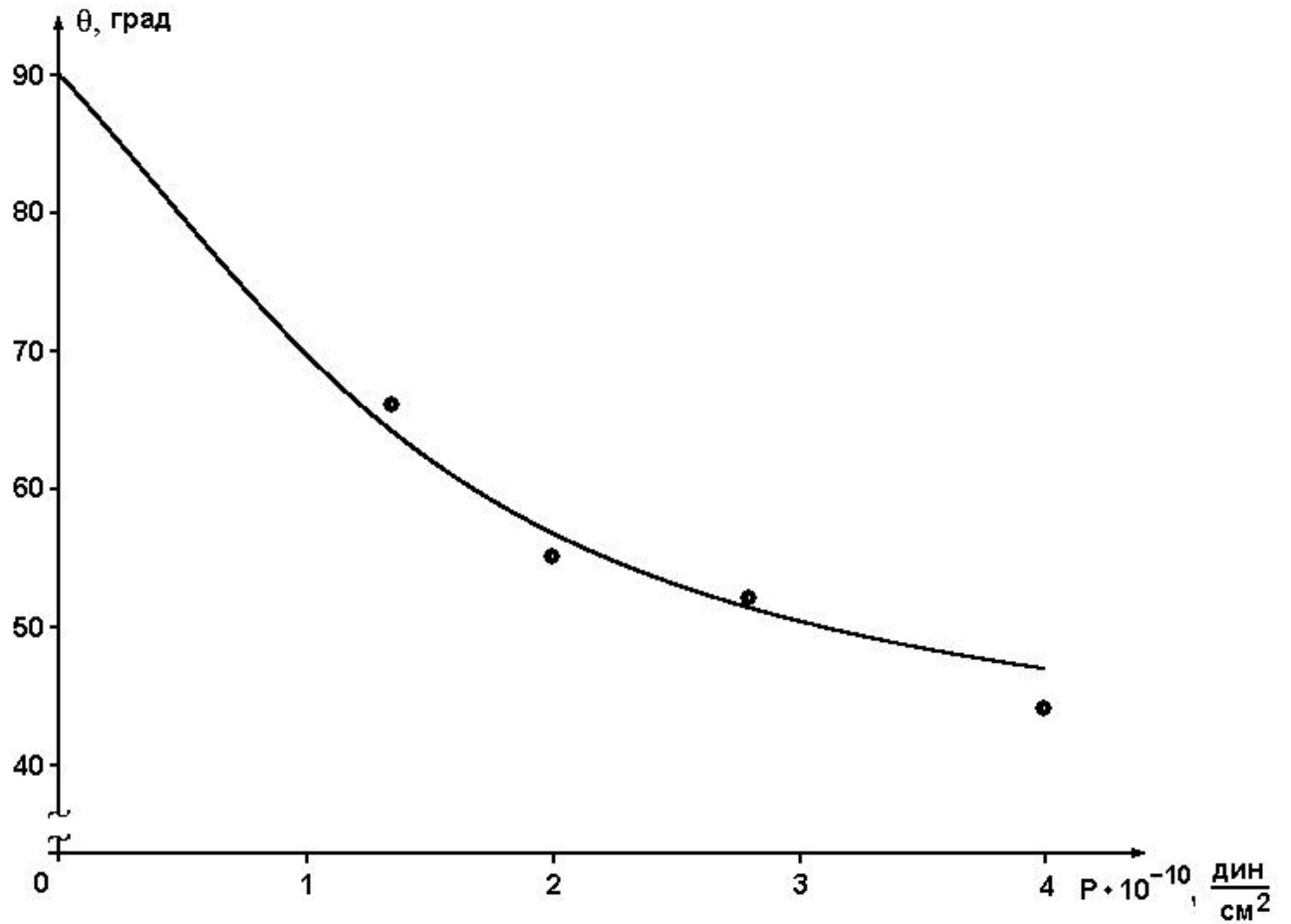


Рис.8.6

Зависимость от давления угла выхода АФ вектора из базисной плоскости:

точки – эксперимент [305]; кривая – расчет на основе (8.19)

8.4 Вклад гидростатического давления в гексагональную анизотропию

Гидростатическое давление не изменяет симметрию кристалла. Однако из-за анизотропии упругих и МУ свойств кристаллического образца такое давление при сохранении симметрии 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 [308] 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 [309]. 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 и/или воздействия отвердевшего расплава. Эти напряжения в простейшем случае мы можем смоделировать, приложив к идеальному кристаллу гидростатическое давление. Рассмотрим вклад гидростатического давления в гексагональную базисную анизотропию ромбоэдрического антиферромагнетика [310].

Плотность упругой энергии тригонального кристалла с учетом гидростатического давления определяется выражением (8.13) при условии $p = 0$. Для удобства запишем получающееся при этом выражение:

$$F_e = \frac{1}{4}(C_{11} + C_{12})(u_{xx} + u_{yy})^2 + \frac{1}{2}C_{66}[(u_{xx} - u_{yy})^2 + 4u_{xy}^2] + \frac{1}{2}C_{33}u_{zz}^2 + 2C_{44}(u_{xz}^2 + u_{yz}^2) + C_{13}(u_{xx} + u_{yy})u_{zz} + 2C_{14}[(u_{xx} - u_{yy})u_{yz} + 2u_{xy}u_{xz}] + p_h(u_{xx} + u_{yy} + u_{zz}). \quad (8.20)$$

Для решения поставленной задачи по определению вклада гидростатического давления в гексагональную анизотропию в выражение для магнитной энергии нужно включить инварианты, описывающие базисную кристаллографическую анизотропию (1.9). Учтем, также, вклад, связанный с внешним магнитным полем \mathbf{H} :

$$F_m = \frac{1}{2} E m^2 + D \sin \theta (m_y \cos \varphi - m_x \sin \varphi) + \frac{1}{2} a \cos^2 \theta + \frac{1}{2} b m_z^2 + \quad (8.21)$$

$$+ d \cos \theta \sin^3 \theta \sin 3\varphi + e \sin^6 \theta \cos 6\varphi - 2M_0 H m,$$

где d , e , как и ранее, – константы базисной анизотропии.

Минимизируя (8.21) по компонентам вектора \mathbf{m} , находим

$$\begin{cases} m_x = \frac{D \sin \theta \sin \varphi + 2M_0 H_x}{E} \\ m_y = -\frac{D \sin \theta \cos \varphi - 2M_0 H_y}{E} \\ m_z = \frac{2M_0 H_z}{E + b}. \end{cases} \quad (8.22)$$

Равновесные деформации в рассматриваемом случае получаются из (8.16), если положить $p = 0$:

$$\left\{ \begin{array}{l}
u_{xx} - u_{yy} = \frac{(2C_{14}B_{14} - C_{44}B_{66})\cos 2\varphi \sin^2 \theta + (C_{14}B_{44} - 2C_{44}B_{41})\sin \varphi \sin 2\theta}{2(C_{44}C_{66} - C_{14}^2)} \\
u_{xy} = \frac{(2C_{14}B_{14} - C_{44}B_{66})\sin 2\varphi \sin^2 \theta + (C_{14}B_{44} - 2C_{44}B_{41})\cos \varphi \sin 2\theta}{4(C_{44}C_{66} - C_{14}^2)} \\
u_{xz} = \frac{(C_{14}B_{66} - 2C_{66}B_{14})\sin 2\varphi \sin^2 \theta + (2C_{14}B_{41} - C_{66}B_{44})\cos \varphi \sin 2\theta}{4(C_{44}C_{66} - C_{14}^2)} \\
u_{yz} = \frac{(C_{14}B_{66} - 2C_{66}B_{14})\cos 2\varphi \sin^2 \theta + (2C_{14}B_{41} - C_{66}B_{44})\sin \varphi \sin 2\theta}{4(C_{44}C_{66} - C_{14}^2)} \\
u_{xx} + u_{yy} = \frac{[2C_{13}B_{13} - C_{33}(B_{11} + B_{12})]\sin^2 \theta + 2(C_{13}B_{33} - C_{33}B_{31})\cos^2 \theta}{C_{33}(C_{11} + C_{12}) - 2C_{13}^2} + \\
+ \frac{2(C_{13} - C_{33}) \cdot p_h}{C_{33}(C_{11} + C_{12}) - 2C_{13}^2} \\
u_{zz} = \frac{[C_{13}(B_{11} + B_{12}) - B_{13}(C_{11} + C_{12})]\sin^2 \theta + [2C_{13}B_{31} - (C_{11} + C_{12})B_{33}]\cos^2 \theta}{C_{33}(C_{11} + C_{12}) - 2C_{13}^2} + \\
+ \frac{(2C_{13} - C_{11} - C_{12}) \cdot p_h}{C_{33}(C_{11} + C_{12}) - 2C_{13}^2},
\end{array} \right. \quad (8.23)$$

Определим равновесную зависимость полярного угла θ от азимутального φ , задаваемого внешним полем. Для этого минимизируем по углу θ энергию кристалла, включающую в качестве слагаемых выражения (8.20), (8.21) и (8.15). Считая выход вектора \mathbf{l} из базисной плоскости малым, с учетом (8.22) и (8.23) находим

$$\delta = \theta - \frac{\pi}{2} = \frac{d}{a' - A_2 \cdot p_h} \sin 3\varphi, \quad (8.24)$$

где $a' = a + D^2/E$ – эффективная константа одноосной анизотропии (см. п.1.2.); A_2 – см. п.8.3.

Отметим, что в (8.24) опущены малые члены, величины которых оценены в соответствии со следующими данными для гематита [193, 198, 309]: $e \sim d^2/4a' \sim 1 \text{ эрг/см}^3$ (см. п.1.2), $a' = 4,45 \cdot 10^5 \text{ эрг/см}^3$, $d \sim 10^3 \text{ эрг/см}^3$, $C \sim 10^{12} \text{ эрг/см}^3$, $B \sim 10^7 \text{ эрг/см}^3$, $A_2 \sim B/C \sim 10^{-5}$. О точных величинах МУ

констант гематита у нас надежной информации нет. К тому же эти константы должны сильно зависеть от деформаций [63]. В расчетах внешнее магнитное поле мы считаем сравнительно слабым, $H \ll D/M_0$.

Подставим теперь (8.22), (8.23) и (8.24) в $F = F_m + F_e + F_{me}$ и выделим часть энергии, связанную с гексагональной анизотропией. В результате преобразований получим

$$\Delta F = (e + \Delta e_{\text{мер}_1} + \Delta e_{\text{мер}_2} + \Delta e_{\text{мер}_3}) \cos 6\varphi. \quad (8.25)$$

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

вклады в эффективную константу гексагональной анизотропии, связанные с гидростатическим давлением. Оценим эти вклады для давлений, не превосходящих по порядку величины 10^{10} дин/см²: $\Delta e_{\text{мер}_1} \sim 1 \text{ эрг/см}^3$, $\Delta e_{\text{мер}_2} \sim 10^{-1} \text{ эрг/см}^3$, $\Delta e_{\text{мер}_3} \sim 10^{-5} \text{ эрг/см}^3$. В экспериментах [308] 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, которые могут возникать при быстром охлаждении, должны вызывать механические напряжения $p \sim C \cdot u \sim 10^9 \div 10^{10}$ дин/см².

Здесь мы исходили из того, и эксперимент [308] это подтверждает, что при найденных напряжениях монокристалл гематита остается в легкоплоскостном состоянии.

8.5 Влияние гексагональной анизотропии и гидростатического давления на двупреломление звука

Исследуя магнитное ДП звука в борате железа, мы видели, что индуцированная механическими граничными условиями в базисной плоскости одноосная магнитная анизотропия весьма существенно влияет на эффекты ДП. Из общих соображений ясно, что любая базисная анизотропия, в принципе, должна в той или иной степени сказываться на ДП звука. Действительно, анизотропия, ограничивая колебания спинов, ослабляет МУ связь, лежащую в основе ДП.

Проявление гексагональной базисной анизотропии и механических граничных условий в магнитном ДП звука в изоструктурном борату железа гематите экспериментально обнаружено и исследовано в работе [308]. Эксперименты проводились на синтетических монокристаллах $\alpha\text{-Fe}_2\text{O}_3$ при комнатной температуре. Звук, как и в случае бората железа, возбуждался и регистрировался пьезопреобразователями, укрепленными на базисных гранях образца. Поперечная акустическая волна распространялась вдоль оси Z_z кристалла. Поворачивая магнитное поле в базисной плоскости, экспериментаторы обнаружили хорошо выраженную 60-градусную периодичность со 180-градусными искажениями эффектов ДП.

Отметим, что попутно авторы [308] 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. 8.7 приведены экспериментальные угловые зависимости (точки) величины $\Delta H(\beta) = H_m(\beta) - H_m(0)$. Здесь H_m – поле, соответствующее одному из максимумов осцилляционной полевой зависимости амплитуды $A(H)$

акустической волны, испытывавшей ДП; β – угол, определяющий ориентацию поля в базисной плоскости относительно оси z_x [308]. Рис.8.7а соответствует ориентации пьезоизлучателя под углом 30° к оси z_x , рис.8.7б – под углом 120° . Поляризации пьезопреобразователей в обоих случаях скрещены. Экспериментальные зависимости демонстрируют влияние на ДП гексагональной анизотропии, на которую накладывается одноосная анизотропия.

Рассмотрим влияние базисной анизотропии на магнитное ДП звука в гематите теоретически [310]. Для этого учтем в нашей базисноанизотропной модели (п. 4.5) наряду с одноосной базисной анизотропией, индуцированной аксиальными напряжениями, еще и анизотропию гексагональную – кристаллографическую и вызванную гидростатическим давлением (см.п.8.4). В отличие от п.4.5, в термодинамический потенциал кристалла включим не индуцированную магнитную анизотропию, а непосредственно ее источники – одноосное p и гидростатическое p_h давление (см.п.8.4). Упругая часть термодинамического потенциала в этом случае может быть представлена так (см. (8.13) и (8.1)):

$$\begin{aligned}
 F_e = & \frac{1}{4}(C_{11} + C_{12})(u_{xx} + u_{yy})^2 + \frac{1}{2}C_{66}[(u_{xx} - u_{yy})^2 + 4u_{xy}^2] + \frac{1}{2}C_{33}u_{zz}^2 + \\
 & + 2C_{44}(u_{xz}^2 + u_{yz}^2) + C_{13}(u_{xx} + u_{yy})u_{zz} + 2C_{14}[(u_{xx} - u_{yy})u_{yz} + 2u_{xy}u_{xz}] + \\
 & + p_h(u_{xx} + u_{yy} + u_{zz}) + p[u_{xx} \cos^2(\alpha - \beta) + u_{yy} \sin^2(\alpha - \beta) + u_{xy} \sin 2(\alpha - \beta)].
 \end{aligned} \quad (8.25)$$

Здесь, как и ранее (см. (8.1)), α – угол, образуемый магнитным полем \mathbf{H} и осью давления p ; β – угол, определяющий ориентацию поля относительно оси $x(\parallel z_x)$. Обратим внимание на то, что в этом пункте мы под u_{ij} снова понимаем полные деформации, включающие статическую и динамическую части. Магнитный и МУ вклады в термодинамический потенциал определяются выражениями (8.21) и (8.15).

Минимизируя статическую часть термодинамического потенциала, получаем статические деформации и равновесные компоненты ферромагнитного вектора. Статические деформации в этом случае определяются выражениями (8.16) при условиях $\gamma_1=\varphi$, $\gamma_2=\pi/2-\varphi$, $\gamma_3 = \pi/2$. Компоненты вектора \mathbf{m} совпадают с (8.22). Полагая связь между сферическими углами АФ вектора в процессе звуковых колебаний квазиравновесной, и считая, как и в п.8.4, его выход из базисной плоскости малым, мы нашли

$$\delta = \theta - \frac{\pi}{2} = \frac{d \cdot \sin 3(\alpha - \beta + \xi) + A_4 \cdot p \cdot \sin[3(\alpha - \beta) + \xi]}{a' - A_2 \cdot p_h}. \quad (8.26)$$

Здесь $\alpha - \beta + \xi = \varphi$; ξ – угол между осью давления и АФ вектором (см.п.8.1); $A_4 \sim V/C \sim 10^{-5}$.

Действуя по схеме, описанной в п.4.5, и учитывая выражение (8.26), можно определить МУ добавку к упругому модулю в этом случае:

$$\Delta C_a = - \frac{4H_E B_{14}^2}{M_0 \{2H_E H_{mel} + H \cdot [H_D \sin(\alpha + \xi) - H \cos 2(\alpha + \xi)]\} + G \cdot H_E}, \quad (8.27)$$

где

$$\begin{aligned} G(p, p_h, \alpha, \beta, \xi) &= A_5 p \cos 2\xi - 36(e + \Delta e_{мер}) \cos 6(\alpha - \beta + \xi) + \\ &+ 36\Delta e_{мер} \{1 + (A_4 / d)p \sin 3(\alpha - \beta + \xi) \sin[3(\alpha - \beta) + \xi]\} = \\ &= [A_5 + 18(A_4 / d)\Delta e_{мер}] p \cos 2\xi - 18(A_4 / d)\Delta e_{мер} p \cos 2[3(\alpha - \beta) + 2\xi] - \\ &- 36(e + \Delta e_{мер}) \cos 6(\alpha - \beta + \xi) + 36\Delta e_{мер}. \end{aligned} \quad (8.28)$$

Здесь $A_5 = \frac{2C_{14}B_{14} - C_{44}B_{66}}{C_{14}^2 - C_{44}C_{66}}$ (см. (8.7)); $\Delta e_{мер}$ – см. (8.25).

Выражение (8.28) содержит базисноанизотропные члены, связанные как с симметрией кристалла, так и с внешним давлением. Интересно отметить, что в (8.28) наряду с анизотропными слагаемыми 2-го и 6-го порядков возникают

слагаемые, имеющие осевую симметрию 4-го порядка. При этом гидростатическое давление, входящее в знаменатель $\Delta e_{\text{мер}}$, влияет на анизотропию всех порядков, а не только на гексагональную анизотропию (см.п.8.4). Аксиальное же давление связано с анизотропными слагаемыми только 2-го и 4-го порядков.

Далее будем исходить из упрощенной базисноанизотропной модели: неоднородностью распределения анизотропии по глубине кристалла пренебрежем. В этом случае амплитуда акустической волны на выходе из кристалла для параллельных и скрещенных поляризаций пьезопреобразователей описывается выражениями (4.42) и (4.43), в которых разность волновых векторов магнитной и немагнитной мод будет определяться так:

$$\Delta k = \omega \sqrt{\frac{\rho}{C_{44}}} \cdot \left[\left(1 + \frac{\Delta C_a}{C_{44}} \right)^{-1/2} - 1 \right]. \quad (8.29)$$

Решая уравнения $\partial A / \partial H = 0$, соответствующие максимумам кривой $A(H)$, и варьируя входящие в них параметры, можно найти необходимые для сравнения с экспериментом расчетные зависимости $H_m(\beta)$. Уравнение $\partial A_{\perp} / \partial H = 0$, записанное для двух случаев геометрии эксперимента, позволило получить кривые $\Delta H(\beta)$ (рис.8.7), отражающие основные закономерности эксперимента. Обратим внимание на то, что наилучшее согласие с экспериментом достигается при $p_h \sim 10^{10}$ дин/см², $p \sim 10^8$ дин/см². Важно подчеркнуть, что аксиальное давление по порядку величины совпадает с нашими оценками для бората железа (см.п.8.1).

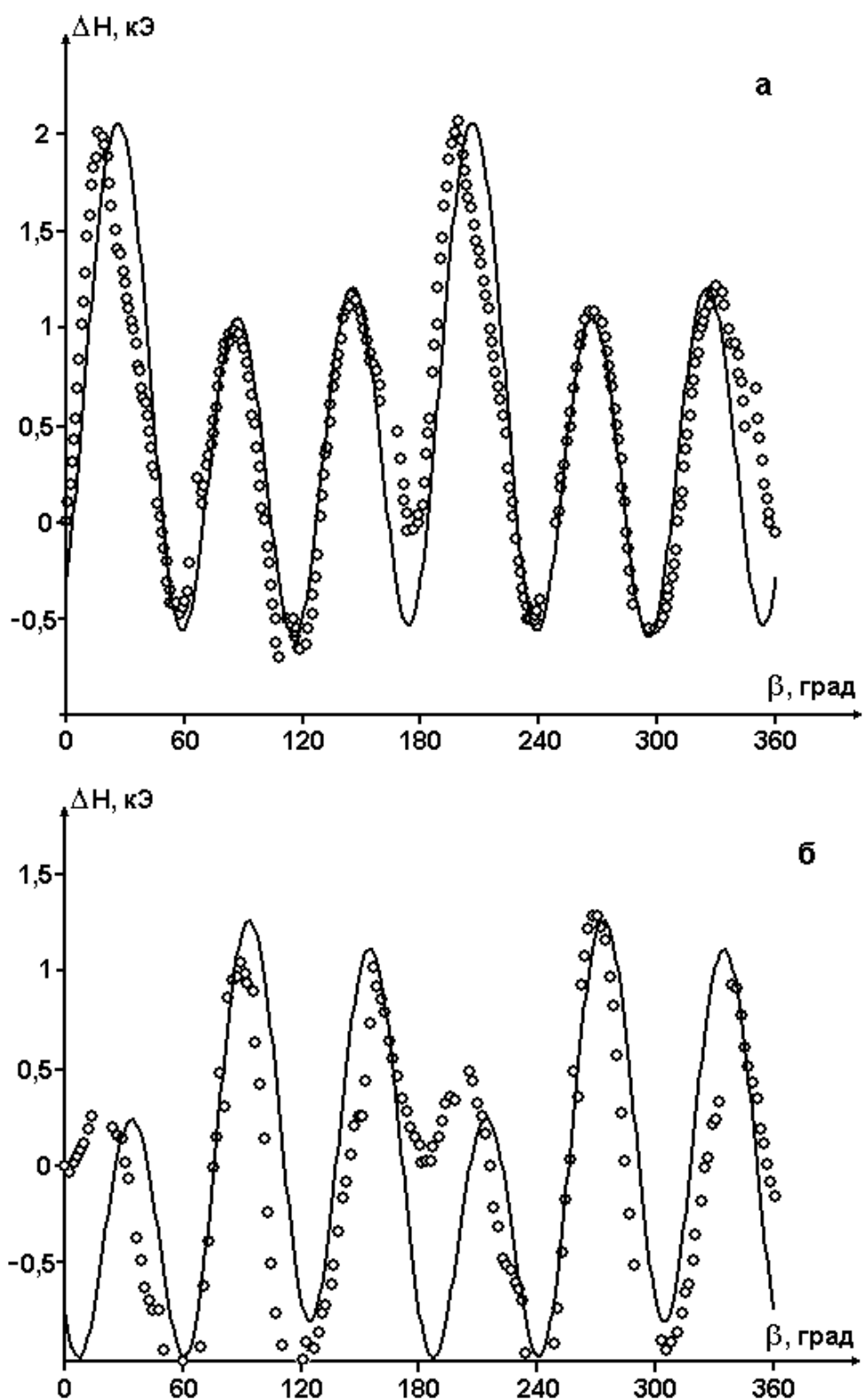


Рис.8.7

Угловая зависимость положения максимума кривой $A_{\perp}(H)$ (точки – эксперимент [308]; сплошные линии – теория): а – ориентация пьезопреобразователя под углом 30° к оси 2_x ; б – под углом 120°

Результаты и выводы главы 8

1. 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.

2. 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.

3. 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.

4. Определен вклад гидростатического давления в базисную гексагональную магнитную анизотропию тригональных АФ. 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.

Результаты, представленные в гл.8, опубликованы в работах [300 - 304, 307, 310].

ГЛАВА 9

СИНТЕЗ И МОРФОЛОГИЯ МОНОКРИСТАЛЛОВ БОРАТА ЖЕЛЕЗА

9.1 Синтез из газовой фазы: теоретические основы

Традиционный способ выращивания монокристаллов бората железа – раствор-расплавная кристаллизация [1, 311 - 314]. Как уже отмечалось, в этом случае образцы обычно вырастают в виде тонких ($50 \div 100$ мкм) пластин, поверхность которых параллельна базисной плоскости (0001). Для наших целей исследования поверхностного магнетизма кристаллы такой формы не подходят из-за малых размеров небазисных граней. Тонкие базисные пластины оказываются также малопригодными для проводимого нами комплексного изучения эффектов магнитного ДП звука. Действительно, период ОГТ убывает с ростом толщины кристалла, и то, что кривые $A(H)$ периодичны становится заметным только для образцов достаточной толщины. Все это привело к необходимости поиска метода синтеза, позволяющего выращивать объемные монокристаллы $FeBO_3$.

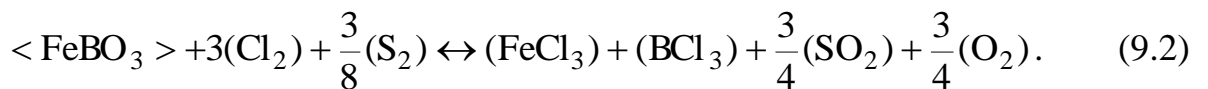
В работе [315] сообщается о синтезе массивных монокристаллов бората железа методом газового транспорта. Идея метода газового транспорта состоит в следующем. Поликристаллическое вещество ABX_2 вступает в химическую реакцию с газом-носителем с образованием газообразных соединений. Эти соединения, благодаря температурному или концентрационному градиенту в ростовой зоне, перемещаются в область, где указанная химическая реакция идет в обратном направлении. При этом образуются монокристаллы ABX_2 и газ-носитель, который снова перемещается в область расположения поликристаллов. Процесс продолжается непрерывно до тех пор, пока поликристаллическое вещество не исчерпается. Параметрами, определяющими газовый транспорт, могут быть температура, температурный градиент, давление газа-носителя. Все эти параметры подбираются с учетом свойств

конкретного вещества, монокристаллы которого хотят получить.

Анализ газового транспорта FeVO_3 можно провести на основе выражения для свободной энергии Гиббса [315]

$$\Delta G_T = \Delta G_T^0 + RT \ln K, \quad (9.1)$$

где $\Delta G_T^0 = \Delta H_{298}^0 - T\Delta S_{298}^0$, ΔH_{298}^0 – энтальпия образования вещества при температуре 298 К и стандартном давлении (1 атм.); ΔS_{298}^0 – энтропия при тех же условиях; K – константа, которая в равновесных условиях становится константой равновесия K_p . В таблице 9.1 представлены термодимические данные, используемые в расчетах. Уравнения, описывающие возможные транспортные реакции для синтеза FeVO_3 приведены в таблице 9.2. Величины ΔG_{1000}^0 для этих реакций, соответствующие температуре $T = 1000$ К, вычислены с помощью уравнения Гиббса-Гельмгольца. Выбор такой температуры определяется тем обстоятельством, что при использовании градиента ~ 100 К химическое соединение FeVO_3 ещё устойчиво. Поскольку рассматриваемые реакции идут и в ту, и в другую сторону, условия в ростовой зоне должны быть близки к равновесным. В этом случае величины ΔG_T^0 близки к нулю. Как видно из таблицы 9.2, ни для одного из уравнений величина $|\Delta G_T^0|$ не мала. Однако некоторым комбинациям этих уравнений, обозначенным символами α , β и γ , соответствуют малые значения величин $|\Delta G_T^0|$. Приведенные комбинации описывают процессы, близкие к равновесию. По причинам экспериментальной простоты комбинация α является предпочтительной:



Здесь и ниже в этом пункте смысл скобок таков: $\langle \rangle$ – твердое тело; $\{ \}$ – жидкость; $()$ – газ. Выбрав для синтеза FeVO_3 транспортную реакцию

(9.2), нужно еще выяснить, будут ли одновременно с боратом железа транспортироваться двухкомпонентные соединения Fe_2O_3 и B_2O_3 , на которые может разлагаться борат железа:

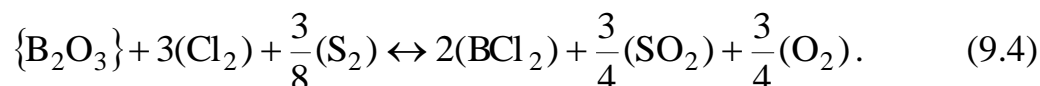
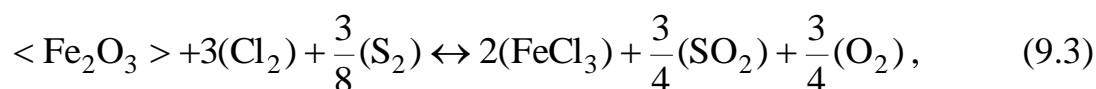


Таблица 9.1

Термохимические параметры исходных реактивов и продуктов реакций, используемых и получаемых при синтезе кристаллов FeBO_3 [315]

Соединения	H_{298}^0 , ккал / моль	S_{298}^0 , ккал/(моль · град)
$\langle \text{FeBO}_3 \rangle$	-261,2	17.00
$\langle \text{Fe}_2\text{O}_3 \rangle$	-196.3	20.90
$\langle \text{B}_2\text{O}_3 \rangle$	-306.1	12.90
$\{\text{B}_2\text{O}_3\}$	-300.8	15.00
(FeCl_3)	-63.8	78.00
(BCl_3)	-97.3	69.30
(HCl)	-22.0	44.65
(Cl_2)	0	53.30
(S_2)	31	54.40
(SO_2)	-70.95	59.25
(SOCl_2)	-50.8	70.00
$\langle \text{C} \rangle$	0	1.36
(CO_2)	-94.05	51.10
(COCl_2)	-53.3	69.10
(COS)	-33.9	55.30
(H_2O)	-57.80	45.10
(O_2)	0	49.00
(TeCl_4)	-50.5	85.00
(TeO_2)	-15.3	70.00

Таблица 9.2

Химические реакции, сопровождающие газотранспортный синтез кристаллов FeBO_3 [315]

№	Постулированные уравнения синтеза FeBO_3	ΔG_{1000}^0
1	$\langle \text{FeBO}_3 \rangle + 6(\text{HCl}) \leftrightarrow (\text{FeCl}_3) + (\text{BCl}_3) + 3(\text{H}_2\text{O})$	61.3
2	$\langle \text{FeBO}_3 \rangle + 3(\text{Cl}_2) \leftrightarrow (\text{FeCl}_3) + (\text{BCl}_3) + 1.5(\text{O}_2)$	56.2
3	$\langle \text{FeBO}_3 \rangle + 3(\text{Cl}_2) + 1.5\langle \text{C} \rangle \leftrightarrow (\text{FeCl}_3) + (\text{BCl}_3) + 1.5(\text{CO}_2)$	-85.8
4	$\langle \text{FeBO}_3 \rangle + 3(\text{Cl}_2) + 0.75(\text{S}_2) \leftrightarrow (\text{FeCl}_3) + (\text{BCl}_3) + 1.5(\text{SO}_2)$	-48.1
5	$\langle \text{FeBO}_3 \rangle + 3(\text{SOCl}_2) \leftrightarrow (\text{FeCl}_3) + (\text{BCl}_3) + 3(\text{SO}_2)$	-58.5
6	$\langle \text{FeBO}_3 \rangle + 3(\text{COCl}_2) \leftrightarrow (\text{FeCl}_3) + (\text{BCl}_3) + 3(\text{CO}_2)$	-98.6
7	$\langle \text{FeBO}_3 \rangle + 1.5(\text{TeCl}_4) \leftrightarrow (\text{FeCl}_3) + (\text{BCl}_3) + 1.5(\text{TeO}_2)$	-35.2
8	$\langle \text{FeBO}_3 \rangle + 3(\text{Cl}_2) + (\text{COS}) \leftrightarrow (\text{FeCl}_3) + (\text{BCl}_3) + (\text{CO}_2) + (\text{SO}_2)$	-56.5
	(2) + (4) - α	4.1
	(2) + (5) - β	-0.9
	(2) + (8) - γ	-0.3

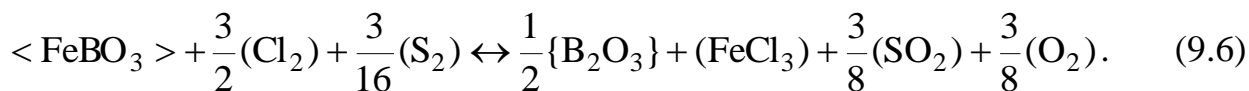
Реакции идут слева направо, если соответствующие значения ΔG_T отрицательны. В условиях равновесия реакции (9.2) ($\Delta G_T(2) = 0$) выполняются неравенства [315]

$$\begin{aligned} \Delta G_T(3) &< 0, \\ \Delta G_T(4) &> 0. \end{aligned} \tag{9.5}$$

Здесь и далее число в скобках при ΔG_T – порядковый номер соответствующего уравнения реакции.

Выражения (9.5) свидетельствуют о том, что Fe_2O_3 будет транспортироваться, а B_2O_3 – нет. В этом случае химический транспорт FeBO_3

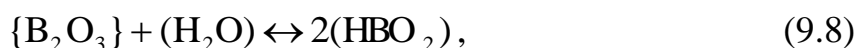
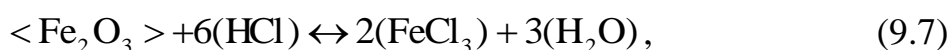
должен привести к росту монокристаллов гематита, что экспериментально и наблюдается [315]. Таким образом, борат железа будет в этом случае разлагаться в соответствии с уравнением



Разложение произойдет, если $\Delta G_T(6) < 0$. Предотвратить разложение FeBO_3 можно изменением парциальных давлений газообразных компонент, входящих в (9.6). При этом величина $\Delta G_T(6)$ станет близкой к нулю. Экспериментально удобно увеличивать парциальное давление (FeCl_3) . Расчетная величина этого давления составляет $6 \div 7$ атм.

Разложение FeBO_3 согласно (9.6) происходит из-за недостаточного транспорта бора в рассмотренной системе. Бор лучше переносится, если в качестве транспортного агента взять (HCl) . Здесь мы переходим к рассмотрению еще одного метода выращивания монокристаллов FeBO_3 – синтезу из газовой фазы [315].

Рассмотрим следующую транспортную систему:



В отличие от (9.3) и (9.4) в этом случае двухкомпонентные соединения переносятся разными газами-носителями. Когда идет реакция (9.7), образуется новый транспортный агент, который, однако, будет переносить только B_2O_3 .

Если в ростовой зоне отдельно расположить $\langle \text{Fe}_2\text{O}_3 \rangle$ и $\{\text{B}_2\text{O}_3\}$, то при определенной температуре и давлении (HCl) реакции (9.7) и (9.8) будут обеспечивать исходные вещества для синтеза FeBO_3 в соответствии с уравнением (9.9).

Оценим свободную энергию синтеза FeVO_3 для случая, когда Fe_2O_3 и B_2O_3 транспортируются в условиях, близких к равновесным. Для этого запишем следующие уравнения:

$$\Delta G_T(7) = \Delta G_T^0(7) + RT \ln K_p(7) = 0, \quad (9.10)$$

$$\Delta G_T(8) = \Delta G_T^0(8) + RT \ln K_p(8) = 0, \quad (9.11)$$

$$\Delta G_T(9) = \Delta G_T^0(9) + RT \ln K(9). \quad (9.12)$$

Константы K и K_p выражаются через парциальные давления газов в системе:

$$K_p(7) = \frac{P(\text{FeCl}_3)P^{3/2}(\text{H}_2\text{O})}{P^3(\text{HCl})},$$

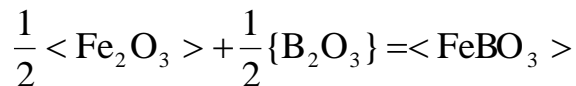
$$K_p(8) = \frac{P(\text{HBO}_2)}{P^{1/2}(\text{H}_2\text{O})},$$

$$K(9) = \frac{P^3(\text{HCl})}{P(\text{FeCl}_3)P(\text{HBO}_2)P(\text{H}_2\text{O})}.$$

Подставляя эти константы в (9.10), (9.11) и (9.12), а затем, складывая уравнения, получим

$$\Delta G_T(9) = \Delta G_T^0(7) + \Delta G_T^0(8) + \Delta G_T^0(9). \quad (9.13)$$

Сумму, стоящую в правой части (9.13) легко определить, если уравнения (9.7), (9.8) и (9.9) сложить (умножив предварительно (9.7) и (9.8) на 1/2)



и найти для полученного уравнения величину ΔG_T^0 , используя таблицу 9.1. В итоге при $T = 1000 \text{ K}$ имеем $\Delta G_T(9) = \Delta G_T^0 = -10,1 \text{ ккал/моль}$. Полученный результат свидетельствует о том, что синтез FeVO_3 в данном случае должен

осуществляться с достаточно высокой скоростью.

Отметим еще следующее обстоятельство. При синтезе из газовой фазы химического соединения FeVO_3 на основе реакций (9.7), (9.8) и (9.9) можно не заботиться о близости условий синтеза к равновесным, поскольку эти реакции в процессе синтеза идут только в одном направлении. Однако кристаллы высокого качества могут быть выращены лишь при использовании режимов, близких к равновесным.

9.2 Синтез изометричных кристаллов FeVO_3 из газовой фазы: эксперимент

Из двух рассмотренных возможностей выращивания монокристаллов FeVO_3 для экспериментальной реализации мы выбрали метод синтеза из газовой фазы [174, 175]. Это связано с относительной простотой и безопасностью (см. ниже) экспериментов, а также хорошей воспроизводимостью результатов.

Схема экспериментов такова. Исходные реактивы, Fe_2O_3 и B_2O_3 , помещаются в отдельные платиновые лодочки, которые затем располагаются в кварцевой ампуле. После этого ампула тщательно откачивается, заполняется хлористым водородом HCl до определенного давления и затем герметически запаивается. Синтез FeVO_3 осуществляется в безградиентной температурной зоне горизонтальной ростовой печи, где ампула выдерживается при неизменной температуре в течение некоторого (обычно довольно продолжительного) времени.

Существенное усовершенствование рассмотренной схемы достигнуто нами за счет использования затравочных монокристаллов FeVO_3 . В этом случае рост осуществляется при пониженном давлении (HCl), что ведет к значительному улучшению качества получаемых кристаллов. При этом практически отсутствует спонтанное зародышеобразование. Кристаллы почти всегда растут только на затравку. Пониженное давление хлористого водорода также исключает взрывы ростовых ампул, которые наблюдались авторами [315] при спонтанном синтезе методом газового транспорта.

Рассмотрим теперь развитую нами технологию синтеза FeVO_3 из газовой фазы подробнее. Подготовительная работа начиналась с обезвоживания исходных реактивов, поскольку остатки воды приводят к неконтролируемым изменениям условий кристаллизации. Порошкообразная окись железа Fe_2O_3 и стекловидная окись бора B_2O_3 , находящиеся в отдельных платиновых лодочках, выдерживались в течение десяти часов в муфельной печи при температуре

700°C. При этом за счет выделения воды окись бора теряла 1/4 своего веса. Вес окиси железа изменялся незначительно. Затем на лодочке с Fe_2O_3 укреплялся специальный платиновый держатель с затравочными кристаллами. Затравочные кристаллы, выращенные из раствора в расплаве или кристаллизацией из газовой фазы, отбирались с учетом их огранки по результатам измерений АФМР. После этого лодочки помещались в кварцевую ампулу длиной $150 \div 200$ мм и диаметром $25 \div 30$ мм. Ампула с лодочками запаивалась с одного конца. Другой, открытый конец, соединялся с газонаполнительной системой (рис. 9.1). Сначала из ампулы откачивался воздух до получения вакуума 10^{-3} мм рт. ст. Затем она наполнялась тщательно обезвоженным хлористым водородом. Давление (HCl) в экспериментах варьировалось от 0,1 до 0,3 атм. при комнатной температуре. Оптимальным оказалось давление 0,2 атм. После наполнения хлористым водородом второй конец ампулы также запаивался, и она помещалась в горизонтальную ростовую печь, в которой за счет неравномерной намотки нагревательной спирали создавалась зона с минимальным температурным градиентом ($\sim 2^\circ$) вдоль шахты печки. Эту зону будем называть безградиентной (см. выше). Ампула располагалась именно в этой зоне. Поскольку при синтезе FeVO_3 из газовой фазы реакции идут в одну сторону, смещать равновесие в другую сторону с помощью температурного градиента не требуется. Температура в безградиентной зоне печи составляла $740 \div 760^\circ\text{C}$. Заданная температура поддерживалась с помощью высокоточного регулятора температуры РИФ-101, который допускал ее колебания не более, чем на $0,1^\circ$. Схема кристаллизационной установки представлена на рис. 9.2.

Продолжительность наших ростовых экспериментов составляла от 20 до 40 суток. По окончании процесса кристаллизации ампула (рис. 9.3) извлекалась из остывшей печи и вскрывалась алмазной пилой. На месте затравок обнаруживались крупные объемные монокристаллы FeVO_3 с хорошей огранкой. Размеры образцов достигали 1 см в поперечнике. Большинство граней имело зеркальный блеск. Кристаллы, выросшие спонтанно, обнаруживались в ампуле в малом количестве. Они всегда оказывались очень

мелкими (менее 1 мм) и иногда представляли собой сростки. На рис. 9.4 изображена извлеченная из ампулы платиновая лодочка, в которой хорошо видны два крупных монокристалла FeVO_3 выросших из двух затравок.

Установлено, что на форму кристаллов определенным существенным образом влияет форма и место расположения затравки в ампуле. Это дает возможность в какой-то степени планировать результаты ростовых экспериментов.

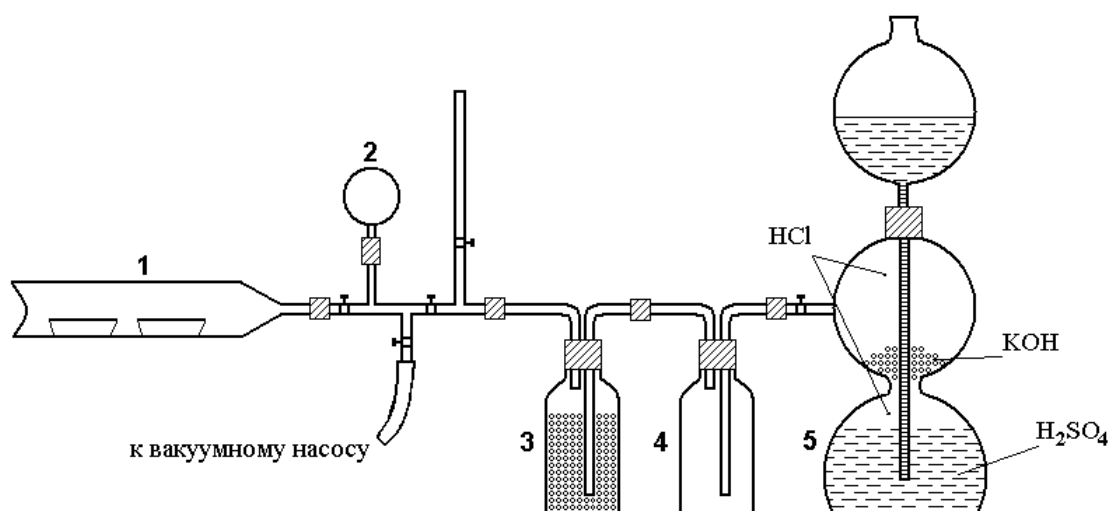


Рис.9.1

Газонаполнительная система: 1 – ростовая ампула с лодочками; 2 – манометр; 3 – колба с водопоглощающим веществом; 4 – колба, предохраняющая систему от попадания серной кислоты; 5 – аппарат Киппа, используемый для получения хлористого водорода

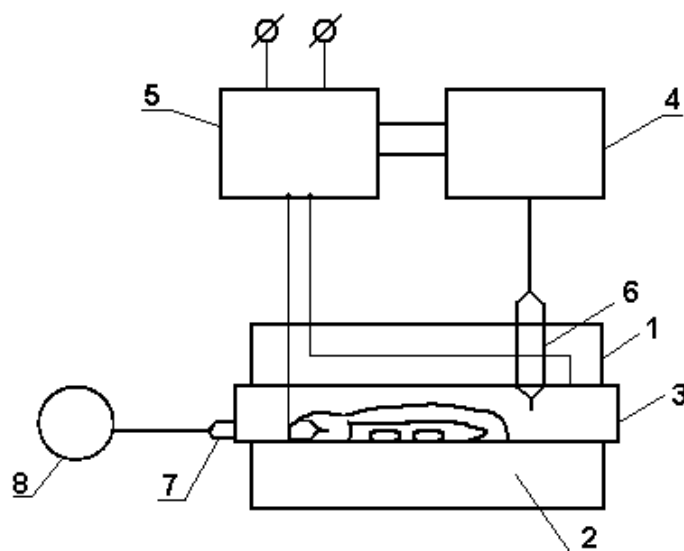


Рис. 9.2.

Схема кристаллизационной установки: 1 – ростовая печь; 2 – теплоизолирующий материал; 3 – шахта; 4 – регулятор температуры; 5 – силовой блок; 6 – управляющая термопара; 7 – контрольная термопара; 8 – милливольтметр

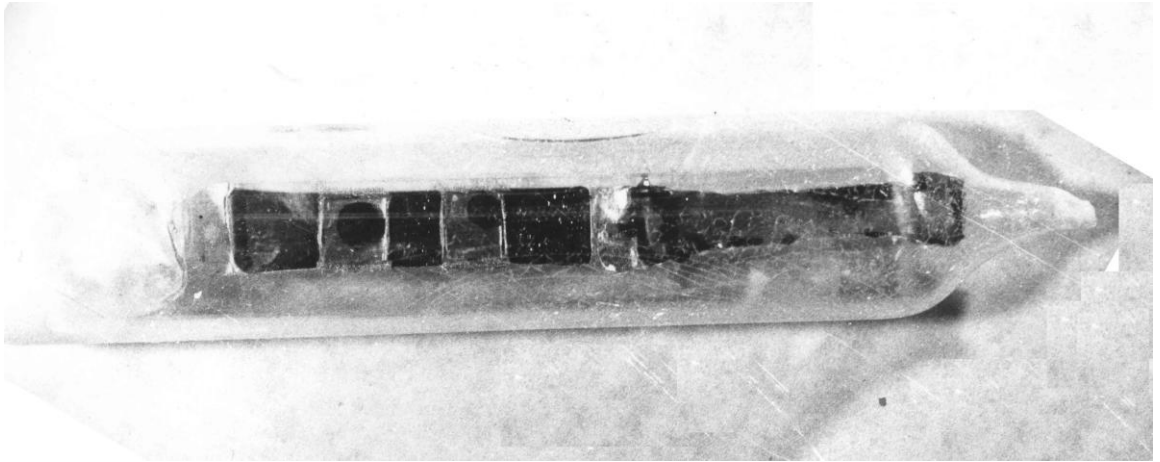


Рис.9.3.

Ростовая ампула после завершения процесса кристаллизации

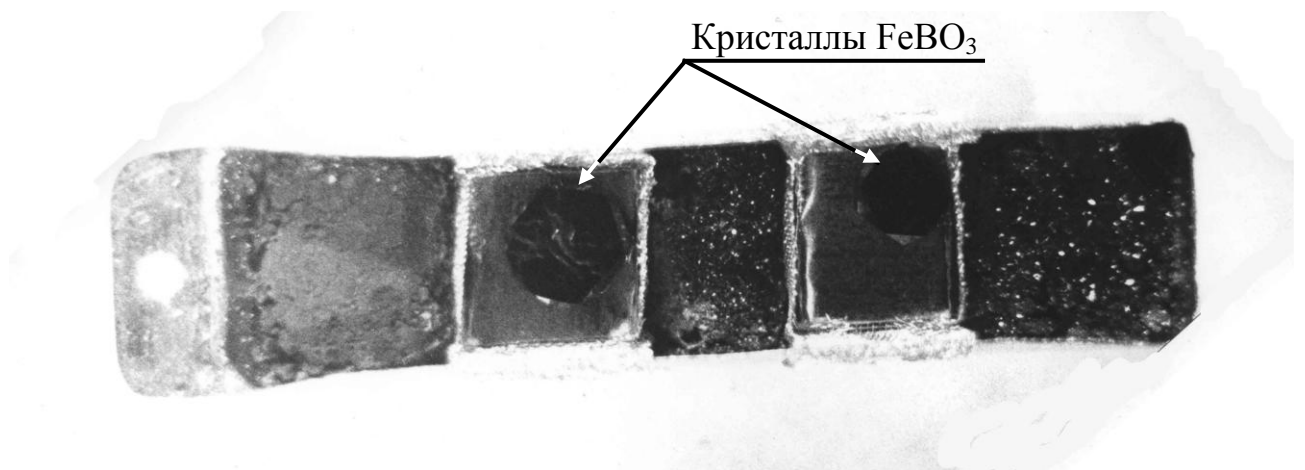


Рис.9.4.

Лодочка с выросшими в ней кристаллами FeVO_3

9.3 Морфология изометричных образцов

Несмотря на кажущееся многообразие форм синтезированных из газовой фазы кристаллов бората железа (рис. 9.5), по внешнему виду их можно условно разделить на три больших группы [3]: ромбоэдрические, пирамидально-призматические и таблеточные (рис. 9.6). На рис. 9.7 представлены модели кристаллов, относящихся к указанным группам.

Прежде, чем рассматривать эти группы кристаллов, напомним понятие простой формы. Простой формой называется многогранник, все грани которого можно совместить друг с другом с помощью преобразований симметрии, свойственных данному кристаллу [316].

Кристаллы первой группы имеют форму ромбоэдра (рис.9.6а) с гранями простой формы $\{01\bar{1}2\}$ в гексагональной системе координат. Индексы трех верхних граней $(01\bar{1}2)$, $(1\bar{1}02)$ и $(\bar{1}012)$ получаются циклической перестановкой первых трех индексов. Индексы нижних граней получаются из индексов верхних одновременной заменой знаков всех индексов на противоположные. Угол между соседними ребрами этих граней, сходящимися к оси третьего порядка в вершине ромбоэдра, равен $79,92^\circ$. Будем называть этот ромбоэдр основным. Наряду с гранями простой формы $\{01\bar{1}2\}$ кристаллы этой группы имеют грани простой формы $\{0001\}$ (базисный пинакоид). Эти грани в большей или меньшей степени срезают вершины ромбоэдра. В нашей практике не встречались кристаллы, естественная огранка которых включала бы грани только этих двух простых форм. Ребра основного ромбоэдра (реберная форма $\langle 11\bar{3} \rangle$ в ромбоэдрической системе координат), сходящиеся к его вершинам, у наших кристаллов всегда срезаны в большей или меньшей степени гранями другого ромбоэдра простой формы $\{10\bar{1}4\}$ (рис.9.7а). Назовем этот ромбоэдр обратным, поскольку ориентация его граней в пространстве напоминает ориентацию граней основного ромбоэдра, отраженного в базисной плоскости. Это означает, что обратный ромбоэдр повернут относительно основного вокруг

оси Z_z на 60° . На рис. 9.7 указаны лишь номера граней (см. текст ниже). Индексы граней в гексагональной ($hkil$) и ромбоэдрической (HKL) системах координат вместе с номерами этих граней приведены в таблице 9.3.

Примечательной особенностью граней обратного ромбоэдра является их прямоугольная форма, поскольку при пересечении этих граней с гранями основного ромбоэдра и базисного пинакоида образуются взаимно ортогональные ребра (рис. 9.7). Эта особенность граней позволяет визуально выделять их среди остальных и идентифицировать грани перечисленных трех простых форм.

Остальные шесть ребер основного ромбоэдра, не пересекающих ось симметрии третьего порядка, срезаны гранями шестигранной призмы простой формы $\{11\bar{2}0\}$ (рис.9.7а).

Внешняя форма следующей большой пирамидально-призматической группы (рис.9.6б) нередко имеет ось симметрии шестого порядка. Наиболее развитыми гранями у кристаллов, относящихся к этой группе, обычно являются грани простой формы $\{11\bar{2}3\}$, образующей шестигранную бипирамиду, и шесть граней призмы $\{11\bar{2}0\}$. Вершины пирамиды обычно срезаны гранями базисного пинакоида. Наряду с гранями, указанных трех простых форм кристаллы рассматриваемой группы всегда имеют грани основного и/или обратного ромбоэдра. Одну из разновидностей таких кристаллов с гранями всех перечисленных простых форм представляет модель на рис. 9.7б.

Отметим, что некоторые из двенадцати граней бипирамиды $\{11\bar{2}3\}$ часто имеются и у кристаллов ромбоэдрической группы.

Каждая из упомянутых пяти простых форм имеет свое значение индекса l (0, 1, 2, 3 и 4). Поэтому для краткости иногда удобно всю форму обозначать ее индексом l . В принятой нами системе обозначений номер грани состоит из двух чисел lm (см. рис. 9.7 и табл. 9.3). Здесь m – порядковый номер грани с заданным l при обходе вокруг оси третьего порядка.

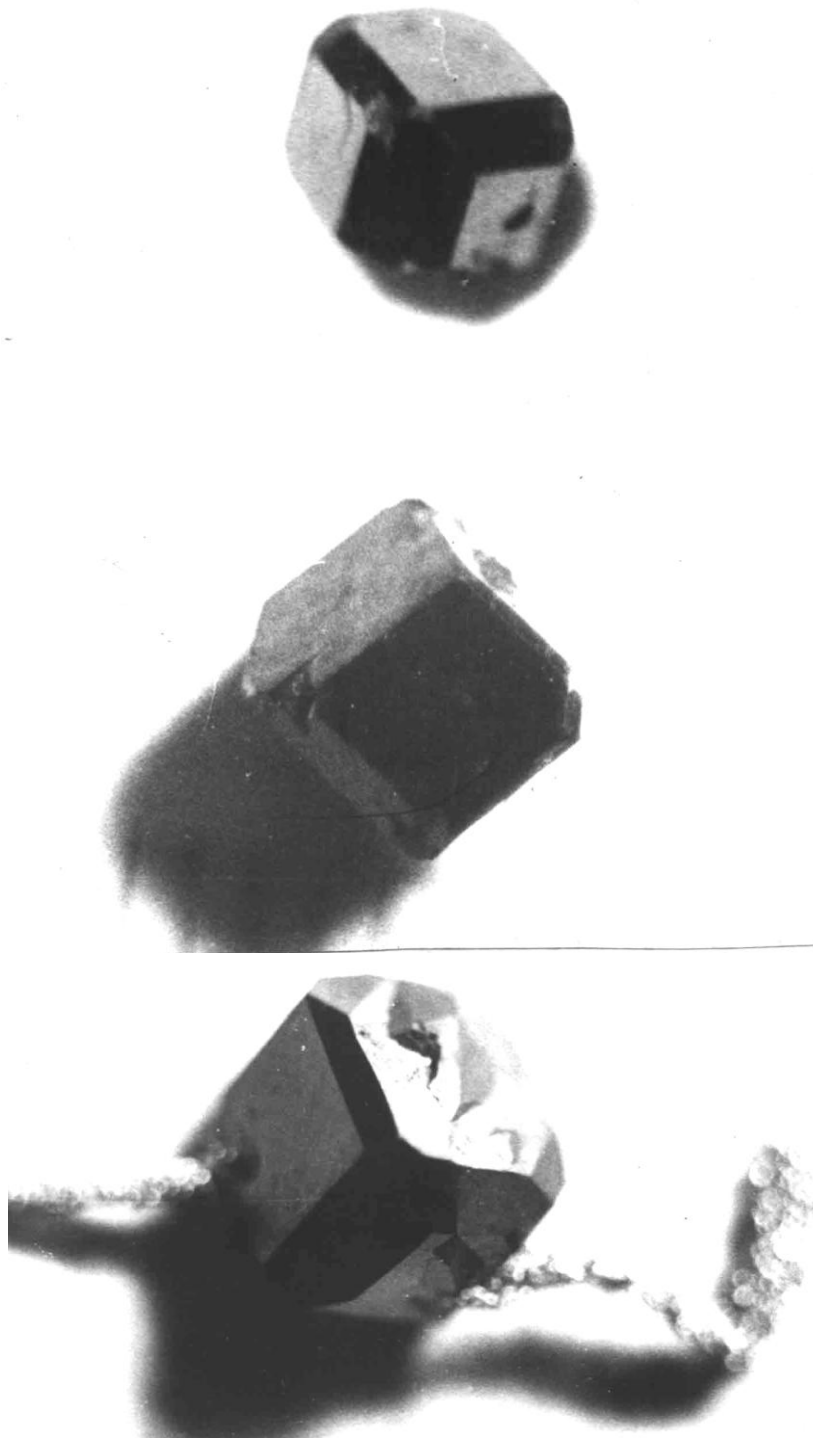


Рис. 9.5

Кристаллы FeVO_3 , синтезированные из газовой фазы

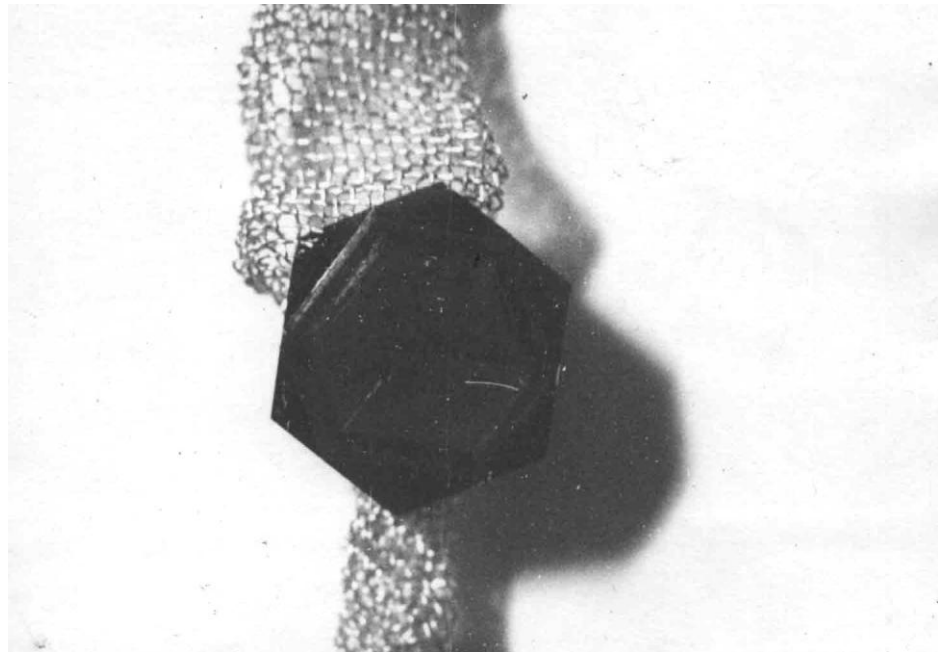
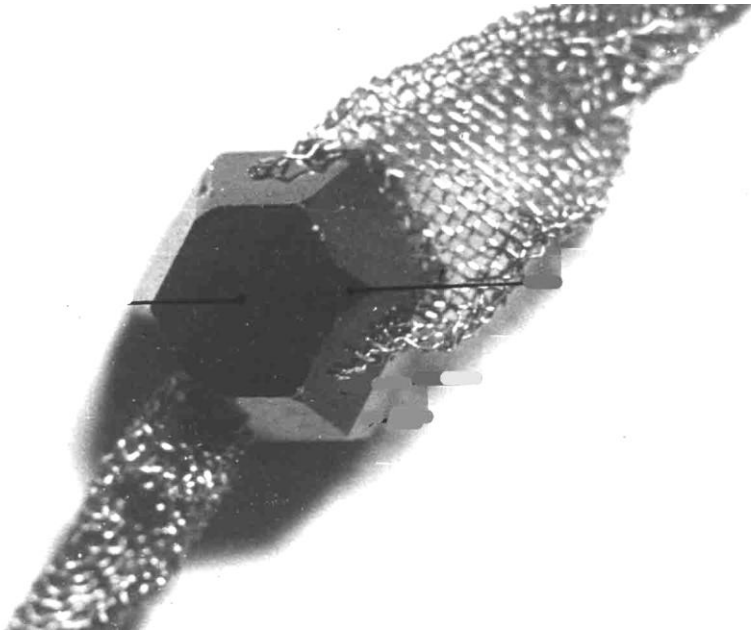


Рис. 9.5
Продолжение

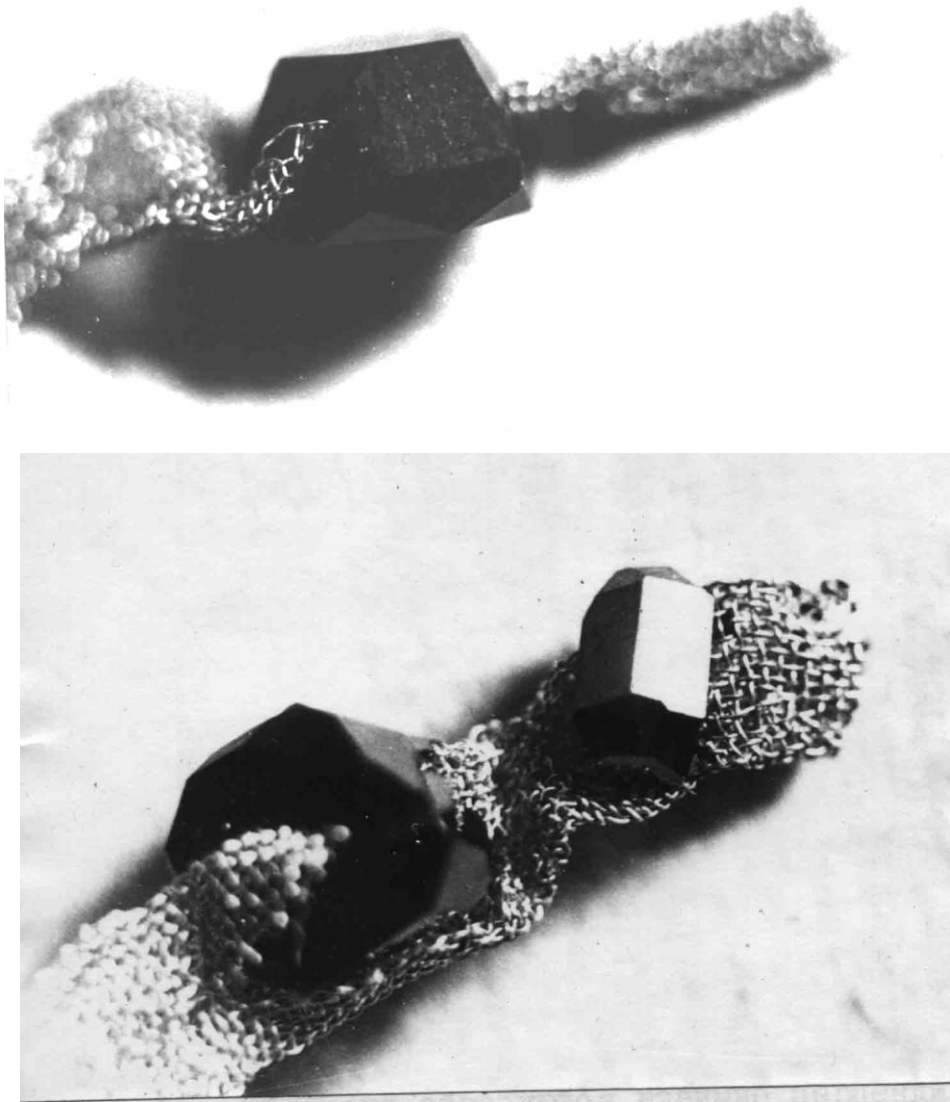


Рис. 9.5
Продолжение

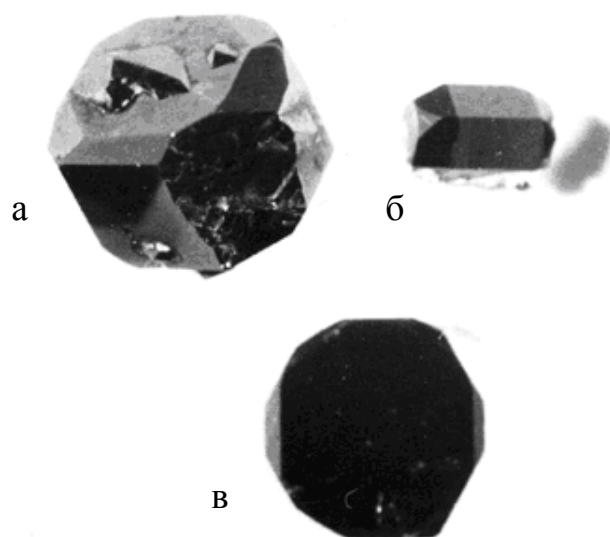


Рис. 9.6

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

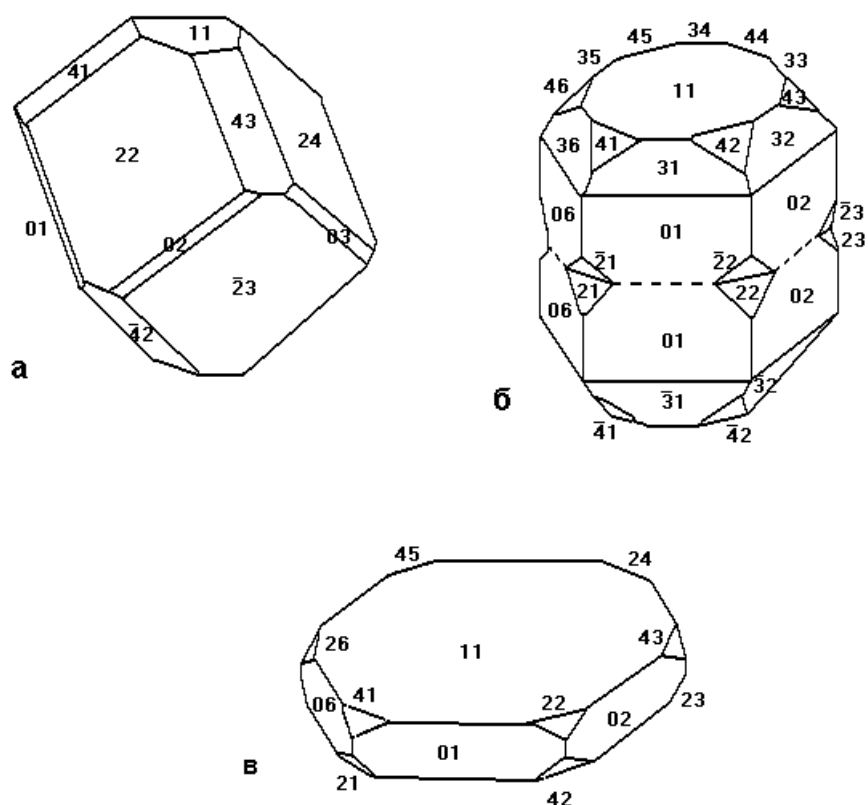


Рис. 9.7

Модели внешней формы кристаллов трех групп: ромбоэдрической (а), пирамидально-призматической (б) и таблеточной (в)

Таблица 9.3

Индексы граней и ретикулярные плотности

N	(hkil)	(HKL)	σ	N	(hkil)	(HKL)	σ
11	(0001)	(111)	10	21	(10 $\bar{1}$ 2)	(411)	2,4
$\bar{1}$ 1	(000 $\bar{1}$)	($\bar{1}$ $\bar{1}$ $\bar{1}$)	10	22	(01 $\bar{1}$ 2)	(110)	7,3
01	(11 $\bar{2}$ 0)	(10 $\bar{1}$)	4,8	23	($\bar{1}$ 102)	(141)	2,4
02	($\bar{1}$ 2 $\bar{1}$ 0)	(01 $\bar{1}$)	4,8	24	($\bar{1}$ 012)	(011)	7,3
03	($\bar{2}$ 110)	($\bar{1}$ 10)	4,8	25	(0 $\bar{1}$ 12)	(114)	2,4
04	($\bar{1}$ $\bar{1}$ 20)	($\bar{1}$ 01)	4,8	26	(1 $\bar{1}$ 02)	(101)	7,3
05	(1 $\bar{2}$ 10)	(0 $\bar{1}$ 1)	4,8	$\bar{2}$ 1	(10 $\bar{1}$ 2)	(0 $\bar{1}$ $\bar{1}$)	7,3
06	(2 $\bar{1}$ $\bar{1}$ 0)	(1 $\bar{1}$ 0)	4,8	$\bar{2}$ 2	(01 $\bar{1}$ 2)	($\bar{1}$ $\bar{1}$ 4)	2,4
31	(11 $\bar{2}$ 3)	(210)	4,3	$\bar{2}$ 3	($\bar{1}$ 102)	($\bar{1}$ 0 $\bar{1}$)	7,3
32	($\bar{1}$ 2 $\bar{1}$ 3)	(120)	4,3	$\bar{2}$ 4	($\bar{1}$ 012)	($\bar{4}$ $\bar{1}$ $\bar{1}$)	2,4
33	($\bar{2}$ 113)	(021)	4,3	$\bar{2}$ 5	(0 $\bar{1}$ 12)	($\bar{1}$ $\bar{1}$ 0)	7,3
34	($\bar{1}$ $\bar{1}$ 23)	(012)	4,3	$\bar{2}$ 6	(1 $\bar{1}$ 02)	($\bar{1}$ 4 $\bar{1}$)	2,4
35	(1 $\bar{2}$ 13)	(102)	4,3	41	(10 $\bar{1}$ 4)	(211)	5,6
36	(2 $\bar{1}$ $\bar{1}$ 3)	(201)	4,3	42	(01 $\bar{1}$ 4)	(552)	1,9
$\bar{3}$ 1	(1123)	(0 $\bar{1}$ 2)	4,3	43	($\bar{1}$ 104)	(121)	5,6
$\bar{3}$ 2	($\bar{1}$ 2 $\bar{1}$ 3)	($\bar{1}$ 0 $\bar{2}$)	4,3	44	($\bar{1}$ 014)	(255)	1,9
33	($\bar{2}$ 113)	(20 $\bar{1}$)	4,3	45	(0 $\bar{1}$ 14)	(112)	5,6
$\bar{3}$ 4	($\bar{1}$ $\bar{1}$ 23)	($\bar{2}$ 10)	4,3	46	(1 $\bar{1}$ 04)	(525)	1,9
35	(1213)	($\bar{1}$ 20)	4,3	$\bar{4}$ 1	(10 $\bar{1}$ 4)	(255)	1,9
36	(2 $\bar{1}$ $\bar{1}$ 3)	(02 $\bar{1}$)	4,3	42	(01 $\bar{1}$ 4)	($\bar{1}$ $\bar{1}$ 2)	5,6
				43	($\bar{1}$ 104)	(525)	1,9
				44	($\bar{1}$ 014)	(2 $\bar{1}$ $\bar{1}$)	5,6
				45	(0 $\bar{1}$ 14)	(552)	1,9
				46	(1 $\bar{1}$ 04)	($\bar{1}$ 2 $\bar{1}$)	5,6

Любопытно отметить, что некоторые ребра бипирамиды совпадают по направлению с трансляциями примитивной ромбоэдрической ячейки. Так, общее ребро граней 33 и 34 направлено вдоль трансляции **a**, общее ребро граней 35 и 36 – вдоль трансляции **b**, общее ребро граней 31 и 32 – вдоль трансляции **c**.

Кристаллы таблеточной группы имеют вид шестигранной призмы с малым расстоянием между основаниями (рис. 9.6в, 9.7в). Верхние и нижние углы этой призмы по периметру обеих базисных граней притуплены гранями основного и обратного ромбоэдров.

В качестве затравок для дальнейшего разращивания мы использовали, как правило, кристаллы таблеточной группы. Поэтому представляет особый интерес обсуждение морфологии этих кристаллов. Из них можно выделить три разновидности. У первой разновидности шесть верхних углов призмы срезаны поочередно то гранью формы 2 ($l = 2$), то гранью формы 4 ($l = 4$). При этом на одном и том же ребре призмы под гранью формы 2 расположена грань формы 4 и, наоборот. Грани этих форм, срезающие концы одного и того же ребра призмы, будем называть противоположащими, а соседние по периметру грани – прилежащими. Мы обнаружили, что при разращивании таких кристаллов получают монокристаллы первой группы (ромбоэдрической формы) типа изображенного на рис.9.7а. Это и неудивительно, поскольку чередование граней форм 2 и 4 у синтезированного образца точно такое же, как у исходного затравочного кристалла.

У второй разновидности таблеточных кристаллов верхние углы призмы срезаны гранями формы 4, а нижние – гранями формы 2. Эти кристаллы особенно привлекательны правильностью внешней формы. Заметим, что и в этом случае на разных концах одного и того же ребра призмы расположены грани разных форм. Как показал опыт, из этих кристаллов вырастает верхняя (или нижняя) половина изображенного на рис. 9.7б кристалла. Далее мы покажем, что это скрытые двойники прорастания.

У третьей разновидности таблеточных кристаллов и верхние, и нижние углы гексагональной призмы срезаны гранями одного из двух ромбоэдров. Как показывает наш опыт, из таких затравок вырастают кристаллы, подобные изображенному на рис. 9.7б. Это два скрытых двойника прорастания, сращенных по базисной плоскости (пунктир).

Симметричный анализ позволяет заключить, что прилежащие и противолежащие грани прямого или обратного ромбоэдров не могут принадлежать одной простой форме. Действительно, три продольные плоскости симметрии кристалла проходят через середины указанных граней и включают ось 3. В этом случае симметричными относительно такой плоскости и, следовательно, принадлежащими к одной простой форме будут не прилежащие грани, а грани через одну. Заметим, что прилежащие грани не совмещаются и другими элементами симметрии кристалла. Для совмещения же противолежащих граней необходима плоскость симметрии, параллельная базисной плоскости. Таким элементом симметрии кристалл не обладает. Поэтому, указанные прилежащие и противолежащие грани монокристалла бората железа должны относиться к разным простым формам. Различие внешне эквивалентных (связанных осью 6, которая относится только к внешней форме, но не содержится среди элементов симметрии кристаллической структуры) граней, принадлежащих к разным простым формам, очень хорошо проявляется при записи индексов граней не в гексагональной ($hkil$), а в ромбоэдрической (HKL) системе координат (см. табл. 9.3). Последняя для бората железа более естественна, поскольку основная ячейка этого кристалла – ромбоэдр, а не гексагональная призма. Например, в гексагональной системе координат внешне эквивалентные грани имеют индексы $(10\bar{1}4)$ и $(10\bar{1}\bar{4})$. В ромбоэдрической же системе координат грань $(10\bar{1}4)$ имеет индексы (211) , а грань $(10\bar{1}\bar{4})$ – индексы $(\bar{2}55)$. Большие значения индексов в последнем случае должны свидетельствовать о малой вероятности появления соответствующих граней в естественной огранке кристалла (см. ниже). В таблице 9.3 приведены индексы всех типов обнаруженных нами граней монокристаллов бората железа и

ретикулярные плотности σ для них, рассчитанные относительно ретикулярной плотности для базисной грани, принятой за 10. Грани, образующие одинаковые углы с одной из двух базисных граней в таблице сгруппированы. Грани, соответствующие одинаковым ретикулярным плотностям образуют простую форму. Из таблицы видно, что этому критерию удовлетворяют шесть боковых граней призмы $\{11\bar{2}0\}$ и все двенадцать граней бипирамиды $\{11\bar{2}3\}$. Такой результат понятен, поскольку прилежащие грани для каждой из упомянутых форм связаны плоскостью симметрии. Принадлежность к одной простой форме противоположащих граней бипирамиды обеспечивается в этом случае другими элементами симметрии кристалла. Граням же прямого и обратного ромбоэдров соответствуют по две ретикулярные плотности, что свидетельствует о существовании двух простых форм $\{01\bar{1}2\}$, $\{10\bar{1}2\}$ прямого ромбоэдра и двух простых форм $\{10\bar{1}4\}$ и $\{01\bar{1}4\}$ обратного ромбоэдра. Заметим, что полный набор граней каждой из указанных простых форм получается путем циклической перестановки первых трех индексов и одновременной сменой знаков у всех индексов. Как прямые, так и обратные ромбоэдры повернуты вокруг оси 3 друг относительно друга на 60° .

Однако рентгеновские исследования выявили для граней прямого и обратного ромбоэдров только по одной, большей, ретикулярной плотности (см. табл. 3.4), что, в свою очередь, означает существование только одной простой формы прямого $\{01\bar{1}2\}$ и одной простой формы обратного $\{10\bar{1}4\}$ ромбоэдров. Как и ожидалось, грани нереализуемых ромбоэдров включают большие значения индексов в ромбоэдрической системе координат. Обратим внимание на неожиданный побочный результат, к которому приводит таблица 9.3. При сопоставлении этой таблицы с морфологическим описанием FeVO_3 в обзоре [3] было обнаружено, что в качестве основного и обратного ромбоэдров авторы обзора выбрали ромбоэдры с гранями малой ретикулярной плотности, которые не образуются.

Как известно, грани естественного роста отличаются от других

кристаллографических плоскостей большой ретикулярной плотностью, которая пропорциональна межплоскостному расстоянию. Здесь мы вплотную подошли к проблеме двойникования FeVO_3 . Поскольку борат железа относится к пространственной группе D_{3d}^6 , на рентгенограмме вращения индексы рефлексов этих кристаллов должны удовлетворять условию $h - k + l = 3n$ или $-h + k + l = 3n$ в зависимости от выбора системы координат. Мы получили рентгенограммы вращения кристаллов таблечной группы. Образцы ориентировались трансляцией **a** вдоль оси вращения. Рентгеновский пучок освещал весь кристалл размером 0,5 мм.

От кристаллов с противоположащими и прилежащими гранями разных форм (первая разновидность таблечных кристаллов, см. выше) $\{01\bar{1}2\}$ и $\{10\bar{1}4\}$ получены рефлексы, индексы которых удовлетворяют одному из приведенных выше условий. При этом другому условию могут удовлетворять индексы только тех рефлексов, у которых $h = k$, и $l = 3n$ или же $h - k = 3n'$ и $l = 3n''$. Это означает, что такие кристаллы не являются двойниковыми. Они представляют собой одиночные монокристаллы. Из таких кристаллов, используемых в качестве затравок, обычно вырастают кристаллы ромбоэдрической группы.

На рентгенограммах вращения, полученных от других разновидностей кристаллов таблечной группы, появляются рефлексы, которые можно разделить на три примерно равновеликие группы. Индексы этих рефлексов удовлетворяют условию $h + k + l = 3n$ или $-h + k + l = 3n$, или обоим условиям одновременно. Следовательно, эти кристаллы являются скрытыми двойниками. При дальнейшем разращивании из них получают кристаллы типа изображенного на рис. 9.7б или его части, отсекаемой по пунктирной линии. След плоскостей двойникования хорошо виден на гранях призмы $\{11\bar{2}0\}$ при протравливании кристалла. Ямки травления игольчатой формы развернуты примерно на 30° по обе стороны от плоскости двойникования. Плоскости двойникования видны на гранях призмы $\{11\bar{2}0\}$ и при наблюдении доменной структуры с помощью магнитной суспензии. Плоскости двойникования

походят вдоль оси третьего порядка и осей второго порядка (нормали к граням призмы), то есть совпадают с плоскостями формы $\{10\bar{1}0\}$. Этот вывод согласуется с топограммой скрытого двойника, приведенной в [3].

Таким образом, диагностическими гранями в отношении скрытых двойников FeVO_3 являются грани естественной огранки лишь двух из пяти простых форм $\{01\bar{1}2\}$ и $\{10\bar{1}4\}$. По расположению этих граней на затравочном кристалле размерами обычно менее 1 мм, можно предсказать, какого типа кристалл вырастет из такой затравки. Если на затравочном кристалле прилежащими и противоположащими являются грани двух разных диагностических форм, то из него вырастет одиночный монокристалл (не являющийся двойником). Если на затравочном кристалле прилежат грани одной формы, а противоположат грани разных диагностических форм, то следует ожидать появления скрытого двойника с плоскостями двойникования $\{10\bar{1}0\}$. Затравка, содержащая прилежащие и противоположащие грани одной диагностической формы, должна привести к синтезу дважды двойника: к плоскостям двойникования $\{10\bar{1}0\}$ добавится и плоскость срастания (0001) (рис.9.76).

9.4 Синтез высокосовершенных базисных пластин бората железа из раствора в расплаве

Для получения базисных пластин FeBO_3 высокого структурного совершенства мы разработали и применили технологию, основанную методе синтеза из раствора в расплаве [274, 275, 317]. При этом выращивались как чистые монокристаллы бората железа, так и содержащие легирующие примеси в малых концентрациях $\text{Fe}_{1-x}\text{Me}_x\text{BO}_3$ (Me: Ni, Co, Mn, Mg и т.п.). Крупные образцы получались при спонтанном зарождении с использованием шихты следующих составов (мас.%):

Fe_2O_3	6,03 ÷ 6,57
PbF_2	29,74 ÷ 30,01
PbO	13,31 ÷ 13,89
Me_mO_n	0,05 ÷ 0,11
B_2O_3	остальное

Кристаллизационные процессы проводились с использованием малых навесок шихты. Шихта наплавлялась в платиновом конусном тигле объемом 90 мл в муфельной печи при температуре 800°C . Затем тигель накрывался тонкой платиновой крышкой с 8 – 10 отверстиями диаметром 3 мм с отвальцовкой краев. На тигель с шихтой плотно надевался другой конусный платиновый тигель объемом 75 мл (тигель-крышка) и вся конструкция помещалась в контейнер из огнеупорного материала (шамота). У дна тигля с шихтой укреплялась измерительная термопара ПП-1. Контейнер с тиглями располагался в вертикальной шахте ростовой печи. Благодаря разработанному и изготовленному механическому устройству, печь могла переворачиваться на 180° вокруг горизонтальной оси.

Температурный режим ростового процесса следующий:

- 1) нагрев до $910 \div 930^\circ\text{C}$ со скоростью $200 \div 250$ град/ч;
- 2) выдержка в течение $36 \div 48$ часов;

- 3) быстрое охлаждение до $835 \div 830^{\circ}\text{C}$;
- 4) выдержка в течение $12 \div 18$ часов;
- 5) снижение до $810 \div 800^{\circ}\text{C}$ со скоростью $0,3$ град/ч, переверот печи;
- 6) снижение до 420°C со скоростью $25 \div 35$ град/ч, отключение печи.

После снижения температуры в печи до комнатной контейнер с тиглями извлекался из печи и раскрывался. Отвердевший раствор-расплав оказывался в тигле-крышке, а на платиновой крышке с отверстиями с хорошей повторяемостью обнаруживалось несколько крупных монокристаллов бората железа в форме базисных пластин (рис.9.8) с линейными размерами в базисной плоскости до 15 мм, толщиной до 150 мкм. Получаемые таким образом кристаллы имели высокое структурное совершенство: полуширина рентгеновской кривой качания не превосходила $10''$.

Подчеркнем важность отделения жидкого раствора-расплава от синтезированных кристаллов. Если такого отделения не происходит, то кристаллы подвергаются воздействию термических деформаций отвердевающего раствора-расплава, что приводит, обычно, к разрушению крупных кристаллов и возникновению механических напряжений в более мелких.

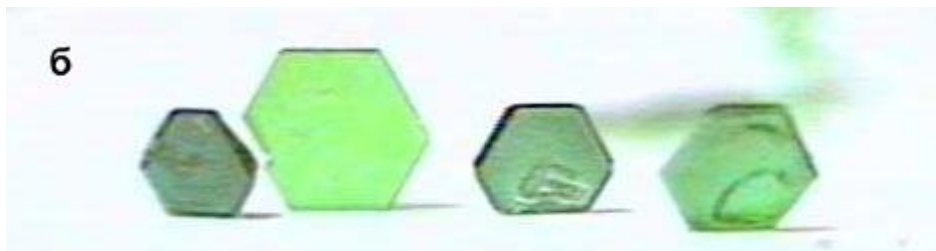
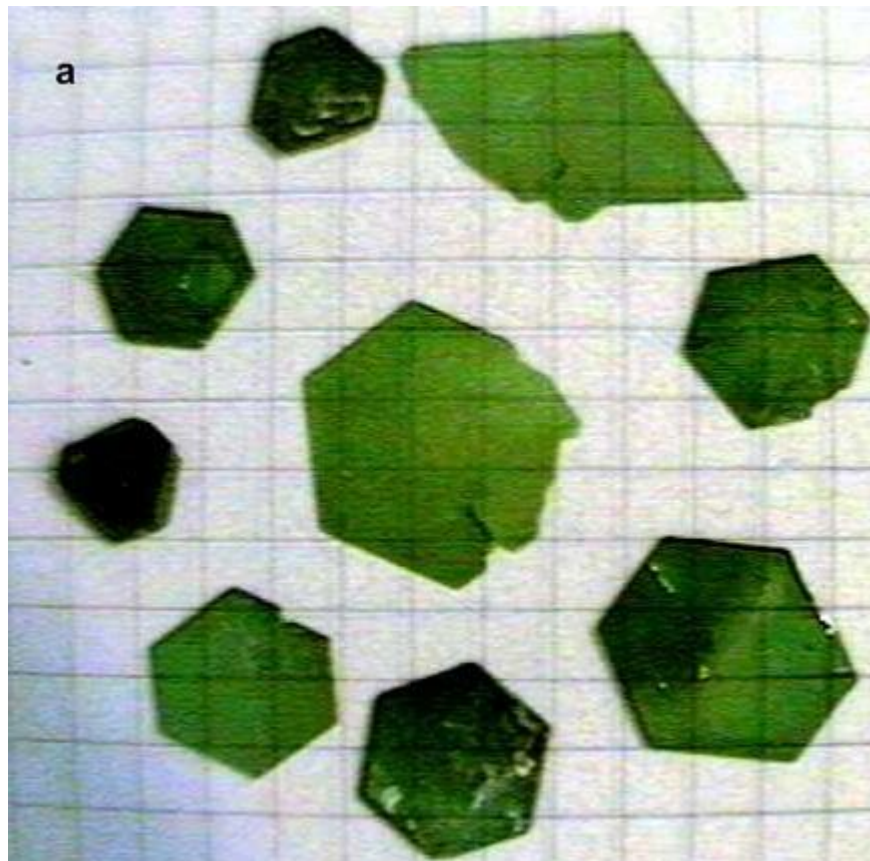


Рис.9.8

Монокристаллы бората железа в форме базисных пластин

Результаты и выводы главы 9

1. Разработана технология синтеза из газовой фазы и выращены объемные монокристаллы бората железа с небазисными гранями оптического качества, пригодные для магнитооптических и магнитоакустических экспериментов. Установлена корреляция между формами затравочного и синтезированного кристаллов, что позволяет процессом формообразования управлять.

2. Разработана технология раствор-расплавного синтеза и получены кристаллы FeVO_3 в виде базисных пластин крупных размеров высокого структурного совершенства.

3. 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: (0001) , $(10\bar{1}4)$, $(11\bar{2}0)$, $(11\bar{2}3)$ и $(01\bar{1}2)$.

Результаты, представленные в гл.9, опубликованы в работах [174, 175, 274, 275, 317].

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 индуцированной 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) .

Автор считает своим приятным долгом выразить искреннюю благодарность В.Е. Зубову, А.П. Королюку, А.С. Костинскому, Г.С. Кринчику, И.С. Любутину, Е.М. Максимовой, Ю.Н. Мицаю, И.А. Наухацкому, А.К. Панкратову, Н.С. Постывей, А.Р. Прокопову, В.А. Саркисяну, В.Н. Селезеву, К.М. Скибинскому, В.В. Тарakanову, В.И. Хижному, С.В. Ягупову, плодотворное сотрудничество с которыми и чья дружеская поддержка сделали возможным выполнение настоящей работы.

Особо в этой связи автор отмечает Виктора Евгеньевича Зубова, значимость профессионального и человеческого общения с которым трудно переоценить.

ЛИТЕРАТУРА

1. Bernal L., Struck C.W., Whitte T.G. New Transition Metal Borates with Calcite Structure // *Acta Cryst.* - 1963. - V.16. - No 8. - P.849 - 850.
2. Diehl R. Crystal Structure Refinement of Ferrit Borate, FeBO_3 // *Sol. Stat. Gom.* - 1975. - V.17. - No 6. - P.743 - 745.
3. Diehl R., Tantz W., Nolang B.I., Wetling W. Growth and Properties of Iron Borate, FeBO_3 // *Current Topics in Materials Science.* - Uppsala, 1984. - V.11. - Ch.3. - P.241- 387.
4. Pernet M., Elmalch D., Toubert T.G. Structure magnetique du metaborate de fee FeBO_3 // *Sol. Stat. Com.* - 1970. - V.8. - P.1583 - 1587.
5. Петров М.П., Смоленский Г.А., Паугурт А.Г., Кижаяев С.А., Чижов М.К. Ядерный магнитный резонанс и слабый ферромагнетизм в FeBO_3 // *ФТТ.* - 1972. - Т.14. - №1. - С.109 - 113.
6. Кадомцева А.М., Левитин Р.З., Попов Ю.Ф., Селезнев В.Н. Усков В.В. Магнитные и магнитоупругие свойства монокристалла FeBO_3 // *ФТТ.* - 1972. - Т.14. - №1. - С.214 - 217.
7. Дзялошинский И.Е. Термодинамическая теория "слабого" ферромагнетизма антиферромагнетиков // *ЖЭТФ.* - 1957. - Т.32. - №6. - С.1547- 1562.
8. Туров Е.А. Физические свойства магнитоупорядоченных кристаллов. - М.: АН СССР, 1963. - 218 с.
9. Borovik-Romanov A.S. Magnetic Symmetry of Antiferromagnets // In: *Elements of Theoretical Magnetism.* - Prague: Academia, 1968. - P.193 - 236.
10. Bertaut E.P. Spin Configurations of Ionic Structures: Theory and Practice // In: *Magnetism* / Ed. by Rado G.T. and Suhl H. - New York and London: Academic Press, 1963. - V.3. - P.149 - 203.
11. Bertaut E.P. Representation Analysis of Magnetic Structures // *Acta Cryst.* - 1968. - V.A24. - P.217- 231.
12. Moriya T. Anisotropic Superexchange Interaction and Weak Ferromagnetism // *Phys. Rev.* - 1960. - V.120. - No 1. - P.91 - 162.

13. Moriya T. Weak Ferromagnetism // In: Magnetism / Ed. by Rado G.T. and Suhl H. - New York and London: Academic Press, 1963. - V.1. - P.86 - 125.
14. Фарздинов М.М. Физика магнитных доменов в антиферромагнетиках и ферритах. - М.: Наука, 1981. - 155 с.
15. Великов Л.В., Прохоров А.С., Рудашевский Е.Г., Селезнев В.Н. Высокочастотный антиферромагнитный резонанс в борате железа (FeBO_3) // Письма в ЖЭТФ. - 1972. - Т.15. - №12. - С.722 - 724.
16. Eibshutz M., Lines M.E. Sublattice Magnetization of Single Crystals by Mossbauer Effect // Phys. Rev. B. - 1973. - V.7. - No 11. - P.4907 - 4915.
17. Дорошев В.Д., Клочан В.А., Ковтун Н.М. и др. Экспериментальное и теоретическое изучение температурной зависимости подрешеточной намагниченности слабого ферромагнетика FeBO_3 / Препринт ДонФТИ АН УССР №7(102). - Донецк, 1985. - 60с.
18. Великов Л.В., Прохоров А.С., Рудашевский Е.Г., Селезнев В.Н. Антиферромагнитный резонанс в FeBO_3 // ЖЭТФ. - 1974. - Т.66. - №5. - С.1847 - 1861.
19. Дорошев В.Д., Ковтун Н.М., Селезнев В.Н., Сирюк В.М., Украинцев Э.Н. Изучение подрешеточной намагниченности слабого ферромагнетика FeBO_3 вблизи критической точки методом ЯМР//ФТГ.- 1975. - Т.17. - №2. - С.514-519.
20. Дорошев В.Д., Ковтун Н.М., Лукин С.Н., Молчанов А.И., Прохоров А.Д., Руденко В.В., Селезнев В.Н. Базисная магнитная анизотропия слабого ферромагнетика FeBO_3 // Письма в ЖЭТФ. - 1979. - Т.29. - №5. - С.286 - 290.
21. Соболева Т.К., Стефановский Е.П. О магнитном фазовом переходе в слабом ферромагнетике FeBO_3 в области низких температур //В кн.: Тезисы докладов Всесоюзной конференции по физике магнитных явлений. - Харьков, 1979. - С.404.
22. Eaton T.A., Morrish A.H. Magnetic Domain Structure of Hematite // Canad. J. Phys. - 1971. - V.49. - P.2768 - 2777.
23. Лабушкин В.Г., Фалеев К.Н., Фигин В.А. Влияние магнитной структуры слабых ферромагнетиков на когерентное рассеяние рентгеновского излучения //

ФТТ. - 1975. - Т.17. - №7. - С.2093 - 2095.

24. Лабушкин В.Г., Ломов А.А., Фалеев Н.Н., Фигин В.А. Рентгеноструктурные исследования влияния магнитной доменной структуры на степень совершенства слабоферромагнитных кристаллов гематита и бората железа // ФТТ. - 1980. - Т.22. - №6. - С.1725 - 1733.

25. Haisma T., Stacy W.T. Interference Fringes due to Magnetic Domains in FeBO_3 // J. Appl. Phys. - 1973. - V.44. - No 7. - P.3367 - 3369.

26. Scott G.B. Magnetic Domain Properties of FeBO_3 // J. Phys. D: Appl. Phys. - 1974. - V.7. - No 11. - P.1574 - 1585.

27. Б.Ю. Соколов. Влияние неоднородных механических напряжений на доменную структуру бората железа // ФТТ. - 2005. - Т.47. - Вып.9. - С.1644 - 50.

28. А.Р. Прокопов, В.Н. Селезнев, М.Б. Стругацкий, В.В. Усков, С.В. Ягупов. Доменная структура и процессы перемагничивания кристаллов FeBO_3 // В кн.: Тезисы II Семинара по функциональной магнитоэлектронике. - Красноярск, 1986. - С.39.

29. Bruno P. Magnetismus von Festkörpern und Grenzflächen //In: Physical Origins and Theoretical Models of Magnetic Anisotropy. - Julich: Forschungszentrum Julich, 1993. - P.24.1- 28.

30. Bozorth R.M. Ferromagnetism. - Piscataway, NJ: IEEE, 1993.

31. Kneller E. Ferromagnetismus. - Berlin: Springer, 1962.

32. Chikazumi S., Charap St.H. Physics of Magnetism. - Malabar, FL: Krieger, 1964.

33. Carr W.J.Jr. Secondary Effects in Ferromagnetism // In: Handbuch der Physik vol. Band XVIII/2. - Berlin: Springer, 1966.

34. Blundell St. Magnetism in Condensed Matter. - Oxford: Oxford University Press, 2001.

35. Gradmann U. Surfaces Interfaces and Ultrathin Films // In: Landolt–Bornstein Numerical Data and Functional Relationships in Science and Technology Group III. - Berlin: Springer, 1988. - V.19.

36. Gradmann U. Magnetism in Ultrathin Transition Metal Films // In: Handbook of Magnetic Materials. - Amsterdam: Elsevier Science, 1993. - V.7. - Ch.1. - P.1- 96.

37. Gradmann U. Magnetic Properties of Single Crystal Surfaces // In: Landolt-Bornstein Numerical Data and Functional Relationships in Science and Technology Group III. - Berlin: Springer, 1994. - V.24.
38. Bland J.A.C. and Heinrich B. (ed.) Ultrathin Magnetic Structures. - Berlin: Springer, 1994. - V.1.
39. Bland J.A.C. and Heinrich B. (ed.) Ultrathin Magnetic Structures. - Berlin: Springer, 1994. - V.2.
40. Baberschke K., Donath M. and Nolting W. (ed.) Band-Ferromagnetism (Lecture Notes in Physics; Physics and Astronomy). - Berlin: Springer, 2001.
41. Bruno P. and Renard J.-P. Magnetic surface anisotropy of transition metal ultrathin films // Appl. Phys. A. - 1989. - V.49. - P.1833 - 5.
42. Heinrich B, Cochran J.F, Arott A.S., Purcell S.T., Urqhart K.B., Dutcher J.R. and Egelhoff W.F.Jr. Stress and growth of Ag monolayers on a Fe(100) whisker // Phys. Rev. B. - 2003. V.68. - P.04541- 6.
43. Siegmann H. C. Surface and 2D magnetism // J. Phys.: Condens. Matter. - 1992. V.4. - P.8395 - 434.
44. Prinz G.A. Magnetic anisotropy in epitaxial metal films // Ultramicroscopy. - 1992. V.47. - P.346 - 54.
45. De Jonge W.J.M, Bloemen P.J. Hand den Broeder F.J.A. Experimental Investigation of Magnetic Anisotropy // In: Ultrathin Magnetic Structures. - Berlin: Springer, 1994. - V.1.
46. Elmers H.J., Hauschild J., Fritzsche H., Liu G., Gradmann U. and Kohler U. Stress evolution during the growth of ultrathin layers of iron and iron silicide on Si(111) // Phys. Rev. Lett. - 1995. - V.75. - P.2031- 4.
47. Johnson M.T., Bloemen P.J.H., den Broeder F.J.A. and de Vries J.J. Magnetic anisotropy in metallic multilayers // Rep. Prog. Phys. - 1996. - V.59 P.1409 - 58.
48. Farle M. Ferromagnetic resonance of ultrathin metallic layers Rep. Prog. - 1998. Phys. - V.61. - P.755 - 826.
49. Sander D. The correlation between mechanical stress andmagnetic anisotropy in ultrathin films // Rep. Prog. Phys. - 1999. - V.62. - P.809 - 58.

50. Sander D., Ouazi S., Enders A., Gutjahr-Loser Th., Stepanyuk V.S., Bazhanov D.I. and Kirschner J. Stress strain and magnetostriction in epitaxial films // *J. Phys.: Condens. Matter.* - 2002. - V.14. - P.4165 - 76.
51. Neel L. L'anisotropie magnetique superficielle et substructures d'orientation // *J. Phys. Rad.* - 1954. - V.15. - No 4. - P. 225 - 239.
52. Rado B.T. Surface Anisotropy Effects in the Spontaneous Magnetization of a Semi-Infinite Ferromagnet // *J. Appl. Phys.* - 1984. - V.55. - No 6. - P.2505.
53. Кондорский Е.И., Денисов П.П. Природа одноосной анизотропии косонапыленных магнитных пленок // *ФММ.* - 1970. - Т.29. - №4. - С.880 - 883.
54. Кондорский Е.И. О гистерезисе ферромагнетиков // *ЖЭТФ.* - 1940. - Т.10. - №4. - С.420 - 440.
55. Кондорский Е.И. Природа высокой коэрцитивной силы мелкодисперсных ферромагнетиков и теория однодоменной структуры // *Изв. АН СССР, сер. Физ.* - 1952. - Т.16. - С.398 - 411.
56. Bruno P. Magnetic surface anisotropy of cobalt and surface roughness effects within Neel's model // *J. Phys. F: Met. Phys.* - 1988. - V.18. - P.1291 - 8.
57. 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.
58. Кринчик Г.С., Зубов В.Е. Поверхностный магнетизм гематита // *ЖЭТФ.* - 1975. - Т.69. - № 2(8). - С.707 - 721.
59. Siegmann H.C., Bagus P.S., Kay E. Origins of Surface Induced Magnetic Structures // *J. Phys. B: Condensed Matter.* - 1988. - V.69. - P.485 - 488.
60. Gay T.G., Richter R. Spin Anisotropy of Ferromagnetic Films // *Phys. Rev. Lett.* - 1986. - V.56. - No 25. - P.2728 - 2731.
61. Somorjai G.A., Farrell H.H. Low-Energy Electron Diffraction // *Adv. Chem. Phys.* - 1971. - V.20. - P.215 - 339.
62. Rossi G., Panaccione G. and Sirotti F. Effect of S segregation on the surface magnetism of Fe(100) // *Phys. Rev. B1.* - 1996. - V.54. - No 6. - P.4080 - 4086.
63. Sander D. The magnetic anisotropy and spin reorientation of nanostructures and nanoscale films // *J. Phys.: Condens. Matter.* 2004. - V.16. - P. R603 - R636.

64. Ujfalussy B., Szunyogh L., Bruno P. and Weinberger P. First-principles calculation of the anomalous perpendicular anisotropy in a Co monolayer on Au(111) // *Phys. Rev. Lett.* - 1996. - V.77. - P.1805 - 8.
65. Elmers H.J. and Gradmann U. Magnetic anisotropies in Fe(110) films on W(110) // *Appl. Phys. A.* - 1990. - V.51. - P.255 - 63.
66. Maca F., Shick A.B., Podloucky R. and Weinberger P. The influence of hydrogen adsorption on magnetic properties of Ni/Cu(001) surface // *Czech. J. Phys.* - 2003. - V.53. - P.33 - 39.
67. Sander D., Enders A., Schmidhals C., Kirschner J., Johnston H.L. and Venus D. Structure and perpendicular magnetization of Fe/Ni(111) bilayers on W(110) // *J. Appl. Phys.* - 1997. - V.81. - P.4702 - 5.
68. Matsumura D., Yokoyama T., Amemiya K., Kitagawa S. and Ohta T. X-ray magnetic circular dichroism study of spin reorientation transition of magnetic thin films induced by surface chemisorption // *Phys. Rev. B.* - 2002. - V.66. - P.024402.
69. Skomski R., Sander D., Schmidhals C., Enders A. and Kirschner J. Iron and nickel surface and interface anisotropies // *IEEE Trans. Magn.*-1998.-V.34.-P.852-4.
70. Зубов В.Е., Кудаков А.Д., Левшин Н.Л., Пилипенко В.В. Влияние адсорбционно-десорбционных процессов на динамику доменных границ в монокристаллах железа // *Письма в ЖТФ.* - 1994. - Вып.20. - №11. - С.69.
71. Зубов В.Е., Кудаков А.Д., Левшин Н.Л., Федулова Т.С. Торможение доменной границы ферромагнетика дефектами, образованными в процессе слабой адсорбции молекул воды // *Вестник Московского университета. Серия 3. Физика. Астрономия.* - 2002. - №2. - С.52 - 57.
72. Зубов В.Е., Кудаков А.Д., Левшин Н.Л., Федулова Т.С. Влияние обратимой адсорбции метилового спирта на процесс перемагничивания ферромагнетиков // *ЖТФ.* - 2005. - Т.75. - Вып.1. - с.134 - 136.
73. Vollmer R., Gutjahr-Loser Th., Kirschner J., van Dijken S. and Poelsema B. Spin reorientation transition in Ni films on Cu(001): the influence of H₂ adsorption // *Phys. Rev. B.* - 1999. - V.60. - P.6277 - 80.

74. Wedler G. and Wassermann B. Magnetoelastic coupling of compressively stressed Fe/GaAs(001) // Phys. Rev. B. - 2002. - V.66. - P.064415-1 – 5.
75. Ciria M., Arnaudas J.I. and del Moral A. Magnetoelastic stress in Cu/Ni/Cu/Si(100) epitaxial thin films // Phys.Rev.B. - 2004. - V.70. - P.054431-1– 6.
76. Ciria M., Arnaudas J.I., Benito L., de la Fuente C., del Moral A., Ha J.K. and O’Handley R.C. Magnetoelastic coupling in thin films with weak out-of-plane anisotropy // Phys Rev. B. - 2003. - V.67. - P.024429-1 – 6.
77. Ibach H. The role of surface stress in reconstruction epitaxial growth and stabilization of mesoscopic structures // Surf. Sci. Rep. - 1997. - V.29. - P.193 - 264.
78. Matthews J.W. and Crawford J.L. Accommodation of misfit between single-crystal films of nickel and copper // Thin Solid Films. - 1970. - V.5. - P.187 - 98.
79. Matthews J.W. and Blakeslee A.E. Defects in epitaxial multilayers, i. Misfit dislocations // J. Cryst. Growth. - 1974. - V.27. - P.118 - 25.
80. Matthews J.W. and Blakeslee A.E. Defects in epitaxial multilayers, ii. Dislocation pile-ups threading dislocations, slip lines and cracks // J. Cryst. Growth. - 1975. V.29. - P.273 - 80.
81. Nix W.D. Mechanical properties of thin films // Metall. Trans. - 1989. - V.20A. - P.2217 - 45.
82. Heinz K., Muller S. and Hammer L. Crystallography of ultrathin iron cobalt and nickel films grown epitaxially on copper // J. Phys.: Condens. Matter. - 1999. - V.11. - P.9437 - 54.
83. Chappert C. and Bruno P. Magnetic anisotropy in metallic ultrathin films and related experiments on cobalt // J. Appl. Phys. - 1988. - V.64. - P.5736 - 41.
84. Gutjahr-Loser Th. Magnetoelastische Kopplung in oligatomaren Filmen: PhD Thesis. - Martin-Luther Universität Halle-Wittenberg, Mathematisch-Naturwissenschaftlich-Technische Fakultät, 1999.
85. Popescu R., Meyerheim H.L., Sander D., Kirschner J., Steadman P., Robach O. and Ferrer S. Surface x-ray structure analysis of periodic misfit dislocations in Fe/W(110) // Phys. Rev. B. - 2003. - V.68. - P.155421-1–11.

86. Meyerheim H.L., Sander D., Popescu R., Kirschner J., Robach O. and Ferrer S. Upper limit of structural relaxation upon adlayer-induced spin reorientation transition of nickel monolayers // *Phys. Rev. B.* - 2004. – V.93. – P 156105.
87. Meyerheim H.L., Sander D., Popescu R., Kirschner J., Robach O., Ferrer S. and Steadman P. Ni-induced giant stress and surface relaxation in W(110) // *Phys. Rev. B.* - 2003. - V.67. - P.155422.
88. Enders A. Mechanische Spannungen und Ferromagnetismus ultradunner Schichten: PhD Thesis. - Martin-Luther Universität Halle-Wittenberg, Mathematisch-Naturwissenschaftlich-Technische Fakultät, 1999.
89. Wedler G., Walz J., Greuer A. and Koch R. Stress dependence of the magnetoelastic coupling constants B1 and B2 of epitaxial Fe(001) // *Phys. Rev. B.* - 1999. - V.60. - P.R11313 - 6.
90. Gutjahr-Loser Th., Sander D. and Kirschner J. Magnetoelastic coupling in Ni and Fe monolayers on Cu(001) // *J. Appl. Phys.* - 2000. - V.87. - P.5920 - 2.
91. Gutjahr-Loser Th., Sander D. and Kirschner J. Magnetoelastic coupling in Co thin films on W(001) // *J. Magn. Magn. Mater.* - 2000. - V.220. - P.L1 - 7.
92. Aharoni A. Demagnetizing factors for rectangular ferromagnetic prisms // *J. Appl. Phys.* - 1998. - V.83. - P.3432 - 4.
93. Osborn J.A. Demagnetizing factors of the general ellipsoid // *Phys. Rev.* - 1945. - V.67. - P.351 - 7.
94. Draaisma H.J.G. and de Jonge W.J.M. Surface and volume anisotropy from dipole–dipole interactions in ultrathin films // *J. Appl. Phys.* - 1988. - V.64.- P.3610 -3.
95. Vedmedenko E.Y, Oepen H.P. and Kirschner J. Size-dependent spin reorientation transition in nanoplatelets // *Phys. Rev. B.* - 2003. - V.67. - P.012409.
96. Vedmedenko E.Y., Oepen H.P. and Kirschner J. Size-dependent magnetic properties of nanoplatelets // *J. Magn. Magn. Mater.* - 2003. - V.256. - P.237–42.
97. Millev Y.T., Vedmedenko E.Y., and Oepen H.P. Dipolar magnetic anisotropy energy of laterally confined ultrathin ferromagnets // *J. Phys. D: Appl. Phys.* - 2003. - V.36. - P.2945 - 9.

98. Зубов В.Е., Кринчик Г.С., Кудаков А.Д. Структура доменных границ в приповерхностной области монокристаллов железа // ЖЭТФ.- 1988. - Т.94. - №12. - С.243 - 250.
99. Зубов В.Е., Кринчик Г.С., Кузьменко С.Н. Приповерхностная субструктура доменных границ в монокристаллах железа в магнитном поле // ЖЭТФ. - 1991. - Т.99. - №2. - С.551 - 561.
100. В.Е. Зубов, А.Д. Кудаков. Нульмерные структурные магнитные элементы в приповерхностной области 180-градусной доменной границы в магнитомягком аморфном ферромагнетике // В кн.: Сборник трудов XX международной школы-семинара «Новые магнитные материалы микроэлектроники». - М.: МГУ, 2006. - С.494 - 496.
101. 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.
102. Балыкина Е.А., Ганьшина Е.А., Кринчик Г.С. Поверхностный магнетизм в тербиевом ортоферрите // ФТТ. - 1988. - Т.30. №2. - С.570 - 573.
103. Кринчик Г.С., Бенидзе О.М. Магнитооптическое исследование магнитных структур при микронном разрешении // ЖЭТФ.- 1974.- Т.67.- №6.- С.2180 - 2194.
104. Лисовский Ф.В. Магнитооптические исследования объемных монокристаллов и эпитаксиальных пленок ферритов-гранатов: Автореф. дис. ... д-ра. физ.-мат. наук. - Донецк, 1980. - 32с.
105. В.Е. Зубов, А.Д. Кудаков, В.С. Цепелев. Гигантские доменные границы в ферромагнетиках // Письма в ЖЭТФ. - 1999. - Т.70. - №8. - С.528.
106. Чижик А.Б., Гнатченко С.Л. Неколлинеарные магнитные структуры в пленке Fe/Si/Fe с ферромагнитным межслойным обменным взаимодействием // ФНТ. - 2002. - Т.28. - № 8/9. - С.885 - 669.
107. Enders A., Peterka D., Repetto D., Lin N., Dmitriev A. and Kern K. Temperature Dependence of the Surface Anisotropy of Fe Ultrathin Films on Cu(001) // Phys. Rev. Lett. - 2003. - V.90. - No 21. - P.217203-1 – 4.

108. Johnson M.T., Bloemen P.J.H., den Broeder F.J.A. and de Vries J.J. Magnetic anisotropy in metallic multilayers // *Rep. Prog. Phys.* - 1996. - V.59. - P.1409 - 58.
109. Straub M., Vollmer R. and Kirschner J. Surface Magnetism of Ultrathin γ -Fe Films Investigated by Nonlinear Magneto-optical Kerr Effect // *Phys. Rev. Lett.* - 1996. - V.77. - No 4. - P.743 - 746.
110. Olav Hellwig, Andreas Berger and Eric E. Fullerton. Domain Walls in Antiferromagnetically Coupled Multilayer Films // *Phys. Rev. Lett.* - 2003. - V.91. - No 19. - P.197203-1 - 4.
111. Hope S., Lee J., Rosenbusch P., Lauhoff G., Bland J.A.C. and Ercole A. Thickness dependence of the total magnetic moment per atom in the Cu/Ni/Cu/Si(001) system // *Phys. Rev. B.* - 1997-I. - V.55. - No 17. P.11422 - 31.
112. Weber W., Bischof A., Allenspach R., Back C.H., Fassbender J., May U., Schirmer B., Jungblut R.M., Guntherodt G. and Hillebrands B. Structural relaxation and magnetic anisotropy in Co/Cu(001) films // *Phys. Rev. B.* - 1996-II. - V.54. - No 6. - P.4075 - 79.
113. Bader S.D. and Erskine J.L. Magneto-Optical Effects in Ultrathin Films // In: *Ultrathin Magnetic Structures.* - Berlin: Springer, 1994. - V.2. - Ch.4. - P.297- 325.
114. Siegman H.H., Kay E. Surface Versus Bulk Magnetization Curves in Amorphous GdCo Cosputtered in the Presence of Oxygen // *Appl. Phys. Lett.* -1984. - V.44. - No 9. - P.927 - 929.
115. Montano P.A., Fernando G.W., Cooper B.R., Mood E.R., Naik N.M., Bader S.D., Lee Y.C., Darici Y.N., Min H. and Marcano I. Two Magnetically Different Closely Lying States of fcc Iron Grown on Copper (100) // *Phys. Rev. Lett.* - 1987. - V.59. - No 9. - P.1041- 1044.
116. Allenspach R.A., Taborrelli M., Landolt L.I. and Mauri D. Surface Precursor to Magnetic-Domain Nucleation Observed by Secondary Electron Spin Polarization // *Phys. Rev. Lett.* - 1986. - V.56. - No 9. - P.953 - 956.
117. Abraham D.L., Hopster H. Magnetic Probing Depth in Spin-Polarized Secondary-Electron Spectroscopy // *Phys. Rev. Lett.* - 1987. - V.58. - No 13. - P.1352 - 1354.

118. Campagna M. Surface Magnetism: Recent Progress and Opportunities // *J. Vac. Sci. Technol. A*. - 1985. - V.3. - No 3. - P.1491- 1495.
119. Seah M.P., Deanch W.A. Quantitative electron spectroscopy of surfaces. // *A Standard Data Base for Electron Inelastic Mean Free Paths in Solids. Surface and Interface Anal.* - 1979. - V.1. - No 1. - P.2 - 11.
120. Mauri D., Allenspach R. and Landolt M. Spin-Polarized Secondary Electrons for Nondestructive Magnetic Depth Profiling // *J. Appl. Phys.* - 1985. - V.58. - No 2. - P.906 - 909.
121. Woods I., Ushiodo A., Donovan M.M., Sun S.W., Tobise M. and O'Handley C.O. Magnetization Depth Profiling with Low-Energy Electron Spectroscopy and MOKE // *J. Appl. Phys.* - 1988. - V.63. - No 8. - P.3669 - 3671.
122. Rau C., Kuffner H. Temperature Dependence of Ferromagnetism at Ni (111) Surface Determined with Electron Capture Spectroscopy (ECS) // *J. Magn. Mater.* - 1986. - V.54 - 57. - P.767 - 768.
123. Rau C., Robert M. Surface Magnetization of Gd at the Bulk Curie Temperature // *Phys. Rev. Lett.* - 1987. - V.58. - No 25. - P.2714 - 2716.
124. Rau C., Tin C. and Robert M. Ferromagnetic Order at Tb Surfaces above the Bulk Curie Temperature // *J. Appl. Phys.* - 1988. - V.63. - No 8. - P.3667 - 3668.
125. Feldmann B., Schirmer B., Sokoll A. and Wuttig M. Magnetism, structure, and morphology of ultrathin Fe films on Cu₃Au(100) // *Phys. Rev. B*. - 1998-II. - V.57. - No 2. - P.1014 - 23.
126. Won C., Wu Y.Z., Scholl A., Doran A., Kurahashi N., Zhao H.W. and Qiu Z.Q. Magnetic Phase Transition in Co/Cu/Ni/Cu(100) and Co/Fe/Ni/Cu(100) // *Phys. Rev. Lett.* - 2003. - V.91. - No 14. - P.147202-1 – 4.
127. Yang G.H., Chen J.B. and Pan F. The Effects of Layer Thickness on the Microstructure and Magnetic Properties of Evaporated Co/Ag Films // *Phys. Stat. Sol. (a)*. - 2002. - V.194, - No 1, - P.71- 80.
128. Weber N.B. and Ohldag H. Magnetostrictive Domain Walls in Antiferromagnetic NiO // *Phys. Rev. Lett.* - 2003. - V.91. - No 23. - P.237205-1– 4.

129. R. Ramchal, A. K. Schmid, M. Farle and H. Poppa. Spiral-like continuous spin-reorientation transition of Fe/Ni bilayers on Cu(100) // *Phys. Rev. B.* - 2004. -V.69. - P.214401-1– 6.
130. Thamankar R., Ostroukhova A. and Schumann F.O. Spin-reorientation transition in $\text{Fe}_x\text{Ni}_{1-x}$ alloy films // *Phys. Rev. B.* - 2002. - V.66. - P.134414-1–8.
131. Thamankar R., Bhagwat S., and Schumann F.O. Structural and magnetic properties of ultrathin fcc $\text{Fe}_x\text{Mn}_{1-x}$ films on Cu(100) // *Phys. Rev. B.* - 2004. - V.69. - P.05441-1– 8.
132. Zdyb R. and Bauer E. Magnetic domain structure and spin-reorientation transition in ultrathin Fe-Co alloy films // *Phys.Rev.B.* - 2003. -V.67. - P.134420-1–8.
133. Brambilla A., Portalupi M., Finazzi M., Ghiringhelli G., Duo L., Parmigiani F., Zacchigna M., Zangrando M. and Ciccacci F. Magnetic anisotropy of NiO epitaxial thin films on Fe(001) // *J. Magn. Magn. Mater.* - 2004. - V.272 - 276. - P.1221- 1222.
134. Finazzi M., Portalupi M., Brambilla A., Duo L., Ghiringhelli G., Parmigiani F., Zacchigna M., Zangrando M. and Ciccacci F. Magnetic anisotropy of NiO epitaxial thin films on Fe(001) // *Phys. Rev. B.* - 2004. - V.69. - P.014410-1 – 4.
135. Marangolo M., Gustavsson F., Eddrief M., Sainctavit Ph., Etgens V.H., Cros V., Petroff F., George J.M., Bencok P. and Brookes N.B. Magnetism of the Fe/ZnSe(001) Interface // *Phys. Rev. Lett.* - 2002. - V.88 .- No 21. - P.217202-1 – 4.
136. Kuch W., Gao Xingyu and Kirschner J. Competition between in-plane and out-of-plane magnetization in exchange-coupled magnetic films // *Phys. Rev. B.* - 2002. - V.65. - P.064406-1 – 7.
137. Kuch W. Edge atoms do all the work // *Nat. Mater.* - 2003. - V.2. - P.505 - 6.
138. Heinrich B., Urquhart K.B., Dutcher T.R., Purcell S.T., Cochran T.F., Arrott A.S., Steigerwald D.A., and Egelhoff W.F. Large Surface Anisotropies in Ultrathin Film of bcc and fcc Fe(001) // *J. Appl. Phys.* - 1988. - V.63. - No 8. - P.3863 - 3868.
139. Gradmann V. Magnetic Surface Anisotropies // *J. Magn. Magn. Mater.* -1986. - V.54 - 57. - P.733 - 736.
140. Frait Z., Fraitova D. Ferromagnetic Resonance and Surface Anisotropy in Iron Single Crystals. // *J. Magn. Magn. Mater.* - 1980. - V.15 - 18. Part 2: Proceeding of

- the International Conf. on Magnetism. - Munich, 1979. - P.1081- 1082.
141. Prinz G.A., Rado G.T. and Krebs J.T. Magnetic Properties of Single-Crystal (110) Iron Films Grown on GaAs by Molecular beam Epitaxy // J. Appl. Phys. - 1982. - V.53. - No 3. Part 2: Proc.27. Annual Conf. Magn. and Magn. Mater. - Atlanta, 1981. - P.2087 - 2091.
142. Quach H.T., Friedmann A., Wn C.Y. and Yelon A. Surface anisotropy of Ni-CO from Ferromagnetic Resonance // Phys. Rev. - 1978. -V.317. - No 1. - P.312 - 317.
143. Marangolo M., Gustavsson F., Guichar G.M., Eddrief M., Varalda J., Etgens V.H., Rivoire M., Gendron F., Magnan H., Mosca D.H. and George J.-M. Structural and magnetic anisotropies of Fe/ZnSe(001) thin films // Phys. Rew. B. - 2004. - V.70 - P.134404-1 – 10.
144. Крейнес Н.М. Исследование межслоевого взаимодействия в магнитных многослойных структурах $[\text{Fe/Cr}]_n$ методом ферромагнитного резонанса (обзор) // ФНТ. - 2002. - Т.28. - №8/9. - С.807 - 821.
145. Heinrich B. Ferromagnetic Resonance in Ultrathin Film Structures // In: Ultrathin Magnetic Structures. - Berlin: Springer, 1994. - V.2. - Ch.3.1. - P.195-222.
146. Gradmann V., Muller T. Flat Ferromagnetic, Epitaxial 48%Ni/50%Fe(111) Films of few Atomic Layer // Phys. Stat. Sol. - 1968. - V.27. - No 1. - P.313 - 324.
147. Salewski. Doctoral Thesis. - Marburg, 1979.
148. Gradmann V., Bergholz R., Berger. Surface Anisotropies of Clean Ni(111) Surfaces and of Ni(111)/Metal Interfaces // IEEE Trans. Magn. - 1984. - V.20. - No 5. - Pt.2: Int. Magn. Conf. (INTERMAG). - Hamburg, 1984. - P.1840 - 1845.
149. Elmers H.T., Gradmann V. Surface Magnetism of Oxygen and Hydrogen Adsorption on Ni(111) // J. Appl. Phys. - 1988. - V.63. - No 8. - P.3664 - 3666.
150. Lim B.C., Chen J.S. and Wang J.P. Thickness dependence of structural and magnetic properties of FePt films//J. Magn. Magn. Mater.- 2004.-V.271.-P.159 - 164.
151. 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.

152. Tang H., Qiu Z.Q., Du Y.W., Stern G.P., Walker T.C. Effects of Magnetic Surface Anisotropy near the (110)Fe/MnF₂ Interface // J. Appl. Phys. - 1988. - V.63. - No 8. - P.3659 - 3661.
153. Alp E.E., Sturhahn W., Toellner T. Synchrotron Radiation and the Mossbauer Effect: Recent Developments // Mossbauer Effect Reference and Data Journal. - 1999. - V.22. - P.167 - 169.
154. Rateo M., Carbuicchio M., Ghidini M., Solzi M. Temperature dependence of in-plane magnetic anisotropy of Co/Fe multilayers // J. Magn. Magn. Mater. - 2004. - V.272 - 276. - P.1240 - 1241.
155. Borovik-Romanov A.S., Kreines N.M. Brillouin-Mandelshtam scattering from thermal and excited magnons // Phys. Repts. - 1982. - V.81. - No 5. - P.351- 408.
156. Grunberg P., Metau F. Light Scattering from Bulk and Surface Spin Waves in EuO // Phys. Rev. Lett. - 1977. - V.39. - No 24. - P.1561 - 1565.
157. Grunberg P., Gottara M.G., Vach. W., Mayr C., Camley R.E. Brillouin scattering of Light by Spin Waves in Thin Ferromagnetic Films // J. Appl. Phys. - 1982. - V.53. - No3. - Pt.2: Proc. 27 Annual Conf. Magn. Magn. Mater. – Atlanta, 1981. - P.2078 - 2083.
158. Sandercock T.R., Wettling W. Light Scattering from Surface and Bulk Thermal Magnons in Iron and Nickel // J. Appl. Phys. - 1979. - V.50. – No15.- Pt.2: Proceeding of the Joint INTERMAG – Magn. and Magn. Mat. Conf. - New York, 1979. - P.7784 - 7789.
159. Chang P.H., Malozemoff A.P., Grimsditch M., Senn W., Winterling G. Brillouin Scattering from Ferromagnetic Metallic Glasses // Sol. State Com. - 1978. - V.27. - No 6. - P.617 - 621.
160. Malozemoff A.P., Grimsditch M., Aboaf T., Brunsch A. Brillouin-Scattering Studies of Polycrystalline and Amorphous Spattered Films of Fe_{1-x}B_x and Co_{1-x}B_x // J. Appl. Phys. - 1979. - V.50. - No 9. - P.5885 - 5895.
161. Camley R.E., Rahman T.S., Mills D.L. Theory of Light Scattering by the Spin-Wave Excitation of Thin Ferromagnetic Films // Phys. Rev. B. Condens. Mater. - 1981. - V.23. - No 3. - P.1226 - 1244.

162. Grunberg P. Brillouin Scattering from Spin waves in Thin Ferromagnetic Films // J. Magn. Mater. - 1980. - V.15 - 18. - P.766 - 768.
163. Cochran J.F. Light Scattering from Ultrathin Magnetic Layers and Bilayers // In: Ultrathin Magnetic Structures. - Berlin: Springer, 1994. -V.2. - Ch.3.2.- P.222-57.
164. Hillebrands B. and Guntherodt G. Brillouin Light Scattering in Magnetic Superlattices // In: UltrathinMagnetic Structures. - Berlin: Springer, 1994. - V.2. - Ch.3.3. - P.258 - 96.
165. Демокритов С.О., Кирилюк А.И., Крейнес Н.М., Кудинов В.И., Смирнов В.Б., Четкин М.В. Неупругое рассеяние света на динамической доменной границе // Письма в ЖЭТФ. - Т.48. - Вып.5. - С.267 - 270.
166. Зубов В.Е., Кринчик Г.С., Кудаков А.Д. Высокочастотный магнитооптический магнитометр // ПТЭ. - 1988. - №3. - С.206 - 207.
167. Зубов В.Е., Кринчик Г.С., Кудаков А.Д., Кузьменко С.Н. Магнитооптический магнитометр с электронным стробированием магнитооптического сигнала // ПТЭ. - 1989. - №4. - С.204 - 206.
168. Зубов В.Е., Кринчик Г.С., Кудаков А.Д. Экспериментальное обнаружение особенностей типа «блоховская точка» в доменной границе // Письма в ЖЭТФ. - 1988. - Т.47. - №3. - С.134 - 135.
169. Зубов В.Е., Кринчик Г.С., Кузьменко С.Н. Приповерхностная субструктура доменных границ в монокристаллах железа в магнитном поле // ЖЭТФ. - 1991. - Т.99. - №2. - С.551 - 561.
170. Harmann U. Magnetic force microscopy: Some remarks from the micromagnetic point of view // J. Appl. Phys. - 1988. - V.63. - No 3. - P.1561- 1564.
171. Harmann U. Analysis of Bloch Wall fine structure by magnetic force microscopy // Phys. Rev. B. - 1989. - V.40. - No 10. - P.7421- 7424.
172. Oepen H.P., Kirschner J. Imaging of magnetic microstructures at surface // J. Phys. - 1988. - V.49. - No 12. - Ch.8. - P.1853 - 1857.
173. Scheinfein M.R., Unguris J., Celotta R.J. and Pierce D.T. Influence of the surface on magnetic domain-wall microstructure // Phys. Rev. Lett. - 1989. - V.63. - No 6. - P.668 - 671.

174. M.B. Strugatsky, S.V. Yagupov, A.K. Pankratov, V.E. Zubov, V.V. Tarakanov. Bulk monocrystals of Iron Borate: synthesis, habitus, effects // In: Abstracts of International conference "Functional Materials" (ICFM-2001). – Ukraine, Crimea, Partenits, 2001. - P.73.
175. 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.
176. 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.
177. 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.
178. Инби Дун, Зубов В.Е. Определение глубины формирования магнитооптических эффектов в $CoNi$ пленках // ЖТФ.- 1998.- 68.- №2.- С.69-72.
179. Кринчик Г.С., Нурмухамедов Г.М. Намагничивание ферромагнитного металла магнитным полем световой волны // ЖЭТФ. - 1964. - Т.47. - №2. - С.778 - 780.
180. Зубов В.Е., Кринчик Г.С., Лысков В.А. Поверхностная анизотропия и геликоидальная магнитная структура на базисных гранях гематита // ЖЭТФ. - 1981. - Т.80. - №1. - С.229 - 234.
181. Г.С. Кринчик, В.Е.Зубов, В.Н. Селезнев, М.Б. Стругацкий. Поверхностный магнетизм бората железа // ЖЭТФ. - 1988. - Т.94. - №10. - С.290 - 300.
182. 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.
183. 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.

184. 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.

185. Эдельман И.С., Малаховский А.В. Оптические свойства FeBO_3 в области сильного поглощения // Оптика и спектроскопия. - 1973. - Т.35. - С.959.

186. Руденко В.В., Селезнев В.Н. Хлыстов А.С. Дипольная энергия магнитной анизотропии антиферромагнетика // В кн.: Тезисы докладов Всесоюзной конференции по физике магнитных явлений. - Донецк, 1977. - С.80 - 81.

187. Вонсовский С.В. Магнетизм. - М.: Наука, 1971. - 1032 с.

188. E.M. Maksimova, I.A. Nauhatsky, M.B. Strugatsky. Surface magnetism of non-ideal Iron Borate monocrystals // Functional Materials. - 2008. - V.15.- No 2.- P.244-246.

189. Современная кристаллография: В 4-х томах / М.: Наука, 1980. - Т.3: Образование кристаллов. Чернов А.А., Гиваргизов Е.А., Багдасаров Х.С. и др. - 408с.

190. Физика твердого тела (Энциклопедический словарь): В 2-х томах / Гл.ред. Барьяхтар В.Г. - Киев: Наукова думка, 1998. - Т.2. - 648с.

191. V.E. Zubov, M.B. Strugatsky, K.M. Skibinsky. Structure of near-surface magnetic layer in Iron Borate //In: Abstracts of International conference "Functional Materials" (ICFM-2005). - Ukraine, Crimea, Partenits, 2005. - P.40.

192. 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.

193. Туров Е.А., Мирсаев И.Ф., Николаев В.В. Специфические эффекты акустического двупреломления в антиферромагнетиках // УФН.- 2002. - Т.172. - №2. - С.193 - 212.

194. Туров Е.А. Антиферромагнитные эффекты в акустике // ЖЭТФ. - 1987. - Т.92. - №5. - С.1886 - 1893.

195. Туров Е.А. Акустический эффект Коттона-Мутона в антиферромагнетиках // ЖЭТФ. - 1989. - Т.96. - №6.- С.2140 - 2148.

196. Власов К.Б. и др. Кинетические и оптические эффекты антиферромагнитного упорядочения // В кн.: Динамические и кинетические свойства магнетиков / Под ред. Вонсовского С.В., Турова Е.А. - М.: Наука, 1986. - Гл. 2.
197. Туров Е.А. Кинетические, оптические и акустические свойства антиферромагнетиков. - Свердловск: УрО АН СССР, 1990. - 135с.
198. Туров Е.А., Колчанов А.В., Меньшенин В.В. и др. Симметрия и физические свойства антиферромагнетиков. - М.: Физматлит, 2001. - 560с.
199. Akhiezer A.I. Magnetoelastic Interaction in Ferromagnetic Crystall // J. Phys. USSR. - 1946. - V.10. - No 2. - P.216 - 231.
200. Ахиезер А.И. Магнон-фононное взаимодействие и магнитоакустический резонанс // В кн.: Тез. докл. конф. по физике магнитных явлений. - М.: Изд-во АН СССР, 1956. - С.27 - 29.
201. Туров Е.А., Ирхин Ю.П. О спектре колебаний ферромагнитной упругой среды // ФММ. - 1956. - Т.3. №1. - С.15 - 17.
202. Ахиезер А.И., Барьяхтар В.Г., Пелетминский С.В. Связанные магнитоупругие волны в ферромагнетиках и ферроакустический резонанс // ЖЭТФ. - 1958. - Т.35. - №1. - С.228 - 239.
203. Kittel C. Interaction of Spin Waves and Ultrasonic Waves in Ferromagnetic Crystals // Phys. Rev. - 1958. - V.110. - No 4. - P.836 - 841.
204. Штраусс В. Магнитоупругие свойства иттриевого феррита-граната // В кн.: Физическая акустика / Под ред. У. Мэзона. - М.: Мир, 1970. - Т.4. - Ч.2. - С.247 - 316.
205. Леманов В.В. Магнитоупругие взаимодействия // В кн.: Физика магнитных диэлектриков / Под ред. Г.А. Смоленского. - Л.: Наука, 1974. - 454с.
206. Rudashevsky E.G., Shalnikova T.A. Antiferromagnetic resonance in hematite // In: Proc. of 3rd reg. conf. "Physics and techniques of low temperatures". - Prague, 1963. - P.84 - 86.

207. Боровик-Романов А.С., Рудашевский Е.Г. О влиянии спонтанной стрикции на антиферромагнитный резонанс в гематите // ЖЭТФ. - 1964. - Т.47. - №6. - С.2095 - 2101.
208. Tasaki A., Lida S. Magnetic Properties of synthetic single crystal of α -Fe₂O₃ // J. Phys. Soc. Japan. - 1963. - V17. - No 8. - P.1148 - 1154.
209. Lida S., Tasaki A. Magnetoelastic coupling in parasitic ferromagnet α -Fe₂O₃ //In: Proc. of Intern. conf. on magnetism. - Nottingham, 1964. - P.583 - 588.
210. Туров Е.А., Шавров В.Г. Об энергетической щели для спиновых волн в ферро- и антиферромагнетиках, связанной с магнитоупругой энергией // ФТТ. - 1965. - Т.7. - №1. - С.217 - 226.
211. Туров Е.А., Шавров В.Г. Нарушенная симметрия и магнитоакустические эффекты в ферро- и антиферромагнетиках // УФН. - 1983. - Т.140. - №3. - С.429 - 462.
212. Боровик-Романов А.С., Рудашевский Е.Г. Магнитоупругий резонанс в гематите // ЖЭТФ. - 1964. - Т.47. - №10. - С.2095 - 2105.
213. Ozhogin V.I., Maksimenkov P. P. Magnetoelastic renormation of sound velocity // Digests of INTERMAG Conference. - Kyoto, 1972. - P.471- 482.
214. Щеглов В.И. Зависимость скорости звука от магнитного поля в ферро- и антиферромагнетиках // ФТТ. - 1972. - Т.14. - №7. - С.1280 - 1282.
215. Iensen J., Palmer S.B. Field dependence of the elastic constant C_{66} in the basal-plane ferromagnet terbium // J. Phys. C: Solid State Phys. - 1979. - V.12. - P.4573 - 4583.
216. Евтихеев Н.Н., Погожев С.А., Преображенский В.П., Экономов Н.А. // Магнитоупругая перенормировка скорости звука в гематите // Вопросы радиоэлектроники. - 1981. - Т.5. - №1.- С.87 - 89.
217. Барьяхтар В. Г., Яблонский Д. А. О магнитоупругой щели в спектре спиновых волн // ФММ. - 1977. - Т.43. - №3. - С.645 - 646.
218. Туров Е.А., Луговой А.А. Нарушенная трансляционная симметрия и магнитоупругие возбуждения в ферромагнетиках с доменными границами / Препринт Ин-та физики металлов УНЦ АН СССР. - Свердловск, 1979. - 59с.

219. Turov E.A., Taluts C.G. Ground state symmetry and magnetoelastic interactions // *J. Magn. Magn. Mater.* - 1980. - V.15. - No 3. - P.582 - 590.
220. Туров Е.А. Эффекты спонтанно нарушенной симметрии в магнитоупругой динамике ферро- и антиферромагнетиков // В кн.: Электронная структура твердых тел. - Свердловск, 1982. - С.49 - 67.
221. Барьяхтар В.Г., Туров Е.А. Магнитоупругие возбуждения // В кн.: Электронная структура и электронные свойства металлов и сплавов / Под ред. В.Г. Барьяхтара. - Киев: Наук. думка, 1988. - С.39 - 69.
222. Боровик-Романов А.С., Рудашевский Е.Г. О влиянии спонтанной стрикции на антиферромагнитный резонанс в гематите // *ЖЭТФ.* - 1964. - Т.47. - №6. - С.2095 - 2101.
223. Cooper B.R. Magnetic properties of rare-earth metals: Thermal, applied field and magnetoelastic effects. // *Phys. Rev.* - 1968. - V.169. - No 2. - P.281 - 294.
224. Витебский И.М., Даньшин Н.К., Ковтун Н.М., Сдвижков М.А. Природа мягкой моды при низкотемпературном фазовом переходе в ErFeO_3 // *ЖЭТФ.* - 1986. - Т.90. - №3. - С.1118 - 1122.
225. Даньшин Н.К., Ковтун Н.М., Сдвижков М.А. Магнитодинамический резонанс в окрестности высокотемпературного фазового перехода в ErFeO_3 // *ФТТ.* - 1986. - Т.28. - №4. - С.1200 - 1202.
226. Даньшин Н.К. Особенности формирования энергетических щелей в спектре спиновых волн редкоземельных ортоферритов // *ФТТ.* - 1988. - Т.30. - №6. - С.1818 - 1820.
227. Цымбал Л.П., Изотов А.И., Даньшин Н.К., Кочарян К.Н. Акустическая аномалия в Fe_3VO_6 // *ЖЭТФ.* - 1994. - Т.105. - Вып.4. - С.948 - 954.
228. Даньшин Н. К., Жерлицин С.В., Звада С.С., Крамарчук Г.Г., Сдвижков М.А., Филь В.Д. Динамические свойства YbFeO_3 при ориентационном фазовом переходе // *ЖЭТФ.* - 1987. - Т.93ю - №6. - С.2151 - 2160.
229. Даньшин Н. К., Жерлицын С.В., Звада С.С., Мухин А.А., Сдвижков М.А., Филь В.Д. Динамические свойства HoFeO_3 в области спиновой переориентации // *ФТТ.* - 1989. - Т.31. - №5. - С.198 - 210.

230. Балбашов А. М. Даньшин Н.К., Изотов А.И., Сдвижков М.А., Цымбал Л.Т. Аномальность акустических свойств ErFeO_3 // ФТТ. - 1989. - Т.31. - №7. - С.279 - 280.
231. Блинкин В.А., Витебский И.М., Колотий О.Д., Лавриненко Н.М., Семиноженко В.П., Соболев В.Л. Влияние особенностей кристаллической структуры на магнитные свойства NaCuO_4 // ЖЭТФ. - 1990. - Т.98. - №6. - С.2098 - 2109.
232. Гуляев Ю.В., Дикштейн И.Е., Шавров В.Г. Поверхностные магнитоакустические волны в магнитных кристаллах в области ориентационных фазовых переходов // УФН. - 1997. - Т.167. - №7. - С.735 - 750.
233. Bespyatykh Yu.I., Dikshtein I.E., Zhenya Li, Wasilewski W. Magnetoelastic superstructure in a ferromagnetic film // Phys. Rev. B. - 2000. - V.62. - No 5. - P.3322 - 3332.
234. Бучельников В.Д., Даньшин Н.К., Цымбал Л.Т., Шавров В.Г. Магнитоакустика редкоземельных ортоферритов // УФН. - 1996. - Т.166. - №6. - С.585 - 612..
235. Цымбал Л.Т., Изотов А.И. Особенности акустических свойств ErFeO_3 при фазовых переходах второго рода // ЖЭТФ. - 1992. - Т.102. - №3. - С.963 - 974.
236. Дикштейн И.Е., Тарасенко В.В., Шавров В.Г. Магнитоупругие волны в ортоферритах // ФТТ. - 1977. - Т.19. - №4. - С.1107 - 1113.
237. Gorodetsky G., Luthi B. Sound-wave-soft mode interaction near displacive phase transition: Spin Reorientation in ErFeO_3 // Phys. Rev. B. - 1970. - V.2. - No 9. - P.3688 - 3698.
238. Gorodetsky G., Shaft S., Wanklyn B.M. Magnetoelastic properties of TmFeO_3 at spin reorientation region // Phys. Rev. B. - 1976. - V.14. - No 5. - P.2051 - 2056.
239. Nielsen M., Moller H.B., Lindgard P.A., Mackintosh A.R. Magnetic anisotropy in rare-earth metals // Phys. Rev. Lett. - 1970. - V.25. - No 20. - P.1451 - 1454.
240. Nielsen M., Moller H.B., Mackintosh A.R. Magnon interaction in terbium // J. Appl. Phys. - 1970. - V.41. - No 3. - P.1174 - 1175.

241. Seavey M.H. Acoustic resonance in the easy-plane weak ferromagnets α -Fe₂O₃ and FeBO₃ // Sol. State Comm. - 1972. - V.10. - No 2. - P.219 - 225.
242. Jantz W., Wettling W. Spin wave dispersion of FeBO₃ at small wave vectors // Appl. Phys. - 1978. - V.15. - No 4. - P.399 - 407.
243. Petrakovsky G.A., Pankrats A.I. The magnetoelastic coupling in FeBO₃. // In: Proc. ICM'76. - Amsterdam: North-Holland, 1977. - Pt. 3. - P.1447 - 1448.
244. Дикштейн И. Е., Тарасенко В. В., Шавров В. Г. Влияние давления на магнитоакустический резонанс в одноосных антиферромагнетиках // ФТТ. - 1977. - Т.19. - №4. - С.1107 - 1113.
245. Бучельников В.Д., Тарасенко В.В., Шавров В.Г. Релаксационные процессы в магнетиках вблизи ориентационных фазовых переходов // ФТТ. - 1983 - Т.25. - №10. - С.3019 - 3024.
246. Гришмановский А.Н., Леманов В.В., Смоленский Г.А., Балбашов А.М., Червоненкис А.Я. Пьезомагнитный и магнитоупругий эффекты при распространении упругих волн в кристаллах редкоземельных ортоферритов // ФТТ. - 1974. - Т.16. - №5. - С.1426 - 1431.
247. Gorodetsky G., Shtrikman S. Measurements of acoustic velocity and attenuation shifts at the spin-reorientation phase transition of TmFeO₃ // J. Appl. Phys. - 1980. - V.51. - P.1127 - 1130.
248. Ozhogin V.I., Maksimenkov P.P. Easy plane antiferromagnet for applications: Hematite // IEEE Trans. Magn. - 1972. - V. Mag-8. - No 3. - P.645.
249. Максименков П.П., Ожогин В.И. Исследование магнитоупругого взаимодействия в гематите с помощью антиферромагнитного резонанса // ЖЭТФ. - 1973. - Т.65. - №2. - С.657 - 667.
250. Ozhogin V.I., Preobrazhenskii V.L. Nonlinear dynamics of coupled systems near magnetic phase transitions of the "order-order" type // J. Magn. Magn. Mater. - 1991. - V.100. - No 1. - P.544 - 571.
251. Gulyaev Yu.V., Dikshtem I.E., Shavrov V.G. Magnetoacoustic surface waves in magnetic crystals near spin-reorientation phase transitions // Uspekhi Fizicheskikh Nauk. - 1997. - V.40 (7) - P.701 - 716.

252. Matthews H., Le Graw R.C. Acoustic wave rotation by magnon-phonon interaction // *Phys. Rev. Lett.* - 1962. - V.8. - No 10. - P.397 - 399.
253. Strauss W. Magnetoelastic Waves in Yttrium Iron Garnet // *J. Appl. Phys.* - 1965. - V.36. - No 1. - P.118 - 123.
254. Леманов В.В., Павленко А.В., Гришмановский А.Н. Взаимодействие упругих и спиновых волн в кристаллах феррита-граната иттрия // *ЖЭТФ.* - 1970. - V.59. - №3. - С.712 - 721.
255. Власов К.Б. Уравнение движения для намагниченности в деформируемых анизотропных средах // *ЖЭТФ.* - 1962. - V.43. - №6. - С.2128 - 2135.
256. Tiersten H. F. Magnetoelastic Phenomena in magnetic media // *J. Math. Phys.* - 1964. - V.5. - No 7. - P.1298 - 1309.
257. Brown W.F. Theory of Magnetoelastic Effect in Ferromagnetism // *J. Appl. Phys.* - 1965. - V.36. - No 3. - P.994 - 1002.
258. Ахиезер А.И., Барьяхтар В.Г., Пелетминский С.В. Спиновые волны. - М.: Наука, 1967. - 368с.
259. Барьяхтар В.Г., Савченко М.А., Ганн В.В., Рябко П.В. Связанные магнитоупругие волны в антиферромагнетиках с магнитной структурой типа $MnCO_3$ // *ЖЭТФ.* - 1964. - Т.47. - №5. - С.1989 - 1994.
260. Melcher R. L. Experimental Verification of First-Order Rotational Effects in the Magnetoelastic Properties of an Antiferromagnet // *Phys. Rev.* - 1970. - V.25. - No 17. - P.1201 - 1203.
261. Eastman D.E. Ultrasonic Study of First-Order and Second-Order Magnetoelastic Properties of Yttrium Iron Garnet // *Phys. Rev.* - 1966. - V.148. - No 2. - P.530 - 542.
262. Chow H., Keffer F. Phenomenological Theory of Magnetoelastic Modes in Hexagonal Ferromagnets of Easy-Plane // *Phys. Rev. B.* - 1973. - V.7. - No 5. - P.2028 - 2038.
263. Дикштейн И.Е., Тарасенко В.В., Шавров В.Г. Влияние давления на магнитоакустический резонанс в одноосных антиферромагнетиках // *ЖЭТФ.* - 1974. - V.67. - №2. - С.816 - 823.

264. Дикштейн И.Е., Тарасенко В.В., Шавров В.Г. Влияние давления на резонансные свойства одноосных ферро- и антиферромагнетиков // ФТТ. - 1974. - Т.16. - №8. - С. 2192 - 2197.
265. Borovik-Romanov A.S., Buzdin A.I., Kreines N.M., Krotov S.S. Noncollinear magnetic structures in antiferromagnetic La_2CuO_4 // JETP Letters. - 1988. - V.47. - Issue 11. - P.697 - 701.
266. Baryakhtar V.G., Turov E.A. "Magnetoelastic excitations", in Spin Waves and Magnetic // ser. Modern Problems in Condensed Matter Sciences, Eds. Borovik-Romanov A. S., Sinha S. K. Amsterdam: North-Holland.-1988.- P.333 - 380.
267. Л.Д. Ландау, Е.М. Лифшиц. Теория упругости. - М.: Наука, 1965. - 294с.
268. Ожогин В.И., Преображенский В.Л. Эффективный ангармонизм упругой подсистемы антиферромагнетиков // ЖЭТФ. - 1977. - V.73. - №3. - С.988 - 1000.
269. Мирсаев И.Ф. Нелинейные взаимодействия звуковых волн в ферромагнетиках вблизи магнитоакустического резонанса. Эффективные модули упругости. // ФТТ 1998. - Т.40. - №11. - С.2080 - 2084.
270. Богданова Х.Г., Леонтьев В.Е., Шакирзянов М.М., Булатов А.Р. Дисперсия скорости звука в борате железа при ядерном магнитоакустическом резонансе // ФТТ. - 2000. - Т.42. - №3 - С.492 - 498.
271. 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.
272. 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.
273. 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. Mater. - 2000. - V.219. - I.3. - P.340 - 348.
274. 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.
275. Стругацкий М.Б., Ягупов С.В. Раствор-расплавный синтез монокристаллов бората железа // Ученые записки Таврического Национального Университета. Физика. - 2006. - Т.19(58). - №1. - С.76 - 78.
276. Гакель В.Р. Акустическое двулучепреломление в антиферромагнитном $MnCO_3$ // Письма в ЖЭТФ. - 1969. - Т.9 - С.590 - 594.
277. Ожогин В.И., Якубовский Ю.А. Параметрические пары в антиферромагнетике с анизотропией типа «легкая плоскость» // ЖЭТФ. - 1974. - Т.67 - №1. - С.287 - 307.
278. Боровик-Романов А.С., Рудашевский Е.Г. Антиферромагнетизм // Итоги науки. Сер. Физ.- мат., №4 - М.: Изд-во АН СССР, 1962. - Т.4. - 252с.
279. Андриенко А.В., Поддьяков Л.В., Сафонов В.Л. Парамагнитное возбуждение магнитоупругих волн в монокристаллах $CoCO_3$ и $FeVO_3$ // ЖЭТФ. - 1992. - Т.101. - №3. - С.1083 - 1098.
280. Аззам М., Башара Н. Эллипсометрия и поляризованный свет. - М.: Наука, 1981. - 583с.
281. Власов К.Б., Ишмухаметов Б.Х. Уравнения движения и состояния магнитоупругих сред // ЖЭТФ. - 1964. - Т.46. - №1. - С.201 - 212.
282. Скибинский К.М., Стругацкий М.Б. О природе особенностей магнитоакустического эффекта в борате железа // Ученые записки СГУ. - 1999. - Т.12 (51). - №2.
283. Стругацкий М.Б., Скибинский К.М. Кристаллические блоки и тонкая структура магнитоакустического эффекта в борате железа // Ученые записки Таврического Национального Университета. Физика. - 2000. - Т.13(52). - №2.- С.152 -156.
284. 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.

285. 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.
286. Д.Б. Гогоберидзе. Некоторые объемные дефекты кристаллов. - Ленинград, 1952. - 196с.
287. Вонсовский С.В., Шур Я.С. Ферромагнетизм. - М., Л.: Изд-во технико-теор. лит.-ры, 1948. - 816с.
288. Стругацкий М.Б., Скибинский К.М., Хижный В.И., Тараканов В.В. Амплитудно-частотная характеристика бората железа в процессе магнитного дупреломления поперечного звука // Ученые записки Таврического Национального Университета. Физика. - 2001. - Т.14(53). - №1. - С.62 - 67.
289. 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.
290. М.Б. Стругацкий, К.М. Скибинский, В.В.Тараканов, В.И. Хижный. Частотная зависимость амплитуды звука в реальном кристалле FeVO_3 // В кн.: Сборник трудов XX международной школы-семинара «Новые магнитные материалы микроэлектроники». - М.: МГУ, 2006. - С.754 - 756.
291. Strugatsky M.B., Skibinsky K.M., Tarakanov V.V. and Khizhnyi V.I. Frequency dependence of sound amplitude in antiferromagnetic crystal FeVO_3 // J. Magn. Magn. Mater. - 2007. - V.313. - No 1. - P.84 - 88.
292. Тараканов В.В., Хижный В.И. Смягчение “немагнитной” упругой моды в пластине антиферромагнетика FeVO_3 // ФНТ. - 1996. - Т.22. - №7. - С.752 - 757.
293. М.Б. Стругацкий, К.М. Скибинский, В.В.Тараканов, В.И. Хижный. Магнитное дупреломление звука в реальном кристалле бората железа // В кн.: Сборник трудов XVIII международной школы-семинара «Новые магнитные материалы микроэлектроники». М.: МГУ, 2002. - С.806 - 808.
294. М.Б. Стругацкий, К.М. Скибинский, В.В.Тараканов, В.И. Хижный. Акустический резонанс в неоднородно деформированном антиферромагнетике

- FeBO₃ // В. кн.: Сборник трудов XIX международной школы-семинара «Новые магнитные материалы микроэлектроники». – М.: МГУ, 2004. - С.292 - 294.
295. M.B. Strugatsky, K.M. Skibinsky. Fabri-Perrot effect for transverse sound in weak ferromagnet FeBO₃ //In: Abstracts of International conference “Functional Materials” (ICFM-2005). - Ukraine, Crimea, Partenits, 2005. - P.200.
296. M.B. Strugatsky, K.M. Skibinsky. Acoustic resonances in antiferromagnet FeBO₃ // J. Magn. Magn. Mater. - 2007. - V.309. - P.64 - 70.
297. M.B. Strugatsky and K.M. Skibinsky. Size acoustic resonance in a nonuniformly magnetized slab of the weak ferromagnet FeBO₃ // Low Temp. Phys. - 2007. - V.33. – Issue 5. - P.422 - 427.
298. 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.
299. Tarakanov V.V., Khizhnyi V.I., Korolyuk A.P., Strugatsky M.B. Excitation of Magnetic Polaritons in Plates of FeBO₃ //Physica B.-2000.-V.284-288.-P.1452-1453.
300. 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.
301. Strugatsky M.B., Yagupov S.V.. Effect of pressure on magnetic state of iron Borate // Functonal materials. - 2002.- V.9. - No 1. - P.72 - 74.
302. 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.
303. Strugatsky M.B., Yagupov S.V., Naukhatsky I.A., Nepevnaya N.S. Angular dependence of magnetization in axially stressed FeBO₃ monocrystal // Functonal materials. - 2006. - V.13. - No 3. - P.490 - 493.
304. Стругацкий М.Б., Ягупов С.В., Наухацкий И.А., Непевная Н.С. Намагничивание аксиально-напряженного монокристалла бората железа.

- Ученые записки Таврического Национального Университета. Физика. - 2007. - Т.20(59). - №1. - С.74 -77.
305. 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.
306. 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.
307. Стругацкий М.Б. Магнитные состояния бората железа в условиях высокого гидростатического давления с аксиальной компонентой // Ученые записки Таврического Национального Университета. - 2006. - Т.19(58). - №1. - С.96 - 99.
308. Ахмадуллин И.Ш., Мигачев С.А., Садыков М.Ф., Шакирзянов М.М. Магнитное двупреломления звука и магнитоакустические осцилляции в гематите // ФТТ. - 2004. - Т.46. - Вып.2. - С.305-307.
309. Фарзтдинов М.М.. Структура антиферромагнетиков // Успехи физических наук. - 1964. - Т.84. - Вып.4. - С.611 - 642.
310. К.М. Skibinsky, М.В. Strugatsky. Influence of pressure on magnetic and magnetoacoustic effects in rhombohedral antiferromagnets //In: Abstracts of International conference “Functional Materials” (ICFM-2007). - Ukraine, Crimea, Partenits, 2007. - P.261.
311. Аваева И.Г. Выращивание кристаллов метабората железа FeVO_3 // В кн.: Труды 4 Всесоюзного совещания по росту кристаллов. - Цахкадзор, 1972. - Ч.1. - С.147- 148.
312. А.с. 1059029 СССР. Способ получения монокристаллов FeVO_3 , из раствора-расплава /Безматерных Л.Н., Мащенко В.Г., Чихачев В.А., Близняков В.С. // Оpubл. в Б. И. - 1983. - №45.
313. Umeraura S., Okuda T., Taushima. Crystal Growth of Undoped and Nonmagnetic Ion Doped FeVO_3 and Fe_3VO_6 // In: Abstracts of the 5th Annual

Conference on Magnetic in Japan, 1973. – V.21. - A-5. P.7- 8.

314. Руденко В.В., Селезнев В.Н., Смолин Р.П. Выращивание магнитоупорядоченных кристаллов FeVO_3 и FeVO_6 в борат-свинцовом растворителе // В кн.: Труды 4 Всесоюзного совещания по росту кристаллов. – Цахкадзор, 1972. - Ч.1. - С.149 - 151.

315. 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.

316. Сиротин Ю.И., Шаскольская М.П. Основы кристаллофизики. - М.: Наука, 1975. - 680с.

317. S.V. Yagupov, M.B. Strugatsky, N.S. Postivey, S.S. Kostulin. Differential thermal analysis method using for investigation of crystallization zones // In: Abstracts of International conference “Functional Materials” (ICFM-2007). - Ukraine, Crimea. Partenits, 2007. - P.389.

318. 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.