Таврический национальный университет им. В.И. Вернадского

КЛЕВЕЦ ФИЛИПП НИКОЛАЕВИЧ

УДК 537.61 (62) (63)

ФАЗОВЫЕ СОСТОЯНИЯ И СПЕКТРЫ ЭЛЕМЕНТАРНЫХ ВОЗБУЖДЕНИЙ В ДВУХ- И ТРЕХМЕРНЫХ ГЕЙЗЕНБЕРГОВСКИХ И НЕГЕЙЗЕНБЕРГОВСКИХ АНИЗОТРОПНЫХ МАГНЕТИКАХ

Специальность 01.04.11 – “Магнетизм”

Автореферат диссертации на соискание ученой степени
доктора физико-математических наук

СИМФЕРОПОЛЬ – 2014

Диссертация является ***рукописью***

Работа выполнена в ***Таврическом национальном университете им. В.И. Вернадского***

Научный консультант:

доктор физико-математических наук, профессор
Фридман Юрий Анатольевич,
Таврический национальный университет им. В.И. Вернадского,
заведующий кафедрой теоретической физики и физики твердого тела

Официальные оппоненты:

член-корреспондент НАН Украины, доктор физико-математических наук, профессор
Иванов Борис Алексеевич,
Институт магнетизма НАН Украины и МОН Украины, Киев,
главный научный сотрудник

доктор физико-математических наук, профессор
Калита Виктор Михайлович,
Национальный технический университет Украины «Киевский политехнический институт», Киев,
профессор кафедры общей и теоретической физики

доктор физико-математических наук, профессор
Колежук Алексей Константинович,
Институт высоких технологий Киевского национального университета им. Т. Шевченко, Киев,
профессор кафедры теоретических основ высоких технологий

Защита состоится «23» мая 2014 г. в 15 часов на заседании специализированного ученого совета Д 52.051.02 при Таврическом национальном университете им. В.И. Вернадского по адресу: **295007, Симферополь, пр. Академика Вернадского, 4**

С диссертацией можно ознакомиться в библиотеке Таврического национального университета им. В.И. Вернадского по адресу: **295007, Симферополь, пр. Академика Вернадского, 4**

Автореферат разослан «21» апреля 2014 г.

Ученый секретарь
Специализированного ученого совета Д 52.051.02,
кандидат физико-математических наук А.Ф. Рыбась

ОБЩАЯ ХАРАКТЕРИСТИКА РАБОТЫ

Актуальность темы. Нанотехнологии вдохнули новую жизнь в исследование и практическое использование магнетизма. Они позволяют создавать магнитные структуры с новыми и необычными свойствами, которые могут иметь разнообразное практическое применение. Поэтому исследования магнитных наносистем важны, как с прикладной точки зрения, так и с точки зрения фундаментальной физики.

Магнитные свойства наносистем анизотропны. При этом, особый интерес вызывают магнитные системы, обладающие одноионной анизотропией. В случае тонких пленок существенную роль играет, так называемая, ростовая анизотропия, приводящая к нарушению диагональности тензора одноионной анизотропии и, соответственно, к ориентации намагниченности под некоторым углом φ к оси квантования. Мы будем называть такую анизотропию наклонной.

Интерес к системам с наклонной одноионной анизотропией обусловлен тем, что они обладают большим разнообразием физических свойств и фазовых состояний по сравнению с одноосными магнетиками. Учет наклонной анизотропии приводит к существенным изменениям в спектрах элементарных возбуждений, влияет на процесс перемагничивания и тип доменной структуры. Ранее учет большой (по сравнению с энергией обменного взаимодействия) наклонной анизотропии не проводился, хотя существует большой класс магнитоупорядоченных систем, в которых энергия одноионной анизотропии достаточно велика.

Кроме того, представляют интерес исследования совместного влияния одноионной анизотропии, магнитодипольного (МД) и магнитоупругого (МУ) взаимодействий. МД взаимодействие отвечает за реализацию фаз с неоднородным распределением намагниченности, а также приводит к стабилизации дальнего магнитного порядка в двумерных системах. МУ взаимодействие также является одним из факторов, стабилизирующих дальний магнитный порядок в двумерных системах. Влияние МУ взаимодействия на фазовые состояния и фазовые переходы в системах со слабой наклонной анизотропией было достаточно подробно исследовано раньше, однако учет его влияния в системах с большой наклонной анизотропией не проводился.

Обычно, МУ взаимодействие самое слабое в системе. Однако при определенных условиях, например, вблизи точек фазового перехода, МУ взаимодействие может играть решающую роль. Более того, поскольку природа магнитной анизотропии и МУ связи едина – спин-орбитальное взаимодействие, а целый ряд редкоземельных металлов имеет достаточно большую спин-орбитальную связь, то в них также могут наблюдаться «гигантские» МУ эффекты. К таким системам относятся, например, сплавы лантаноидов тербия и диспрозия с железом и кобальтом. Между тем, в соединениях, содержащих редкоземельные элементы, наблюдается большое разнообразие магнитных структур, которое можно объяснить влиянием обменного взаимодействия высших порядков по спиновым операторам (в частности, биквадратичное обменное взаимодействие). Такие магнитные системы называются негейзенберговскими магнетиками.

Учет биквадратичного обменного взаимодействия может приводить к реализации упорядоченных состояний – квадрупольных фаз – характеризующихся тензорными параметрами порядка. Формирование квадрупольных фазовых состояний является одним из ярких примеров проявления квантовых свойств негейзенберговских магнетиков, однако в таких системах возникают и другие интересные квантовые структуры, принципиально невозможные в модели Гейзенберга. Ранее влияние «гигантского» МУ взаимодействия на фазовые состояния и динамические свойства негейзенберговских магнетиков не исследовалось.

Особый интерес в магнитных наносистемах представляют исследования переориентационных фазовых переходов, имеющих целый ряд особенностей, по сравнению с переходами в магнитных макросистемах. Переориентационные фазовые переходы могут происходить под действием различных факторов: поля, давления, температуры и др. При этом предполагается, что зависимости разных материальных констант от внешних параметров различны. Это предположение хорошо согласуется с экспериментальными данными. Однако помимо этого необходимо учитывать и обменную анизотропию. Следовательно, влияние МУ и МД взаимодействий на фазовые переходы в системах с анизотропным обменным взаимодействием представляют несомненный интерес.

Одним из примеров магнетиков с обменной анизотропией могут служить фрустрированные магнетики. Под фрустрированными магнитными системами понимают материалы, в которых локализованные спины взаимодействуют посредством конкурирующих обменных взаимодействий, что приводит к разным видам вырождения основного состояния. При определенных условиях в таких системах могут реализовываться состояния типа магнитная спираль, спиновая жидкость или сверхтвердая магнитная фаза. Влияние слабой легкоплоскостной анизотропии и внешнего магнитного поля на формирование спиральной магнитной структуры хорошо изучено, в то время как влияние большой одноионной анизотропии рассмотрено впервые. Кроме того, исследование возможности реализации спиральных магнитных структур в сильно анизотропных гейзенберговских и в негейзенберговских магнетиках также представляет определенный интерес.

Также, в последние годы фрустрированные магнетики привлекают к себе особое внимание, связанное с поиском новых квантовых состояний, существование которых доказано в бозе-газе, и которые могут реализоваться в магнетиках. Не так давно было объявлено об открытии «сверхтвердого» состояния в твердом ^{4}He. Применительно к теории магнетизма сверхтвердая фаза означает смешанное состояние, в котором намагниченности в подрешетках ориентированы под разными углами к оси квантования и при этом их проекции на ось квантования имеют противоположные знаки.

Таким образом, суть научной проблемы диссертационной работы состоит в исследовании влияния разнообразных анизотропных взаимодействий на фазовые состояния и спектры элементарных возбуждений магнетиков с локализованными спинами и построении теории, позволяющей описать и предсказать свойства широкого класса магнитных материалов.

Связь работы с научными программами, планами, темами. Работа выполнена в соответствии с направлениями научно-исследовательской работы и бюджетной программы кафедры теоретической физики Таврического национального университета им. В.И. Вернадского. Часть исследований была проведена на кафедре теоретической физики Института Физики при Аугсбургском университете (Аугсбург, Германия). Исследования, составляющие содержание диссертации, выполнялись в рамках конкурсных тем Министерства образования и науки Украины и вошли в соответствующие итоговые отчеты:

- Проект № 235/03 «Дальний магнитный порядок и фазовые состояния в двух- и трехмерных негейзенберговских магнетиках» – 2003-2005 гг.
- Проект № 250/06 «Исследование влияния релятивистских взаимодействий на свойства магнетиков и магнитных полупроводников» – 2006-2009 гг.
- Проект № 269/09 «Переориентационные фазовые переходы и фазовые состояния двумерных и квазидвумерхных гейзенберговских и негейзенберговских магнетиков» – 2009-2011 гг.
- Совместный украино-французский проект «State Fund for Fundamental Research», Grant F33.2/002 – 2013 г.

Исследования также проводились в рамках проекта поддержки молодых ученых Украины – грант Президента Украины № GP/F32/125, проект «Неоднорідні фазові стани у квантових магнетиках із релятивістськими та складними обмінними взаємодіями».

Цель и задача исследования. Основная цель диссертационной работы – теоретическое анализ фазовых переходов и элементарных возбуждений в магнетиках с локализованными спинами с учетом разнообразных магнитных взаимодействий (МД взаимодействие, одноионная анизотропия, МУ взаимодействие, обмен высших порядков по спиновым операторам). В соответствии с основной целью были поставлены и решены следующие задачи:

1. Исследовать влияние наклонной одноионной анизотропии на формирование однородных и неоднородных фазовых состояний в ультратонких магнитных пленках.
2. Построить модели переориентационных фазовых переходов по концентрации и температуре в соединениях кобальта и интерметаллических соединениях типа терфенол-Д.
3. Исследовать влияние анизотропного гейзенберговского и негейзенберговского обменного взаимодействия на фазовые переходы и спектры элементарных возбуждений.
4. Изучить возможность реализации спиральных магнитных структур в сильноанизотропных гейзенберговских и негейзенберговских фрустрированных ферромагнетиках.
5. Исследовать возможность реализации сверхтвердой магнитной фазы в фрустрированных магнитных системах.

Объектом исследования являются анизотропные двух- и трехмерные гейзенберговские и негейзенберговские магнетики.

Предметом исследования являются фазовые состояния и спектры возбуждений магнитоупорядоченных систем с учетом различных релятивистских взаимодействий.

Методы исследования. В работе используются современные методы теоретической физики наряду с проверенными временем и хорошо зарекомендовавшими себя подходами. В частности, широко используется техника операторов Хаббарда и диаграммная техника для функций Грина, метод бозонизации хаббардовских операторов, представление Голстейна-Примакова и теория фазовых переходов Ландау-Лифшица. Основным достоинством разрабатываемой в работе теории является получение точных аналитических решений, которые сравнивались с известными результатами, полученными как в экспериментах, так и при численных расчетах. В некоторых случаях, нами также использовались численные расчеты и численный анализ полученных аналитических результатов.

Научная новизна полученных результатов.

1. Впервые исследовано влияние наклонной одноионной анизотропии на фазовые состояния ультратонкой магнитной пленки при произвольных значениях константы наклонной анизотропии. Показано, что величина константы наклонной анизотропии существенно влияет на формирование доменной структуры. Установлены области устойчивости различных фазовых состояний, которые могут реализоваться в рассматриваемой модели, и впервые построены фазовые диаграммы для рассматриваемых систем.
2. Предложена модель переориентационных фазовых переходов по концентрации в двух- и трехмерных сплавах $Fe_{1-x}Co_x$. В рамках данной модели впервые исследованы фазовые переходы по концентрации в сплаве $Fe_{1-x}Co_x$ с учетом МУ и МД взаимодействий. Показано, что в двумерной системе, в отличие от трехмерной системы, может реализоваться новое фазовое состояние – «легкая ось в плоскости». Найдены критические значения концентрации ионов кобальта, соответствующие фазовым переходам, и показано, что эти величины существенно зависят от размерности системы.
3. Предложена модель фазовых переходов по температуре в ультратонкой пленке сплава $U_2Co_{15}Si_2$, в рамках которой впервые был проведен точный учет влияния МУ и МД взаимодействий. Полученные результаты хорошо согласуются с экспериментальными данными, что позволяет применить использованный подход при исследованиях температурных фазовых переходов, как в двухмерных, так и в трехмерных образцах сплава $U_2Co_{15}Si_2$.
4. Впервые исследовано влияние биквадратичного обменного взаимодействия на фазовые состояния и фазовые переходы в магнетиках типа терфенол-Д. Изучено влияние МУ взаимодействия на температурные фазовые переходы. Впервые показано, что влияние МУ взаимодействия увеличивается с ростом

константы билинейного обменного взаимодействия. Полученные результаты могут быть использованы для экспериментального определения констант билинейного и биквадратичного обменных взаимодействий.

5. Впервые исследованы фазовые переходы по материальным константам, внешнему магнитному полю и температуре в негейзенберговских ферромагнетиках с анизотропными обменными взаимодействиями при произвольной величине обменной анизотропии. Предсказана возможность реализации квадрупольной фазы с пространственно-неоднородным распределением тензорных параметров порядка.
6. Впервые исследована возможность реализации спиральной магнитной структуры в сильноанизотропном гейзенберговском и негейзенберговском магнетиках с фрустрированным обменным взаимодействием во внешнем магнитном поле. Показано, что учет большой легкоплоскостной одноионной анизотропии в гейзенберговском магнетике существенно меняет фазовый портрет системы. Впервые изучено влияние большой одноионной анизотропии на реализацию спиральной магнитной структуры в двумерном фрустрированном магнетике. Предсказана возможность реализации, как спиральной магнитной структуры, так и доменной фазы в рассматриваемых системах.
7. Впервые исследована возможность реализации сверхтвердой магнитной фазы в сильноанизотропном фрустрированном гейзенберговском антиферромагнетике. Доказана возможность реализации сверхтвердой фазы в продольном магнитном поле. Впервые изучены особенности формирования сверхтвердой магнитной фазы в изингоподобном фрустрированном антиферромагнетике с большой легкоплоскостной одноионной анизотропией во внешнем магнитном поле.

Достоверность полученных результатов подтверждается выбором теоретических методов для решения конкретных задач диссертационной работы, обеспечивающих точный учет рассматриваемых взаимодействий. Все результаты хорошо согласуются с полученными ранее для различных предельных случаев. Выводы, носящие предсказательный характер, косвенно подтверждаются известными экспериментальными данными. Результаты численных расчетов соответствуют известным данным прямого компьютерного моделирования.

Научная и практическая ценность полученных результатов. В работе исследуются свойства разнообразных магнитных систем, а также проводится подробный анализ фазовых состояний, фазовых переходов и динамических свойств с учетом различных конкурирующих магнитных взаимодействий. В результате автором получены и исследованы теоретические модели, хорошо описывающие экспериментальные данные. Полученные результаты могут быть использованы при подготовке и проведении экспериментов, а также для объяснения результатов экспериментов. Предложенные в работе модели могут быть применены при проектировании и создании магнитных материалов с заранее определенными свойствами. Кроме того, результаты работы могут быть использованы в учебном процессе при подготовке

специальных курсов по магнетизму, физике твердого тела и теории фазовых переходов.

Апробация результатов диссертации. Результаты докладывались на разнообразных международных научных конференциях: X международная конференция "Фізика і технологія тонких плівок" (Ивано-Франковск, 2005); Annual Conference in Ukraine "Statistical Physics 2005: Modern Problems and New Applications" (Lviv, Ukraine, 2005); International Conference “Functional Materials” ICFM-2005 (Partenit, Crimea, Ukraine, 2005); XXII международная школа-семинар "Новые магнитные материалы микроэлектроники" (Москва, Россия, 2006); Annual Conference in Ukraine "Statistical Physics 2006. Condensed Matter: Theory and Application" (Kharkiv, Ukraine, 2006); International Conference “Functional Materials” ICFM-2007 (Partenit, Crimea, Ukraine, 2007); 3-я Международная конференция «Физика электронных материалов» (Калуга, Россия, 2008); IV Всеукраинская научно-техническая конференция «Актуальные вопросы теоретической и прикладной биофизики, физики и химии» (Севастополь, Украина, 2008); Научная конференция «Ломоносовские чтения» 2008 года и Международная научная конференция студентов, аспирантов и молодых ученых «Ломоносов-2008» (Севастополь, Украина, 2008); Международный форум по нанотехнологиям (Москва, Россия, 2008); XII International Conference «Physics and Technology of Thin Films and Nanosystems» (Ivano-Frankivsk, 2009); 3-rd Conference "Statistical Physics: Modern Trends and Application" (Lviv, Ukraine, 2009); II Международная научная конференция “Наноструктурные материалы – 2010: Беларусь, Россия, Украина” (Киев, 2010); XXI Международная конференция "Новое в магнетизме и магнитных материалах" (Москва, Россия, 2009); International Conference “Functional Materials” – ICFM-2009 (Partenit, Crimea, Ukraine, 2009); международная конференция «Nanomaterials: Applications and Properties, NAP-2013» (Alushta, Ukraine, 2013); International Conference “Functional Materials” – ICFM'2013 (Yalta, Haspra, Ukraine, 2013).

Кроме того, материалы диссертации неоднократно докладывались на научных семинарах в ТНУ им. В.И. Вернадского (Симферополь, Украина), в Институте Физики при Аугсбургском университете (Аугсбург, Германия), в Берлинском техническом университете (Берлин, Германия), а также в рамках летних школ для молодых ученых в Алуште и Новосибирске.

Публикации. Результаты, вошедшие в диссертационную работу, были опубликованы в 1 коллективной монографии и 24 статьях в журналах, приведенных в автореферате, а также в 21 докладе, опубликованном в материалах конференций.

Личный вклад автора. В работах [1-5] автор участвовал в постановке задачи и выполнил часть аналитических и численных расчетов. В работах [6-11] автор участвовал в постановке задачи, предложил теоретическую модель, описывающую рассматриваемые системы, и выполнил часть аналитических и численных расчетов. В работах [12-18] автор участвовал в постановке задачи и выполнил часть аналитических и численных расчетов, связанную с получением и исследованием спектров элемен-

тарных возбуждений. В работе [19] автором были проведены численные расчеты и исследованы фазовые переходы по температуре. В работе [20] автором были получены и исследованы спектры элементарных возбуждений в квадрупольных фазах, исследованы фазовые переходы по температуре и проведены численные расчеты. В работе [21] автором были построены фазовые диаграммы и исследованы температурные фазовые переходы. В работе [22] автором были проведены численные расчеты и построены фазовые диаграммы. В работе [23] автором были получены и проанализированы спектры элементарных возбуждений для продольного поля, проведены численные расчеты и построены фазовые диаграммы, а также проведен анализ полученных результатов. В работах [24,25] автором была предложены постановка задачи и выполнены аналитические и численные расчеты.

Структура и объем диссертации. Диссертация состоит из введения, 5 разделов, выводов и списка использованных источников из 226 наименований. Общий объем диссертации составляет 298 страниц текста с 60 рисунками и 1 таблицей.

ОСНОВНОЕ СОДЕРЖАНИЕ РАБОТЫ

Во введении приводится обоснование актуальности темы диссертации, проводится анализ литературных источников по теме диссертации, а также формулируются цель, задача, объект, предмет и методы исследования. Также указываются данные о связи работы с научными программами, планами и темами, перечисляются новые результаты, полученные в работе, и объясняется их практическое значение. В завершающей части этого раздела указывается личный вклад соискателя, количество публикаций, структура и объем диссертации.

В первом разделе рассмотрено влияние одноионной наклонной анизотропии, МД и МУ взаимодействий на фазовые состояния и спектры ультратонкой ферромагнитной пленки. Исследовано влияние, как слабой наклонной анизотропии, так и большой наклонной анизотропии (большей обменного взаимодействия).

Вначале рассматривается влияние слабой наклонной анизотропии β_{xz} на фазовые состояния легкоплоскостной ультратонкой магнитной пленки. Приводится детальное описание процедуры получения спектров элементарных возбуждений с использованием метода бозонизации операторов Хаббарда, для случая, когда наклонная анизотропия действует в плоскости XOZ.

Анализ спектров элементарных возбуждений показывает, что в системе возможна реализация как однородных фазовых состояний (ферромагнитной (ФМ) и квадрупольной (КУ) фаз), так и пространственно-неоднородной (ПН) фазы, реализация которой определяется МД взаимодействием. Причем критические значения наклонной одноионной анизотропии, соответствующие фазовым переходам между указанными выше фазами, существенно отличаются для разных ориентаций волнового вектора магнонов. Это связано с тем, что в ПН фазе существенную роль играет ориентация волнового вектора k, определяющая направление распространения спиновых волн. Поскольку наклонная анизотропия действует в плоскости XOZ, ее влияние будет ослабевать по мере отклонения вектора k от оси OX и станет наименьшим, когда вектор k параллелен оси OY.

Проведенный анализ позволяет построить качественную фазовую диаграмму системы (см. рис. 1). На рис. 1 используется цилиндрическая система координат: OZ $\to \beta$ – константа легкоплоскостной одноионной анизотропии, $\rho \to \beta_{xz}$, а угол ζ определяет ориентацию вектора k в плоскости XOY. Как видно из рис. 1, поверхность (1), разделяющая угловую ферромагнитную (УФ) фазу и ПН фазу, имеет довольно сложный вид и существенно зависит от ориентации вектора k, что связано с влиянием МД взаимодействия. Наоборот, поверхность (2), разделяющая ПН и КУ фазы, не зависит от ориентации вектора k. Это связано с тем, что в КУ фазе намагниченность (на один узел) равна нулю, и, следовательно, влияние МД взаимодействия сводится лишь к статической перенормировке спектров возбуждений.

Необходимо отметить, что при отсутствии в системе наклонной анизотропии в ней могли бы реализоваться только легкоплоскостная ФМ фаза и КУ фаза. Таким образом, учет наклонной легкоосной анизотропии приводит к реализации двух дополнительных фазовых состояний: УФ фазы и ПН фазы.

Далее рассматривается случай большой наклонной анизотропии, превосходящей или сравнимой с обменной энергией и энергией легкоплоскостной одноионной анизотропии. Были получены спектры элементарных возбуждений магнонов в ФМ фазе, из которых наиболее интересным является низкочастотный спектр:

$$\begin{aligned}\varepsilon^2(k) = \Big\{ & 5\beta_{xz}/4 - 3\beta\left(1+5\beta/(2\beta_{xz})\right)/16 - A_0/24 - 23\beta A_0/(16\beta_{xz}) - A_0^2/\beta_{xz} - \\ & -\Omega_0 k\left[\sin^2\zeta - 3(\beta+2A_0)\left(1+\cos^2\zeta\right)/(2\beta_{xz})\right]/8 + \alpha k^2\Big\}\times \\ & \times\Big\{7\beta_{xz}/4 - \beta\left(1+21\beta/(2\beta_{xz})\right)/16 - 5A_0/24 - 29\beta A_0/(16\beta_{xz}) - A_0^2/\beta_{xz} + \\ & +\Omega_0 k\left[5\sin^2\zeta + (\beta+2A_0)\left(1+\cos^2\zeta\right)/(2\beta_{xz})\right]/8 + \alpha k^2\Big\},\end{aligned} \tag{1}$$

где A_0, Ω_0 – параметры МД взаимодействия, $\alpha = J_0R^2$, R – радиус обменного взаимодействия. Спектр (1) существенно зависит от ориентации вектора k в базисной плоскости. Так, в зависимости от величины угла ζ, знак линейного по k слагаемого в выражении (1) может меняться. Когда это слагаемое будет отрицательным, мы получим, так называемый, «неоднородный» спектр элементарных возбуждений. Угол ζ_0, соответствующий изменению знака при линейном по k слагаемом, связан с параметрами системы следующим образом:

$$\cos\zeta_0 = 1 - 3(\beta + 2A_0)/\beta_{xz}. \tag{2}$$

Если $|\zeta| < |\zeta_0|$, система переходит в ПН фазу с периодом неоднородности

$$1/k^* = -8J_0/(\Omega_0\eta(\zeta)), \tag{3}$$

где $\eta(\zeta) = \sin^2\zeta - 3(\beta + 2A_0)(1 + \cos^2\zeta)/(2\beta_{xz})$. В случае, если $|\zeta| > |\zeta_0|$, спектр элементарных возбуждений имеет минимум при $k = 0$. Следовательно, учет влияния МД взаимодействия приводит к формированию неоднородного состояния, реализация которого существенно зависит от ориентации вектора k в базисной плоскости. Как следует из соотношения (2), при $\beta_{xz} \to \infty$ угол $\zeta_0 \to 0$, и, следовательно, ПН фаза может реализовываться практически при произвольной ориентации k. Необходимо также отметить, что период пространственной неоднородности также зависит от ориентации вектора k, и, при стремлении ζ к ζ_0, $1/k^* \to \infty$, что соответствует реали-

зации однородного состояния. На рис. 2 приведена зависимость периода пространственной неоднородности от ориентации вектора k в плоскости пленки. Видно, что ПН фаза реализуется в интервале углов $-|\zeta_0| < \zeta < \zeta_0$, и при увеличении модуля угла ζ период неоднородности увеличивается, достигая в пределе $\zeta = \zeta_0$ бесконечности, что соответствует однородной фазе. При $|\zeta| > |\zeta_0|$ период неоднородности отрицателен, т.е. в системе не реализуется ПН фаза. Таким образом, существенное уменьшение периода неоднородности может быть достигнуто путем подбора ориентации вектора k, что можно практически использовано в устройствах хранения информации.

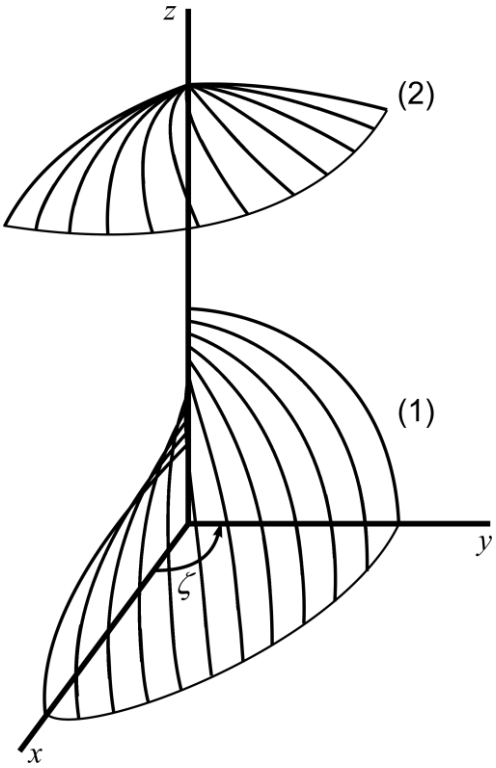

Рис. 1. Фазовая диаграмма легкоплоскостного ферромагнетика с наклонной анизотропией при произвольной ориентации вектора k ($0 \le \zeta \le \pi/2$). Поверхность (1) разделяет УФ фазу и ПН фазу. Поверхность (2) разделяет ПН фазу и КУ фазу.

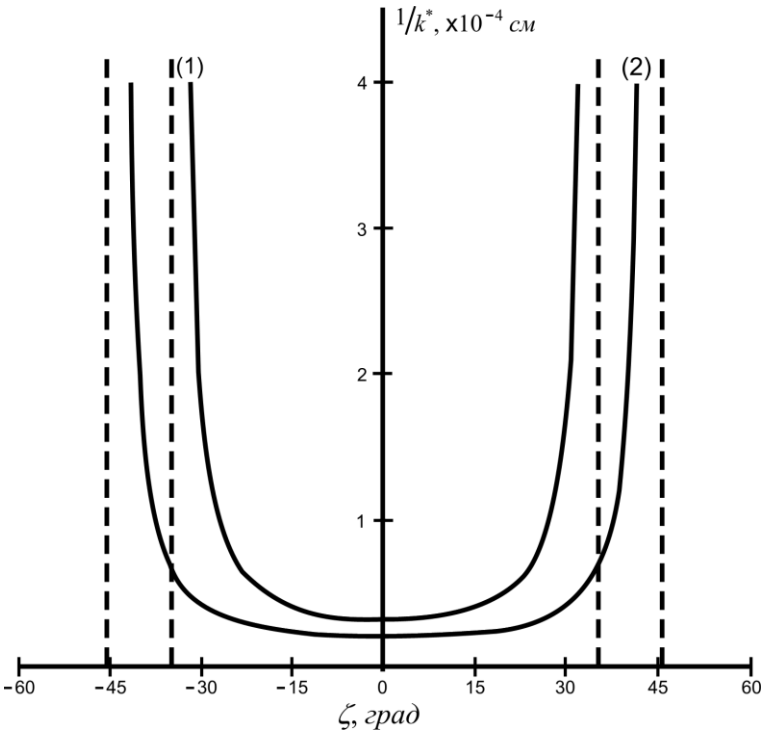

Рис. 2. Зависимость периода ПН фазы от угла ориентации вектора k для различных соотношений материальных параметров: линия (1) – $\beta_{xz}/\beta = 10$, $A_0/\beta = 0{,}1$; линия (2) – $\beta_{xz}/\beta = 10$, $A_0/\beta = 0{,}5$.

В сильноанизотропном магнетике возможна реализация магнитоупорядоченного состояния с равной нулю намагниченностью, характеризуемого не векторным, а тензорным параметром порядка (q_2^0, q_2^2) – КУ фазы. В КУ фазе спектр низкочастотных магнонов имеет вид

$$\begin{aligned}\varepsilon^2(k) = {} & \beta_{xz}^2 - 4\beta_{xz}\left(J_0 + A_0/3\right) - 3\beta^2 + 3J_0^2/4 + J_0A_0/2 + A_0^2/12 + \\ & + \left(4\beta_{xz} - 3\beta^2/\left(2\beta_{xz}^2\right) - 3J_0/4 - A_0/2\right)\left(\Omega_0 k\sin^2\zeta + J_0k^2/2\right) + 3\Omega_0^2k^2\sin^4\zeta/4,\end{aligned} \tag{4}$$

Из этого выражения видно, что минимум энергии магнонов будет наблюдаться при $k = 0$. Из условия обращения в ноль энергетической щели в спектре (4) найдем критическое значение константы наклонной анизотропии, при котором фазовое состояние теряет устойчивость:

$$\beta_{xz}^{C} = \sqrt{3}\beta/2 + J_0/2 + A_0/6. \qquad (5)$$

Как видно из (5), критическое значение константы наклонной анизотропии не зависит от ориентации вектора k. Это связанно с тем, что в КУ фазе намагниченность (на один узел) равна нулю, а компоненты тензора квадрупольных моментов лежат в плоскости YOZ, т.е. геометрический образ квадрупольного состояния – бесконечно тонкий диск – лежит в плоскости перпендикулярной базисной. Это приводит к тому, что влияние МД взаимодействия проявляется только в статической перенормировке щели в спектре магнонов (4), и, следовательно, минимуму энергии возбуждения соответствует $k = 0$. Из спектра (4) следует, что минимальное значение константы легкоплоскостной анизотропии, начиная с которого возможна реализация КУ фазы, равно:

$$\beta_c = J_0/2 + A_0/6. \qquad (6)$$

Таким образом, в случае превалирующего обменного взаимодействия ($J_0 > \beta_{xz} > \beta, A_0, \Omega_0$) в системе реализуется УФ фаза, благодаря влиянию большой наклонной одноионной анизотропии типа «легкая ось». Увеличение констант одноионной анизотропии ($\beta_{xz} > \beta > J_0$) приводит к реализации КУ фазы. Из анализа спектров элементарных возбуждений видно, что «прямого» фазового перехода между УФ фазой и КУ фазой в двумерном ферромагнетике с наклонной анизотропией нет. Фазовый переход между этими состояниями является переходом первого рода. При значениях угла ζ, меньших модуля критического угла ζ_0, фазовый переход УФ фаза – КУ фаза идет через ПН фазу. Если же $|\zeta| > |\zeta_0|$, то в системе не реализуется ПН фаза, а фазовый переход УФ фаза – КУ фаза также является переходом первого рода, и проходит через область сосуществования фаз с тензорным и векторным параметрами порядка, т.н., квадрупольно-ферромагнитное (КФМ) состояние. Область существования КФМ фазы ограничена линиями потери устойчивости УФ фазы и КУ фазы. Фазовая диаграмма двумерного ферромагнетика с большой наклонной анизотропией типа «легкая ось» приведена на рис. 3 и 4.

В заключение первого раздела рассматривается система с наклонной анизотропией, действующей в плоскости пленки. Фактически речь идет о ромбической анизотропии, но для того, чтобы подчеркнуть общность подхода к исследованию системы и полученных результатов, используется термин наклонная анизотропия.

В качестве исследуемой системы рассматривается анизотропный ферромагнетик. Рассматриваемая система обладает большой легкоплоскостной одноионной анизотропией, а также наклонной легкоосной анизотропией, действующей в «легкой плоскости». В качестве базисной плоскости выбрана плоскость XOY. Система находится во внешнем магнитном поле, перпендикулярном базисной плоскости ($H \parallel$ OZ). Спин магнитного иона $S = 1$.

Анализ спектров элементарных возбуждений позволил построить схематичную фазовую диаграмму рассматриваемой системы (рис. 5 и 6). Как видно из рис. 5,

в исследуемой системе фазовые переходы между ФМ и КУ$_2$ фазой происходят через некоторое смешанное состояние, область существования которого по полю равна

$$\Delta H = J_0\left\{1+\beta_{xy}^2\Big/\left[2\beta\left(\beta+J_0\right)\right]\right\}. \qquad (7)$$

В случае отсутствия внешнего магнитного поля в системе возможна реализация фазовых состояний, показанных на рис. 6. В данном случае фазовый переход между двумя однородными состояниями также осуществляется через некоторое промежуточное состояние. Область существования этого состояния по константе наклонной анизотропии имеет вид:

$$\Delta\beta = \beta_{xy}^{КУ_1} - \beta_{xy}^{КУ_2} = \beta - \sqrt{2\beta J_0} + 2J_0. \qquad (8)$$

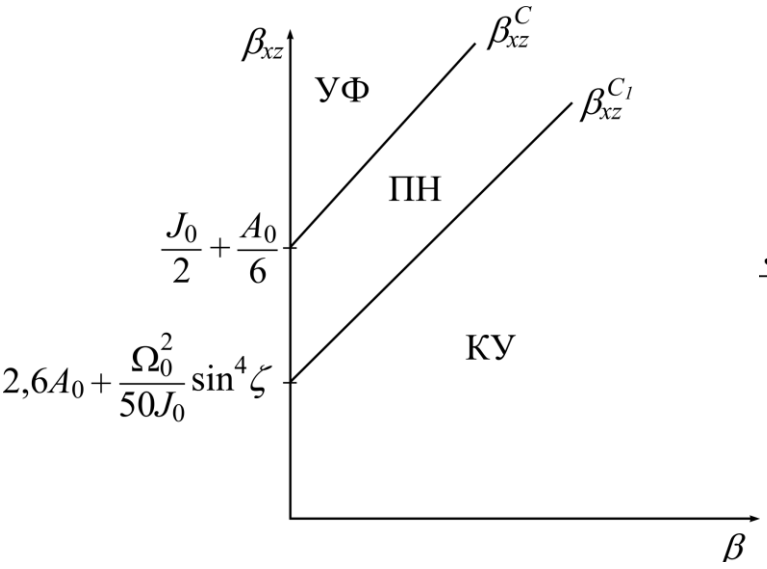

Рис. 3. Фазовая диаграмма легкоплоскостного двумерного ферромагнетика с большой наклонной анизотропией при $|\zeta| < |\zeta_0|$.

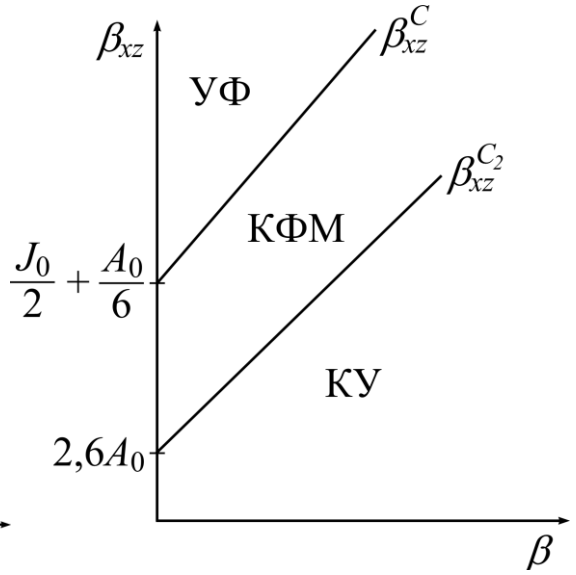

Рис. 4. Фазовая диаграмма легкоплоскостного двумерного ферромагнетика с большой наклонной анизотропией при $|\zeta| > |\zeta_0|$.

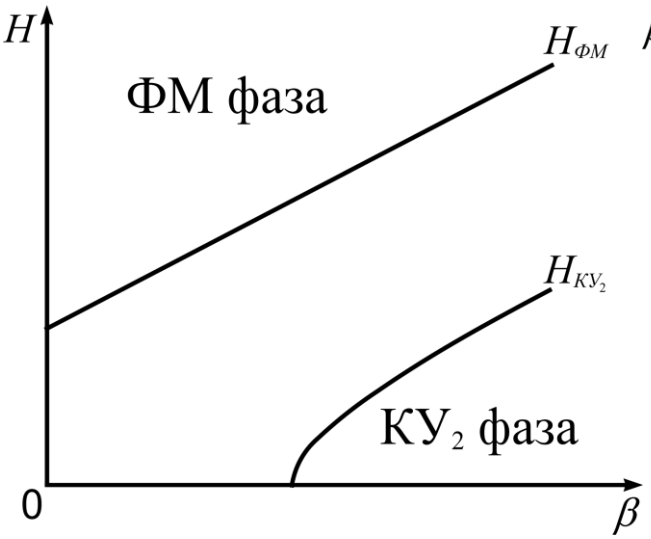

Рис. 5. Качественная фазовая диаграмма анизотропного гейзенберговского магнетика в случае наличия внешнего поля.

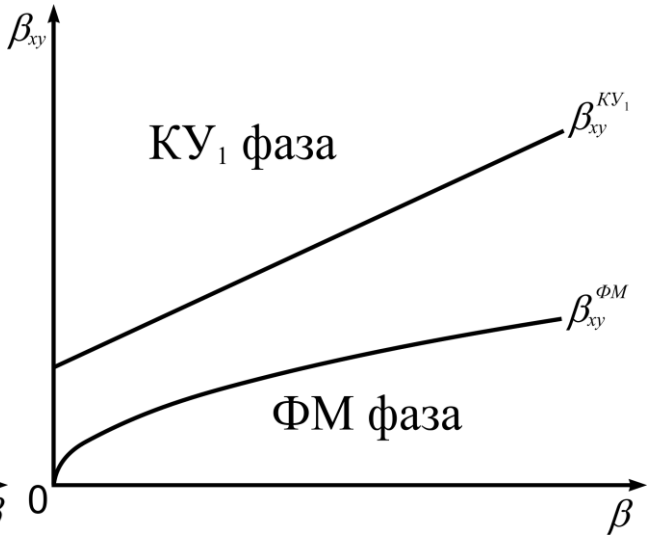

Рис. 6. Качественная фазовая диаграмма анизотропного гейзенберговского магнетика при отсутствии внешнего поля.

Второй раздел посвящен исследованию переориентационных фазовых переходов по концентрации и температуре в интерметаллических сплавах. Известно, что в сплаве $Fe_{1-x}Co_x$ наблюдается изменение направления легкого намагничения в зависимости от концентрации ионов Co x. Если $x_1 < x < x_2$, то в сплаве реализуется анизотропия типа «легкая ось», а при концентрациях $x < x_1$ и $x > x_2$ – анизотропия типа «легкая плоскость». Критические концентрации x_1 и x_2, соответствующие изменению знака анизотропии, могут принимать различные значения в зависимости от типа кристаллической решетки и других факторов. Такое поведение одноионной анизотропии можно достаточно просто аппроксимировать следующим образом:

$$\beta(x) = -\gamma x(x - x_1)(x - x_2), \tag{9}$$

где параметр $\gamma > 0$ имеет размерность энергии. Помимо сплава FeCo во втором разделе также рассматриваются сплав $U_2Co_{15}Si_2$ и интерметаллические соединения на основе Tb и Dy – $Tb_xDy_{1-x}Fe_y$ (терфенол-Д), при исследовании которых применяются подходы, разработанные для сплава FeCo.

Вначале второго раздела рассматриваются возможные фазовые состояния ультратонкой (толщиной несколько атомных слоев) пленки сплава $Fe_{1-x}Co_x$ в зависимости от концентрации атомов Co. При этом предполагается, что одноионная анизотропия и обменное взаимодействие зависят от концентрации, а спины магнитных ионов одинаковы ($S = 3/2$).

Пусть концентрация Co такова, что в системе реализуется одноионная анизотропия типа «легкая ось», причем ось анизотропии (OZ) перпендикулярна плоскости магнитной пленки. Гамильтониан системы можно представить в следующем виде:

$$\mathcal{H} = -\frac{1}{2}\sum_{n,n'}\left\{\left[J_{nn'}^{(1)}x^2 + J_{nn'}^{(2)}(1-x)^2 + 2J_{nn'}^{(3)}x(1-x)\right]\delta_{ij} + V_{nn'}^{ij}\right\}S_n^i S_{n'}^j - \frac{\beta(x)}{2}\sum_n\left(S_n^z\right)^2, \tag{10}$$

где $J_{nn'}^{(1)} > 0$, $J_{nn'}^{(2)} > 0$ и $J_{nn'}^{(3)} > 0$ – константы обменного взаимодействия между ионами Co-Co, Fe-Fe и Fe-Co, соответственно; $V_{nn'}^{ij}$ – компоненты тензора МД взаимодействия ($i, j = x, y, z$). Численный анализ спектров элементарных возбуждений позволил найти критические значения концентрации Co, соответствующие переходу из легкоосной (ЛО) фазы:

$$x_1^C = 0{,}566 \qquad x_2^C = 0{,}671. \tag{11}$$

Учет размерности системы, а именно МД взаимодействия, приводит к радикальному уменьшению интервала существования ЛО фазы (для сравнения, без учета МД взаимодействия: $x_1^C = 0{,}039$, $x_2^C = 0{,}92$).

Теперь рассмотрим случай, когда концентрация Co такова, что в системе реализуется легкоплоскостная анизотропия. В этом случае критические значения концентрации, соответствующие фазовому переходу из легкоплоскостной (ЛП) фазы:

$$x_1^C = 0{,}039 \qquad x_2^C = 0{,}92. \tag{12}$$

Проведенные исследования показали, что учет размерности системы существенно меняет фазовую диаграмму, значительно уменьшая интервал концентраций ионов Co, в котором существует ЛО фаза. Фазовый переход из ЛО фазы в ЛП фазу происходит через промежуточное состояние, которое определяется соотношением материальных параметров системы. Как показывает дополнительный анализ, в слу-

чае, если энергия одноионной анизотропии превалирует над энергией МД взаимодействия, этим промежуточным состоянием является УФ фаза. В противном случае, реализуется ПН фаза. При этом область существования ЛО фазы немного увеличивается:

$$\tilde{x}_1^C = 0,602 \qquad \tilde{x}_2^C = 0,634 \tag{13}$$

Такое поведение системы можно объяснить, исходя из следующих простых соображений. Если энергия одноионной анизотропии значительно превосходит величину МД взаимодействия, это препятствует реализации ПН фазы, реализация которой определяется именно МД взаимодействием. Поэтому фазовый переход из ЛП фазы в ЛО фазу происходит через УФ фазу. Если же превалирует МД взаимодействие, то энергетически выгодным становится разбиение системы на домены, поскольку в этом случае существенную роль играет динамическая составляющая МД взаимодействия.

Далее рассматривается влияние «плоского» МУ взаимодействия, для которого можно учитывать только компоненты тензора деформаций, лежащие в плоскости пленки, на фазовые переходы по концентрации в сплавах $Fe_{1-x}Co_x$. Зависимость МУ взаимодействия от концентрации кобальта имеет вид

$$\begin{gathered}\tilde{\nu}(x) = \nu \cdot \bar{\lambda}(x), \qquad \bar{\lambda}(x) = 0,4\lambda_{100}(x) + 0,6\lambda_{111}(x), \\ \lambda_{100}(x) = 19,286 + 2,43x, \qquad \lambda_{111}(x) = -16,074 + 0,938x.\end{gathered} \tag{14}$$

Здесь ν – константа МУ взаимодействия, λ – константа магнитострикции. В этом случае гамильтониан системы можно представить в следующем виде:

$$\begin{aligned}\mathcal{H} = &-\frac{1}{2}\sum_{n,n'}\left\{\left[J_{nn'}^{(1)}x^2 + J_{nn'}^{(2)}(1-x)^2 + 2J_{nn'}^{(3)}x(1-x)\right]\delta_{ij} + V_{nn'}^{ij}\right\}S_n^i S_{n'}^j - \beta(x)/2\sum_n\left(S_n^z\right)^2 + \\ &+\tilde{\nu}(x)\sum_n\left[u_{xx}(n)\left(S_n^x\right)^2 + u_{yy}(n)\left(S_n^y\right)^2 + u_{xy}(n)\left(S_n^x S_n^y + S_n^y S_n^x\right)\right] + \\ &+E\Big/\left(2\left(1-\sigma^2\right)\right)\sum_n\left[u_{xx}^2(n) + u_{yy}^2(n) + 2\sigma u_{xx}(n)u_{yy}(n) + 2(1-\sigma)u_{xy}^2(n)\right],\end{aligned} \tag{15}$$

где $\tilde{\nu}(x)$ – константа МУ связи, определяемая выражением (14); $u_{ij}(n)$ – компоненты тензора деформаций; E – модуль Юнга; σ – коэффициент Пуассона. Параметры МД взаимодействия (A_0 и Ω_0) также зависят от концентрации кобальта.

Используя технику операторов Хаббарда, были получены спектры элементарных возбуждений рассматриваемой системы для различных фазовых состояний. Их анализ позволил найти критические значения концентрации, соответствующие точкам фазового перехода:

- из ПН фазы: $x_1^{ПН}$ = 0,297, $x_2^{ПН}$ = 0,654;
- из ЛП фазы в ПН фазу: $x_1^{ЛП}$ = 0,205, $x_2^{ЛП}$ = 0,866;
- из ЛП фазы в фазу «легкая ось в плоскости» (ЛОП): $x_1^{ЛОП}$ = 0,15, $x_2^{ЛОП}$ = 0,988.

Фазовая диаграмма однослойной пленки $Fe_{1-x}Co_x$ схематично показана на рис. 7.

Как показывают расчеты в случае «объемного» МУ взаимодействия, при котором учитываются все компоненты тензора упругих деформаций, фазовая диаграмма качественно совпадает с рис. 7, за исключением того, что ЛОП фаза не реа-

лизуется. Это связано с тем, что в случае «объемного» МУ взаимодействия не возникает эффективной легкоосной анизотропии в плоскости пленки, которая при достаточно малых значениях легкоплоскостной одноионной анизотропии приводит к ориентации намагниченности в плоскости пленки.

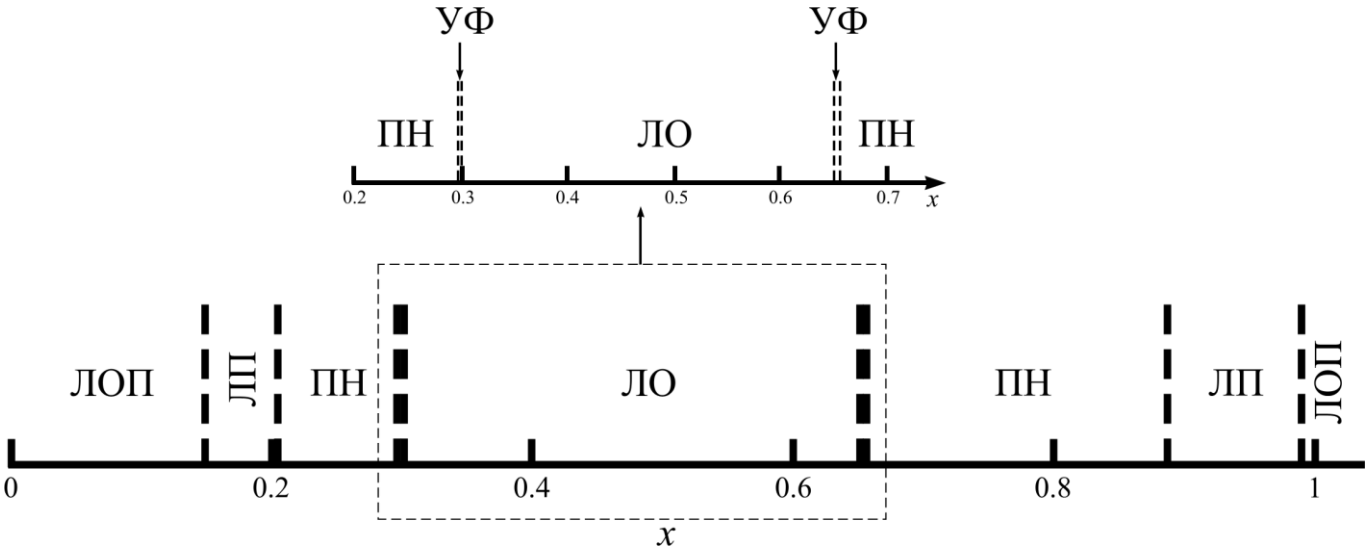

Рис. 7. Фазовая диаграмма монослоя $Fe_{1-x}Co_x$ для α_1 = 1,5 *МЭ*, α_2 = 2 *МЭ*, α_3 = 1,75 *МЭ*. Область, обведенная пунктиром, показана в увеличенном виде.

Далее во втором разделе рассматриваются переориентационные фазовые переходы по температуре в монокристалле $U_2Co_{15}Si_2$. Проведенные исследования показывают, что построенная теоретическая модель монокристалла $U_2Co_{15}Si_2$ хорошо согласуется с экспериментальными результатами. Как показывают расчеты, в рассматриваемой системе имеет место два фазовых перехода первого рода. Фазовый переход из ЛП фазы в УФ фазу происходит при температуре T_1 = 266 *К*, а из ЛО фазы в УФ фазу – при температуре T_4 = 340 *К*. При этом, температуры устойчивости УФ фазы равны T_2 = 300 *К* и T_3 = 320 *К*. Фазовая диаграмма системы представлена на рис. 10.

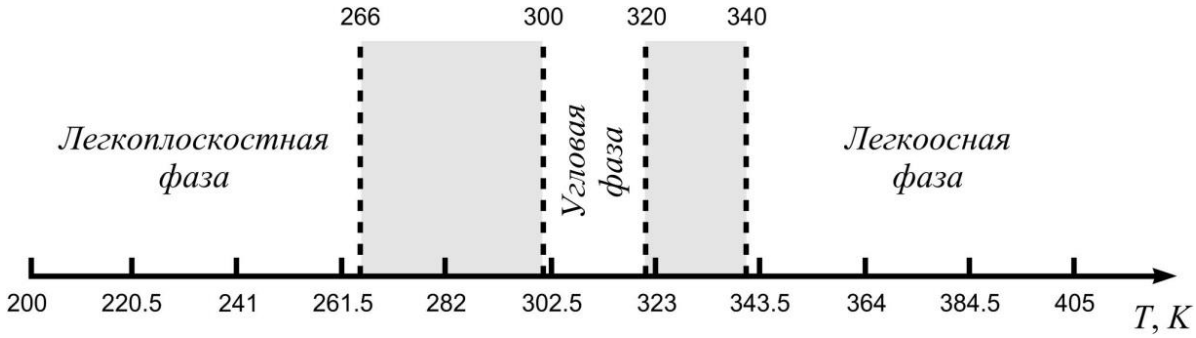

Рис. 8. Температурная фазовая диаграмма монокристалла $U_2Co_{15}Si_2$. Затемненные участки обозначают области сосуществования фаз.

Завершается второй раздел рассмотрением фазовых переходов по материальным константам и температуре в системах с большим МУ взаимодействием. К таким системам относятся сплав лантаноидов тербия и диспрозия с железом, кобальтом. Влияние большого МУ взаимодействия имеет особое значение в случае, когда константа магнитной анизотропии обращается в ноль или существенно уменьшается

в результате конкуренции анизотропий разных подрешеток или при изменении температуры или концентрации магнитоактивных ионов.

В качестве исследуемой системы рассматривается изотропный трехмерный негейзенберговский ферромагнетик. Кроме биквадратичного обменного взаимодействия, влияние которого характерно для редкоземельных металлов и их сплавов, учитываются также МУ и упругое взаимодействия. Для упрощения вычислений предполагается, что спин магнитного иона равен единице – это минимальное значение спина, при котором может возникнуть биквадратичное обменное взаимодействие. Гамильтониан такой системы можно представить в виде:

$$\begin{aligned}\mathcal{H} = &-\frac{1}{2}\sum_{n,n'} J_{nn'}\vec{S}_n\vec{S}_{n'} - \frac{1}{2}\sum_{n,n'} K_{nn'}\left(\vec{S}_n\vec{S}_{n'}\right)^2 + D_1\sum_{n,i=x,y,z} u_{ii}(n)\left(S_n^i\right)^2 + \\ &+2D_2\sum_{n,i\neq j} u_{ij}(n)\left(S_n^i S_n^j + S_n^j S_n^i\right) + C_{11}\sum_{n,i=x,y,z} u_{ii}^2/2 + C_{12}\sum_{n,i\neq j} u_{ii}(n)u_{jj}(n) + 2C_{44}\sum_{n,i\neq j} u_{ij}^2(n),\end{aligned} \tag{16}$$

где $K_{nn'} > 0$ – константа биквадратичного обменного взаимодействия, D_1 и D_2 – константы МУ связи; C_{11}, C_{12}, C_{44} – упругие модули. Третье и четвертое слагаемое в гамильтониане (16) описывает МУ энергию, а последние три слагаемых описывают упругую энергию системы.

Учет МУ взаимодействия приводит к возникновению гибридизованной МУ волны. Для упрощения математических вычислений предполагается, что вектор k параллелен оси OX, при этом компоненты вектора поляризации квазифононов следующие: e_l^x, e_τ^y, e_t^z. Как показывают расчеты, в ФМ фазе ($J_0 > K_0$) фазовый переход происходит по продольной квазифононной ветви возбуждений:

$$\omega_2^2(k) = \omega_l^2(k)\left[2(J_0 - K_0) - a_0^l + \xi k^2\right]\Big/\left[2(J_0 - K_0) + \xi k^2\right], \tag{17}$$

где $\xi = K_0\tilde{R}_0^2$, $\tilde{R}_0$ – радиус биквадратичного обменного взаимодействия, $a_0^l = D_1^2/C_{44}$. Спектр продольно поляризованных квазифононов размягчается в длинноволновом пределе при

$$K_0^{ФМ} = J_0 - a_0^l/2. \tag{18}$$

В случае реализации в рассматриваемой системе КУ фазы ($K_0 > J_0$), спектры квазифононов остаются линейными по волновому вектору, а спектры квазимагнонов совпадают из-за вырождения возбужденных энергетических уровней:

$$\varepsilon(k) = \sqrt{(2K_0 - 2J_0 + b_0)\left(b_0 + \xi k^2\right)}, \tag{19}$$

где $b_0 = D_1^2/(C_{11} - C_{12})$. Из условия обращения в ноль щели в спектре квазимагнонов получим величину «поля», при котором происходит фазовый переход из КУ фазы:

$$K_0^{КУ} = J_0 - b_0/2. \tag{20}$$

Из сравнения выражений (18) и (20) видно, что точки фазовых переходов $K_0^{ФМ}$ и $K_0^{КУ}$ отличаются друг от друга. Следовательно, фазовый переход из ФМ фазы в КУ фазу является переходом первого рода, а $K_0^{ФМ}$ и $K_0^{КУ}$ являются линиям устойчивости ФМ и КУ фаз, соответственно.

Заканчивается третий раздел исследованием влияния МУ взаимодействия на

температурные фазовые переходы в негейзенберговском магнетике со скомпенсированной магнитной анизотропией.

Как было показано выше, в системе может реализовываться дальний магнитный порядок, как ФМ, так и КУ типа. Предположим, что при низких температурах в системе реализуется ФМ фаза. С ростом температуры параметр порядка $\left\langle S_n^z \right\rangle$ уменьшается и при $T = T_{ФМ}$ обращается в ноль, при этом система переходит в КУ фазу. Дальнейшее увеличение температуры приводит к изменению квадрупольных параметров порядка $\left(q_2^0, q_2^2\right)$. Для определения температуры $T_{КУ}$ перехода из КУ фазы рассматривается тензорный параметр порядка q_2^0, обращение которого в ноль свидетельствует о переходе системы в парамагнитное состояние. В КУ фазе параметр МУ взаимодействия практически не влияет на температуру фазового перехода. Можно предположить, что слабая зависимость температуры перехода из КУ фазы от параметра МУ взаимодействия связана с тем, что данный фазовый переход протекает по квазимагнонной ветви возбуждений (19). Как видно из спектра (19), параметр МУ связи входит в данное выражение как аддитивная добавка к энергетической щели и, даже не смотря на свою сравнительно большую величину, пренебрежимо мал по сравнению с обменными константами.

В третьем разделе рассматривается влияние анизотропного обменного взаимодействия на фазовые состояния и спектры элементарных возбуждений гейзенберговских и негейзенберговских магнетиков.

В начале рассматривается влияние МУ взаимодействия на фазовые переходы в двухмерном ферромагнетике с конкурирующими одноионной и обменной анизотропиями. Рассматриваются две модели – пленка с «плоскими» МУ и упругим взаимодействиями и с «объемными». Гамильтониан такой системы имеет вид:

$$\begin{aligned}
\mathcal{H} = &-1/2\sum_{n,n'} J_{nn'}\left[\Delta\left(S_n^x S_{n'}^x + S_n^y S_{n'}^y\right) + S_n^z S_{n'}^z\right] - 1/2\sum_{n,n'} V_{nn'}^{ij} S_n^i S_{n'}^j - \beta/2\sum_n \left(S_n^z\right)^2 + \\
&+\nu\sum_n \Big\{u_{xx}(n)\left(S_n^x\right)^2 + u_{yy}(n)\left(S_n^y\right)^2 + u_{xy}(n)\left(S_n^x S_n^y + S_n^y S_n^x\right) + \\
&+\xi\left[u_{zz}(n)\left(S_n^z\right)^2 + u_{xz}(n)\left(S_n^x S_n^z + S_n^z S_n^x\right) + u_{yz}(n)\left(S_n^y S_n^z + S_n^z S_n^y\right)\right]\Big\} + \\
&+E\Big/\left(2\left(1-\sigma^2\right)\right)\sum_n \Big\{u_{xx}^2(n) + u_{yy}^2(n) + 2\sigma u_{xx}(n)u_{yy}(n) + 2(1-\sigma)u_{xy}^2(n) + \\
&+\xi\left[u_{zz}^2(n) + 2\sigma\left(u_{xx}(n)u_{zz}(n) + u_{yy}(n)u_{zz}(n)\right) + 2(1-\sigma)\left(u_{xz}^2(n) + u_{yz}^2(n)\right)\right]\Big\},
\end{aligned} \tag{21}$$

где Δ – параметр обменной анизотропии, а параметр ξ определяет «размерность» упругого и МУ взаимодействий: $\xi = 0$ соответствует «плоской» упругой подсистеме, $\xi = 1$ – «объемной».

Вначале рассматривается случай $\xi = 0$. В данном случае не происходит гибридизации упругих и магнитных возбуждений, и фазовый переход протекает по магнонной ветви. Точка перехода из ЛО фазы

$$\beta_1^* = 2J_0(\Delta - 1) + 2A_0 + 2c_0, \tag{22}$$

где $c_0 = \nu^2(1-\sigma)/(2E)$. Как видно из выражения (22), для реализации ЛО фазы одноионная анизотропия системы должна быть достаточно большой, а параметр обменной анизотропии $\Delta > 1-(A_0+c_0)/J_0$, т.е. больше величины порядка единицы.

Затем рассматривается случай ξ = 1. В этом случае фазовый переход из ЛО фазы происходит по *t*-поляризованной квазифононной ветви при

$$\tilde{\beta}_1^* = 2J_0(\Delta-1)+2A_0. \tag{23}$$

Это связано с тем, что из-за трехмерности упругой подсистемы происходит гибридизация упругих и магнитных возбуждений в ЛО фазе, и мягкой модой являются *t*-поляризованные квазифононы. Таким образом, «размерность» упругой подсистемы существенно влияет на фазовый переход из ЛО фазы.

Далее рассматривается случай слабой легкоосной одноионной анизотропии ($\beta < A_0$). В этом случае, магнитный момент будет ориентирован в плоскости пленки. Как показывает анализ, при ξ = 0 фазовый переход происходит по *t*-поляризованной квазифононной ветви возбуждений при

$$\beta_2^* = \nu^2(1-2\sigma)/E. \tag{24}$$

При этом имеет место фазовый переход типа «порядок-порядок», когда при малых значениях константы одноионной анизотропии ($\beta < \beta_2^*$) система переходит из ЛОП фазы в ЛП фазу, определяемую влиянием МД взаимодействия.

Увеличение легкоосной одноионной анизотропии ($\beta > \beta_2^*$) приводит к тому, что система переходит в изотропное ЛП состояние, стабилизация которого обеспечивается МД взаимодействием. При этом МД взаимодействие не влияет на поле перехода, а лишь перенормирует щель в спектре квазимагнонов. Этот результат вполне понятен, поскольку размагничивающее поле бесконечной пленки, намагниченной в плоскости, равно нулю.

Дальнейшее увеличение константы легкоосной одноионной анизотропии приводит к возникновению ПН фазы при

$$\beta_3^* = 2J_0(\Delta-1)+2A_0+\nu^2(5-4\sigma)/(2E)-\Omega_0^2/(2\alpha). \tag{25}$$

Этот результат можно объяснить следующим образом. При достаточно большой одноионной анизотропии ($\beta > \beta_3^*$) возникает ненулевая компонента намагниченности, перпендикулярная плоскости пленки, и, как следствие, ненулевое размагничивающее поле, наличие которого делает энергетически выгодным ПН состояние. Увеличение константы одноионной анизотропии приводит к тому, что система переходит в ЛО фазу при $\beta = \beta_1^*$.

Далее в третьем разделе рассматривается модифицированная модель Блюма-Эмери-Грифитса с анизотропными обменными взаимодействиями. Рассматриваемая модель представляет собой магнитоупорядоченную систему с S = 1. В данном случае рассматривается ферромагнетик, обладающий легкоплоскостной одноионной анизотропией с базисной плоскостью XOY. Билинейное и биквадратичное обменные взаимодействия являются анизотропными, причем параметр обменной анизотропии $0 \le \Delta \le 1$. При Δ = 1 обменные взаимодействия становятся изотропными, а

при Δ = 0 система становится изинговской. Гамильтониан такой системы можно представить в виде:

$$\mathcal{H} = -1/2\sum_{n,n'} J_{nn'}\left[\Delta\left(S_n^x S_{n'}^x + S_n^y S_{n'}^y\right) + S_n^z S_{n'}^z\right] - \\ -1/2\sum_{n,n'} K_{nn'}\left[\Delta\left(S_n^x S_{n'}^x + S_n^y S_{n'}^y\right) + S_n^z S_{n'}^z\right]^2 + \beta/2\sum_n \left(S_n^z\right)^2, \quad (26)$$

где $J > 0$, $K > 0$ и $\beta > 0$.

Проводя анализ спектров элементарных возбуждений и анализ свободной энергии, удалось построить фазовую диаграмму рассматриваемой системы (рис. 9). Область над кривой 1 соответствует реализации КФМ фазы. В области под кривой 2 реализуется КУ фаза. Область между кривыми 1 и 2 занимает ФМ фаза.

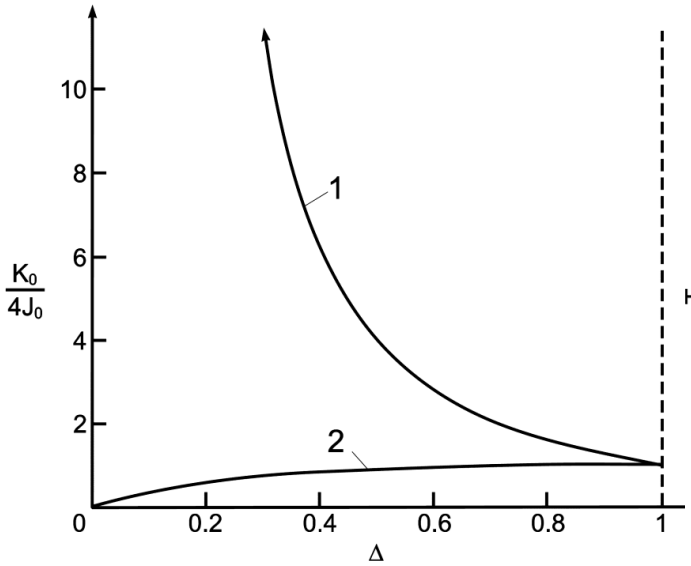

Рис. 9. Области устойчивости фазовых состояний при произвольных значениях обменной анизотропии Δ.

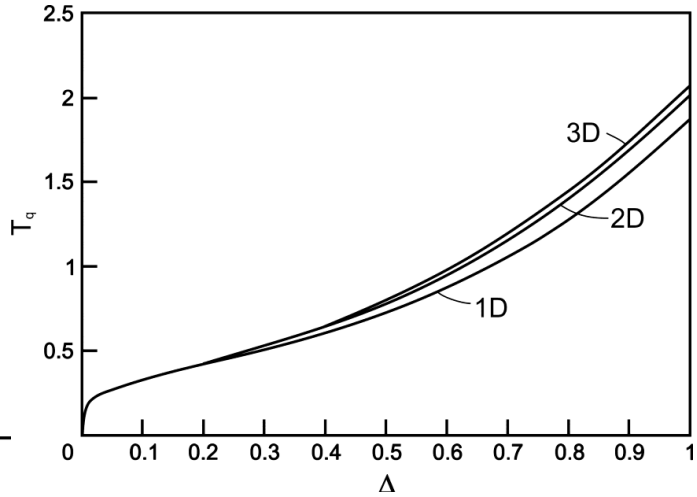

Рис. 10. Зависимость температуры перехода из КУ фазы в парамагнитную фазу от параметра обменной анизотропии Δ. Температура указана в единицах J_0.

Выше рассматривались фазовые переходы по материальным константам. Однако в рассматриваемой системе возможны и фазовые переходы по температуре. В данном случае рассматривается температура перехода из КУ фазы в парафазу.

При низких температурах параметры порядка системы в КУ фазе равны: $\left\langle \tilde{S}^z \right\rangle = 0$, $\tilde{q}_2^0 = -2\Delta$, $\tilde{q}_2^2 = 0$, $m = 2\Delta$. С увеличением температуры $\tilde{q}_2^0$ будет стремиться к нулю, и при $T = T_q$ система перейдет в парамагнитную фазу. Численные расчеты позволяют построить зависимости температуры перехода от величины параметра обменной анизотропии Δ для характерных значений материальных констант: J_0 = 2 *МЭ*, $K_0 = 2J_0$, $\beta = 2J_0$ (см. рис. 10). Так как КУ фаза не реализуется в случае изинговского ферромагнетика (Δ = 0) (см. рис. 9), температура T_q стремится к нулю независимо от размерности системы при Δ → 0. С увеличением параметра Δ температура перехода в парафазу увеличивается, причем, чем выше размерность, тем выше тем-

пература перехода. На рис. 10 видно, что «расслоение» температур перехода в парафазу происходит постепенно с увеличением Δ.

Далее рассматривается негейзенберговская XY-модель:

$$\begin{aligned}\mathcal{H} = &-1/2\sum_{n,n'} J_{nn'}\left[S_n^x S_{n'}^x + S_n^y S_{n'}^y + \Delta S_n^z S_{n'}^z\right] - 1/2\sum_{n,n'} K_{nn'}\left[\Delta O_{2n}^0 O_{2n'}^0/3 + O_{2n}^2 O_{2n'}^2 + \right.\\ &\left. + O_{2n}^{xy} O_{2n'}^{xy} + \Delta\left(O_{2n}^{xz} O_{2n'}^{xz} + O_{2n}^{yz} O_{2n'}^{yz}\right)\right] + \Delta\beta\sum_n \left(S_n^z\right)^2 + \nu\sum_n \left\{u_{xx}(n)\left(S_n^x\right)^2 + \right.\\ &+ u_{yy}(n)\left(S_n^y\right)^2 + u_{xy}(n) O_{2n}^{xy} + \Delta_1\left[u_{zz}(n)\left(S_n^z\right)^2 + u_{xz}(n) O_{2n}^{xz} + u_{yz}(n) O_{2n}^{yz}\right]\Big\} + \\ &+ E\Big/\left(2\left(1-\sigma^2\right)\right)\sum_n \left\{u_{xx}^2(n) + u_{yy}^2(n) + 2\sigma u_{xx}(n) u_{yy}(n) + 2(1-\sigma) u_{xy}^2(n) + \right.\\ &\left. + \Delta_1\left[u_{zz}^2(n) + 2\sigma\left(u_{xx}(n) u_{zz}(n) + u_{yy}(n) u_{zz}(n)\right) + 2(1-\sigma)\left(u_{xz}^2(n) + u_{yz}^2(n)\right)\right]\right\}.\end{aligned} \tag{27}$$

Безразмерные параметры Δ и Δ_1 в гамильтониане (27) могут меняться в пределах от нуля до единицы и определяют наличие (либо отсутствие) обменной анизотропии и анизотропии упругой подсистемы, соответственно.

В зависимости от соотношения материальных параметров в системе могут реализовываться различные спиновые состояния, а именно:

1. ФМ состояние, в котором параметры порядка имеют вид: $\left\langle S^x \right\rangle = \cos 2\varphi$, $q_2^0 = \left(3\sin 2\varphi - 1\right)/2$, $q_2^2 = \left(\sin 2\varphi + 1\right)/2$ – $ФМ_x$-фаза.
2. КУ состояние с параметрами порядка: $\left\langle S^x \right\rangle = 0$, $q_2^0 = 1$, $q_2^2 = 1$ – $КУ_1$-фаза.
3. КУ состояние с параметрами порядка: $\left\langle S^x \right\rangle = 0$, $q_2^0 = -2$, $q_2^2 = 0$ – $КУ_2$-фаза.

Были исследованы области существования указанных фаз по материальным параметрам и фазовые переходы по температуре.

На рис. 11 показаны зависимости температуры перехода от величины параметра обменной анизотропии Δ, полученные для характерных значений материальных констант: J_0 = 4 *МЭ*, β = 0,005ΔJ_0. Как видно из рис. 11, температура фазового перехода в 3D-системе меньше, чем в 2D-случае для одних и тех же значений материальных констант. С увеличением константы биквадратичного обменного взаимодействия K_0 зазор между кривыми 1 и 2 уменьшается. Причем при определенном соотношении между J_0 и K_0 возможно пересечение этих кривых. Например, для K_0 = 0,5J_0 температура фазового перехода для 2D-случая больше, чем для 3D-случая, при Δ < 0,56 и меньше – при Δ > 0,56. Возможно, это связано с тем, что при таком соотношении между обменными константами уже нельзя утверждать, что в системе реализуется $ФМ_x$-фаза.

Графики зависимости температуры перехода T_{q1} от величины параметра обменной анизотропии Δ показаны на рис. 12. При приближении значения Δ к 1 происходит обрыв температурной кривой, т.к. $КУ_1$-фаза не реализуется при Δ = 1. В этой точке система переходит из $КУ_1$-фазы в $КУ_2$-фазу.

Графики зависимости температуры перехода T_{q2} от величины параметра обменной анизотропии Δ показаны на рис. 13. Зависимость температуры перехода получена для Δ ≥ 0,4, поскольку КУ$_2$-фаза может реализоваться только при таких значениях параметра обменной анизотропии. Для всех Δ < 0,4 фазовый переход по температуре всегда происходит из ферромагнитной фазы в КУ$_1$-фазу.

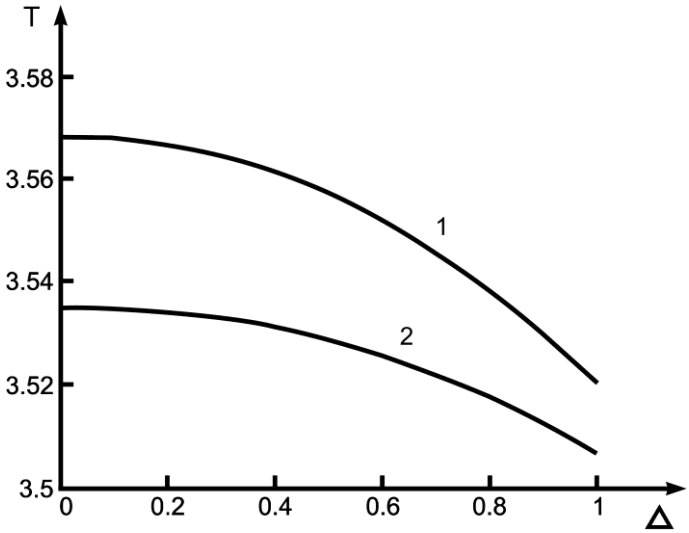

Рис. 11. Зависимость температуры фазового перехода из ФМ$_x$-фазы в КУ$_1$-фазу от параметра Δ. Температура измеряется в единицах билинейного обмена; K_0 = 0,25J_0. Кривая 1 соответствует 2D-системе (Δ_1 = 0), 2 – 3D-системе (Δ_1 = 1).

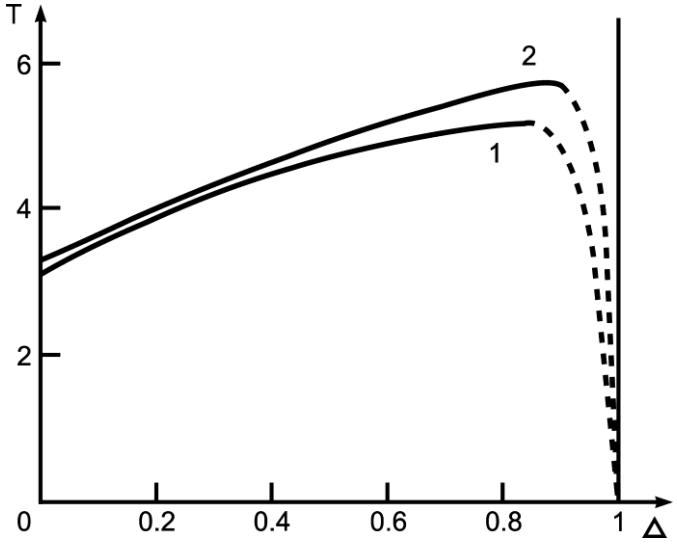

Рис. 12. Зависимость температуры фазового перехода из КУ$_1$-фазы в парафазу от параметра Δ. Температура измеряется в единицах J_0; K_0 = 2,5J_0. Кривая 1 соответствует 2D-системе (Δ_1 = 0), 2 – 3D-системе (Δ_1 = 1).

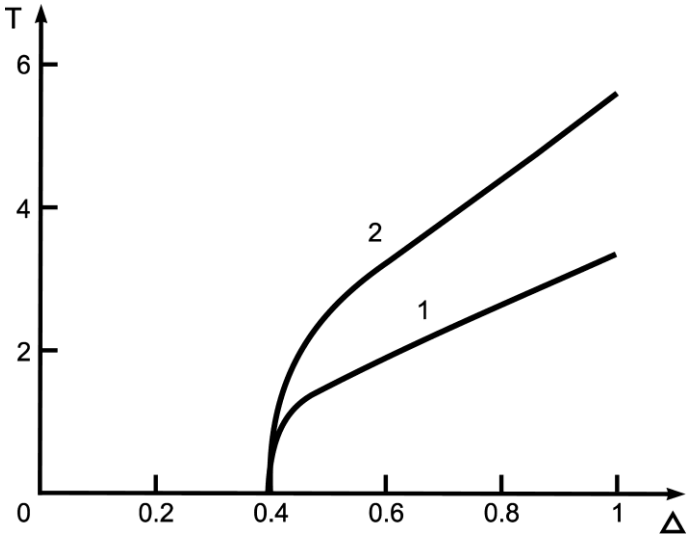

Рис. 13. Зависимость температуры фазового перехода из КУ$_2$-фазы в парафазу от параметра Δ. Температура измеряется в единицах J_0; K_0 = 2,5J_0. Кривая 1 соответствует 2D-системе (Δ_1 = 0), 2 – 3D-системе (Δ_1 = 1).

В заключение третьего раздела рассматривается влияние МД и МУ взаимодействий на фазовые состояния двумерного негейзенберговского ферромагнетика со сложным обменным взаимодействием. Гамильтониан системы имеет вид:

$$\mathcal{H} = -1/2\sum_{n,n'} J_{nn'}\left(S_n^x S_{n'}^x + S_n^y S_{n'}^y + \Delta S_n^z S_{n'}^z\right) - 1/2\sum_{n,n'} K_{nn'}\Big[\Delta O_{2n}^0 O_{2n'}^0/3 + O_{2n}^2 O_{2n'}^2 +$$
$$+O_{2n}^{xy} O_{2n'}^{xy} + \Delta\left(O_{2n}^{xz} O_{2n'}^{xz} + O_{2n}^{yz} O_{2n'}^{yz}\right)\Big] - 1/2\sum_{\substack{n,n'\\ i,j}} V_{nn'}^{ij} S_n^i S_{n'}^j + \nu\sum_n\Big[u_{xx}(n)\left(S_n^x\right)^2 +$$
$$+u_{yy}(n)\left(S_n^y\right)^2 + u_{xy}(n) O_{2n}^{xy}\Big] + E\Big/\left(2\left(1-\sigma^2\right)\right)\sum_n\Big[u_{xx}^2(n) + u_{yy}^2(n) + \tag{28}$$
$$+2\sigma u_{xx}(n) u_{yy}(n) + (1-\sigma) u_{xy}^2(n)\Big],$$

где $\Delta\in[0;\ 1]$ – параметр обменной анизотропии. Предельными случаями рассматриваемой системы являются XY-модель с биквадратичным обменным взаимодействием при $\Delta = 0$ и изотропный негейзенберговский ферромагнетик при $\Delta = 1$. Спин магнитного иона $S = 1$. Однако, предлагаемая модель справедлива и для $S > 1$. Рассмотрение проводится для случая низких температур ($T << T_C$, T_C – температура Кюри).

Поскольку все учитываемые взаимодействия действуют в плоскости пленки, то магнитный момент также лежит в плоскости пленки. Для определенности предполагается, что он параллелен оси OX. Анализ показывает, что в системе могут реализовываться следующие спиновые состояния:

1. ФМ состояние (ФМ$_x$-фаза): $\left\langle S^x\right\rangle \approx 1$, $q_2^0 \approx -1/2$, $q_2^2 \approx 1/2$.
2. КУ$_1$-фаза: $\left\langle S^x\right\rangle = 0$, $q_2^0 = q_2^2 = 1$.
3. КУ$_2$-фаза: $\left\langle S^x\right\rangle = 0$, $q_2^0 = -2$, $q_2^2 = 0$.

Точка устойчивости ФМ$_x$-фазы определяется из условия размягчения l-поляризованных квазифононов:

$$J_0^{ФМ} = (1+3\Delta)K_0/4 - A_0/3 + \nu^2/(4E). \tag{29}$$

Необходимо отметить, что учет биквадратичного взаимодействия приводит к размягчению спектра l-поляризованных квазифононов, а не поперечно поляризованных, как это обычно наблюдается в гейзенберговских магнетиках.

При $\Delta \to 0$ ФМ$_x$-фаза не реализуется. Это связано с влиянием МД взаимодействия, которое, как будет показано ниже, может приводить к реализации специфического ПН состояния.

Спектры квазифононов в КУ$_1$-фазе остаются линейным по волновому вектору, а спектры квазимагнонов принимают вид:

$$\varepsilon_{\parallel}^2(k) = \left((1-\Delta)K_0 + \nu^2\sigma/E + 2\Delta\gamma k^2\right)\left((1+\Delta)K_0 - 2J_0 - 2A_0/3 + \nu^2\sigma/E + 2\alpha k^2\right), \tag{30}$$

$$\varepsilon_{\perp}^2(k) = 4\left(\nu^2(1+\sigma)/(2E) + \gamma k^2\right)\left(K_0 - \Delta J_0 + 2A_0/3 + \nu^2(1+\sigma)/(2E) - \Omega_0 k + \Delta\alpha k^2\right). \tag{31}$$

В отсутствие МД взаимодействия ($A_0 = \Omega_0 = 0$) в изотропном случае ($\Delta = 1$) спектры квазимагнонов $\varepsilon_{\parallel}(k)$ и $\varepsilon_{\perp}(k)$ отличаются на величину параметра МУ взаимодействия, которое снимает вырождение возбуждённых энергетических уровней магнитного иона. Наличие обменной анизотропии также снимает вырождение возбуждённых энергетических уровней магнитного иона, что проявляется в различии спектров (30) и (31).

Критическое значение материальных констант, при котором имеет место фазовый переход из КУ$_1$-фазы можно определить из условия обращения в ноль щели в «низкочастотном» квазимагнонном спектре $\varepsilon_{\perp}(k)$. При этом необходимо учесть перенормировку щели, связанную с конечностью вектора k. Как следует из выражения (31), в КУ$_1$-фазе имеется минимум при $k^* = \Omega_0/(4\Delta\alpha)$. В этом случае, критические значения материальных констант будут зависеть от величины критического значения волнового вектора k^*:

$$\Delta J_0^{KУ_1} = K_0 + 2A_0/3 + \nu^2(1+\sigma)/(2E) - \Omega_0^2/(4\Delta\alpha). \qquad (32)$$

Такое поведение спектров квазимагнонов свидетельствует о том, что при $J_0 < J_0^{KУ_1}$ в системе реализуется ПН состояние, а выражение (32) определяет точку устойчивости при фазовом переходе из ПН состояния в ФМ$_x$-фазу. При этом неоднородность связана не с пространственным распределением намагниченности, а с изменением квадрупольных параметров порядка, которые в свою очередь связаны с ориентацией главных осей тензора квадрупольных моментов. Период этого ПН распределения определяется величиной обратной критическому значению вектора k^*.

В случае изотропного негейзенберговского ферромагнетика ($\Delta = 1$) полученные результаты совпадают с результатами других авторов. При $\Delta \to 0$ (негейзенберговская XY-модель), величина $J_0^{KУ_1}$ начинает быстро возрастать, т.е. пространственно-неоднородная КУ фаза начинает «вытеснять» ФМ$_x$- фазу (см. рис. 14).

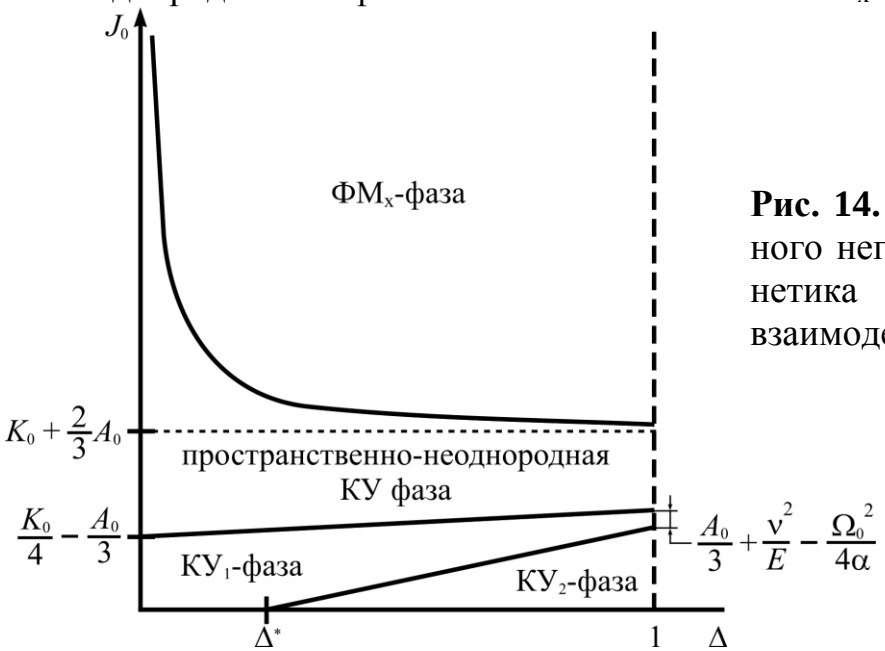

Рис. 14. Фазовая диаграмма двумерного негейзенберговского ферромагнетика со сложными обменными взаимодействиями при $T << T_C$.

КУ$_2$-фаза в случае негейзенберговской XY-модели ($\Delta \to 0$) не реализуется. Эта фаза возникает лишь начиная с некоторого Δ^*:

$$\Delta^* = \left[J_0 + A_0/3 - \nu^2(1-\sigma)/(2E)\right]/K_0. \qquad (33)$$

Фазовый переход второго рода из КУ$_2$-фазы в КУ$_1$-фазу происходит при

$$J_0^{QU_2} = \Delta K_0 + A_0/3 - \nu^2(1-\sigma)/(2E). \qquad (34)$$

Зависимость температуры перехода из КУ$_1$-фазы в парамагнитную фазу от Δ для характерных значений материальных констант (J_0 = 2 *МЭ*, K_0 = 2,5J_0, ν^2/E = 1,5 *Э*, σ = 0,3, A_0 = 14 *кЭ*, Ω_0 = 18 *кЭ*) показана на рис. 15.

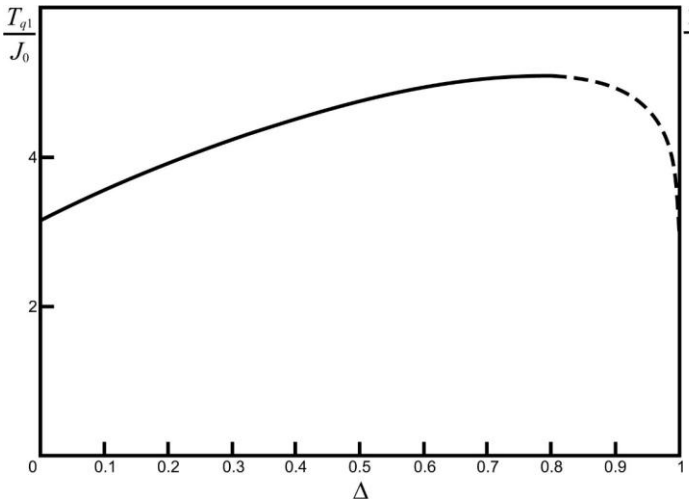

Рис. 15. Зависимость температуры перехода из КУ$_1$-фазы в парамагнитное состояние от параметра обменной анизотропии.

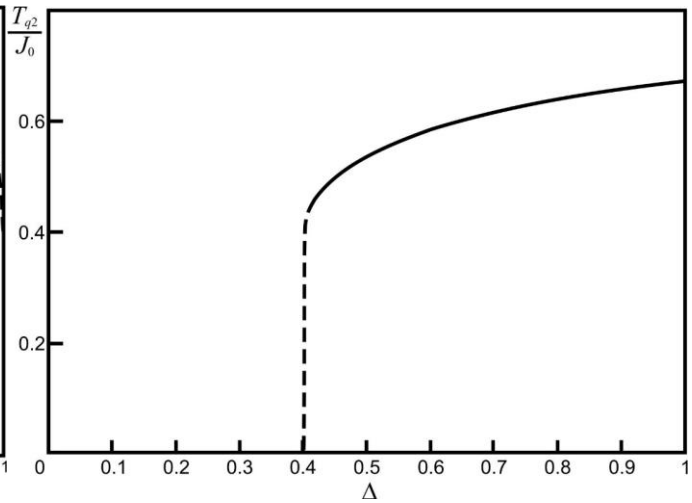

Рис. 16. Зависимость температуры перехода из КУ$_2$-фазы от параметра обменной анизотропии.

График зависимости температуры T_{q2} перехода из КУ$_2$-фазы в парамагнитную фазу от величины параметра обменной анизотропии Δ показан на рис. 16. Как видно из рис. 16, КУ$_2$-фаза реализуется не для всех значений параметра Δ, а лишь начиная с Δ = 0,4, что соответствует значению Δ^* (см. формулу (33)). Для всех Δ < 0,4 фазовый переход по температуре всегда происходит из ФМ$_x$-фазы в КУ$_1$-фазу. Более того, расчеты показывают, что при малых значениях параметра МУ взаимодействия (ν^2/E ~ 1,5 *Э*) температура перехода из КУ$_2$-фазы равна нулю. Однако, увеличение параметра МУ взаимодействия приводит к возникновению отличной от нуля температуры перехода из КУ$_2$-фазы в парамагнитную фазу. Такая ситуация может наблюдаться, например, для терфенола-Д, в котором ν^2/E достигает 150 *Э*, и ряде других соединений, содержащих редкоземельные элементы. Для таких веществ существует отличная от нуля T_{q2}.

Этот результат можно понять из следующих соображений. Влияние МУ взаимодействия в КУ$_1$-фазе не очень велико и сводится лишь к небольшой перенормировке температуры перехода в парамагнитное состояние. В КУ$_2$-фазе МУ взаимодействие вблизи температуры перехода играет определяющую роль. Существование этих принципиальных различий связано с тем, что в КУ$_1$-фазе компоненты тензора квадрупольных моментов лежат в плоскости, перпендикулярной плоскости пленки, что создает эффективную анизотропию типа «легкая ось», которая и стабилизирует дальний квадрупольный порядок. В КУ$_2$-фазе компоненты тензора квадрупольных моментов лежат в плоскости пленки. В этой же плоскости действует обменная анизотропия и МД взаимодействие, создающие анизотропию типа «легкая плоскость». Эта ситуация очень напоминает теорему Мермина-Вагнера об отсутствии дальнего магнитного порядка в изотропных или

легкоплоскостных ферромагнетиках. Наличие достаточно большого МУ взаимодействия приводит к возникновению эффективной анизотропии типа «легкая ось в плоскости», которая нарушает вращательную симметрию системы в легкой плоскости, а, следовательно, приводит к возникновению дальнего квадрупольного прядка и появлению ненулевой температуры перехода в парамагнитную фазу.

В четвертом разделе рассматривается формирование спиральной магнитной структуры в гейзенберговских и негейзенберговских магнетиках.

В начале раздела рассматривается бесконечный магнитный кристалл, обладающий большой одноионной анизотропией типа «легкая плоскость». В качестве базисной плоскости выбрана плоскость XOY. Система находится во внешнем магнитном поле, перпендикулярном базисной плоскости. Спин магнитного иона предполагается равным единице. Гамильтониан такого магнетика можно представить в виде:

$$\mathcal{H} = -\frac{1}{2}\sum_{f,f'} \tilde{J}_{ff'} \vec{S}_f \vec{S}_{f'} + \frac{\beta}{2}\sum_f (S_f^z)^2 - H\sum_f S_f^z, \qquad (35)$$

где $f = (l,n)$ – номер узла в кристалле, а обменное взаимодействие определено следующим образом: $\tilde{J}_{ff'} = J_{nn'}\delta_{l,l'} - J_{ll'}^{(1)}\delta_{n,n'}\delta_{l',l+1} + J_{ll'}^{(2)}\delta_{n,n'}\delta_{l',l+2}$, n – номер узла в базисной плоскости (XOY), индекс l нумерует узлы вдоль направления OZ, которое совпадает с направлением волнового вектора спирали; S_f^i i-я компонента спинового оператора в узле f; $\beta > 0$ – константа легкоплоскостной одноионной анизотропии. При этом, $J^{(1)}$ больше, чем $J^{(2)}$, и предполагается, что $\beta > \tilde{J}$. Вычисления проводятся для случая низких температур. Рассматривается два случая:

1. $H > \beta/2$ – при этом в системе реализуется ФМ фаза.
2. $H < \beta/2$ – в системе реализуется КУ$_2$-фаза.

Спектр магнонов в ФМ фазе имеет вид:

$$\varepsilon(k) = H - \beta/2 - \delta k^2 + \gamma k^4, \qquad (36)$$

где $\delta = J_0^{(1)}/2 - 2J_0^{(2)}$, $\gamma = J_0^{(1)}/24 - 2J_0^{(2)}/3$.

Из условия обращения в ноль щели в спектре (36) найдем поле фазового перехода из ФМ фазы. Как следует из (36), спектр магнонов в ФМ фазе имеет локальный минимум при $k = 0$, а при $(k^*)^2 = \delta/(2\gamma)$ – абсолютный минимум. Таким образом, величина поля перехода из ФМ фазы в состояние со спиральным распределением вектора намагниченности зависит от величины критического значения вектора k^*:

$$H_{c1} = \beta/2 + \delta^2/(4\gamma). \qquad (37)$$

При $H = H_{c1}$ система испытывает фазовый переход второго рода из ФМ фазы в спиральную магнитную структуру с осью спирали параллельной оси OZ. При этом шаг магнитной спирали равен $1/k^* = \sqrt{2\gamma/\delta}$.

В случае малых полей ($H < \beta/2$), спектр магнонов в КУ$_2$-фазе имеет вид:

$$\varepsilon(k) = \sqrt{\beta\left(\beta - 4\tilde{J}_0 - 4\delta k^2 + 4\gamma k^4\right)}/2 - H. \qquad (38)$$

Из (38) следует, что спектр магнонов имеет локальный минимум при $k = 0$, а при $\left(k^*\right)^2 = \delta/(2\gamma)$ – абсолютный. Поэтому при

$$H_{c2} = \sqrt{\beta\left(\beta - 4\tilde{J}_0 - \delta^2/\gamma\right)/4} \approx \beta/2 - J_0 + J_0^{(1)} - J_0^{(2)} - \delta^2/(4\gamma) \tag{39}$$

исследуемая система переходит из $КУ_2$-фазы в спиральную фазу с шагом спирали $1/k^* = \sqrt{2\gamma/\delta}$. Из выражения (39) видно, что $КУ_2$-фаза реализуется только, начиная с определенного критического значения одноионной анизотропии:

$$\beta > \beta_c = 4\tilde{J}_0 + \delta^2/\gamma. \tag{40}$$

Необходимо отметить, что ситуация, описанная выше, когда щель в магнонном спектре перенормируется некоторым критическим значением волнового вектора k^*, наблюдалась экспериментально в $Ni_5(TeO_3)_4Cl_2$, в котором существенное влияние оказывает фрустрированное обменное взаимодействие.

Таким образом, в фрустрированном магнетике с большой одноионной анизотропией возможна реализация спиральной магнитной структуры. Область существования этого фазового состояния (по магнитному полю) равна:

$$\Delta H = H_{c1} - H_{c2} \approx J_0 - J_0^{(1)} + J_0^{(2)} + \delta^2/(2\gamma), \tag{41}$$

а шаг магнитной спирали определяется константами обменных взаимодействий.

Фазовая диаграмма рассматриваемой системы для случая $T = 0$ схематично представлена на рис. 17.

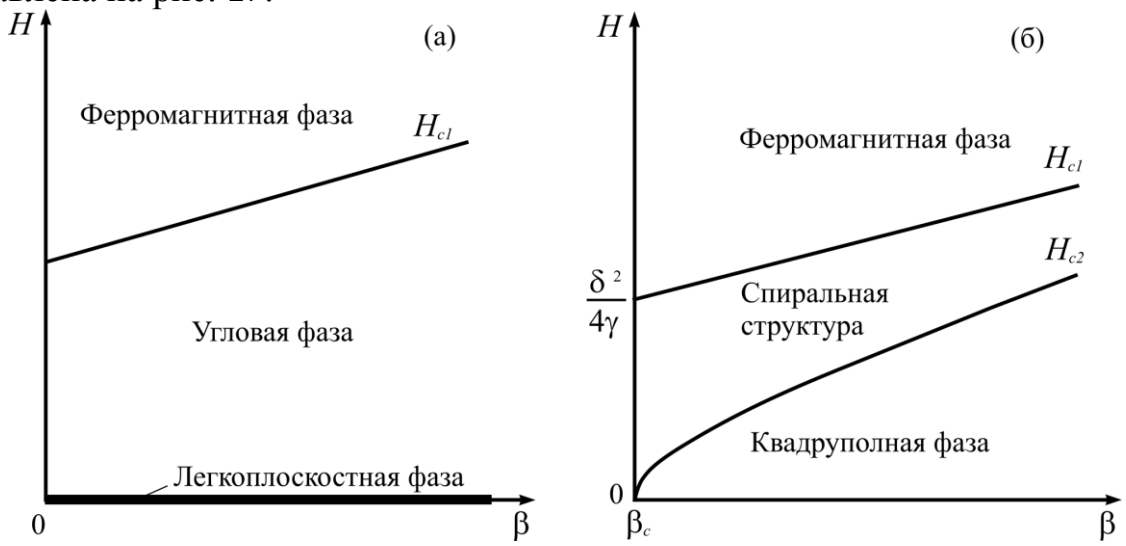

Рис. 17. Фазовая диаграмма фрустрированного гейзенберговского магнетика со слабой ($\beta < \beta_c$) (а) и сильной ($\beta \geq \beta_c$) (б) одноионной анизотропией.

Далее рассматривается спиральная магнитная структура в анизотропном негейзенберговском магнетике, описываемом следующим гамильтонианом:

$$\mathcal{H} = -\frac{1}{2}\sum_{f,f'} \tilde{J}_{ff'} \vec{S}_f \vec{S}_{f'} - \frac{1}{2}\sum_{n,n'} K_{nn'}\delta_{ll'}\left(\vec{S}_n \vec{S}_{n'}\right)^2 + \frac{\beta}{2}\sum_f \left(S_f^z\right)^2 - H\sum_f S_f^z, \tag{42}$$

где $K_{nn'}\delta_{ll'} > 0$ – константа биквадратичного обменного взаимодействия в базисной плоскости. Все остальные обозначения, использованные в гамильтониане (42), совпадают с введенным выше. Как и ранее рассматривается магнетик со спином маг-

нитного иона $S = 1$ при $T = 0$. При этом в отличие от гейзенберговского магнетика знак константы анизотропии не фиксируется. Волновой вектор ориентирован вдоль оси OZ.

Так же, как и в гейзенберговском магнетике, возможна реализация ФМ фазы при достаточно больших полях, и КУ$_2$-фазы при относительно малых полях. Однако в негейзенберговском магнетике возможна реализация еще одной нетривиальной ситуации при $H = 0$. В этом случае при достаточно большом биквадратичном обмене ($K_0 > J_0$) в системе возможна реализация КУ$_1$-фазы.

Спектр магнонов в ФМ фазе имеет следующий вид:

$$\varepsilon(k) = H - \beta/2 - K_0 - \delta k^2 + \gamma k^4, \tag{43}$$

а поле перехода из ФМ фазы в модулированное состояние

$$\tilde{H}_{c1} = K_0 + \beta/2 + \delta^2/(4\gamma). \tag{44}$$

Шаг спирали тот же, что и в случае гейзенберговского ферромагнетика.

Более интересная ситуация наблюдается при малых ($H < \beta/2$) и нулевых полях. Рассмотрим вначале КУ$_2$-фазу. Спектр магнонов в этой фазе имеет вид:

$$\varepsilon(k) = \sqrt{\beta\left(\beta/4 + K_0 - J_0 + J_0^{(1)} - J_0^{(2)} - \delta k^2 + \gamma k^4\right)} - H. \tag{45}$$

Спектр магнонов в КУ$_2$-фазе теряет устойчивость не только при $k = 0$, но и при $(k^*)^2 = -\delta/2\gamma$, что соответствует реализации модулированной (спиральной) магнитной структуры. Таким образом, поле перехода системы из КУ$_2$-фазы в спиральное состояние имеет вид:

$$\tilde{H}_{c2} = \sqrt{\beta\left(\beta/4 + K_0 - J_0 + J_0^{(1)} - J_0^{(2)} - \delta^2/(4\gamma)\right)}. \tag{46}$$

Как видно из (44) и (46), в негейзенберговском магнетике переход «КУ$_2$-фаза – спиральная магнитная структура» может реализоваться не только за счет большой одноионной анизотропии, как это наблюдалось в гейзенберговском магнетике, но и за счет влияния достаточно большого биквадратичного обменного взаимодействия: $K_0 > J_0 - J_0^{(1)} + J_0^{(2)} + \delta^2/(4\gamma) - \beta/4$. Кроме того, область существования спиральной магнитной структуры в негейзенберговском магнетике по магнитному полю теперь зависит от величины биквадратичного обменного взаимодействия и может, как уменьшаться, так и увеличиваться по сравнению с выражением (41), в зависимости от соотношения между константами легкоплоскостной одноионной анизотропии и биквадратичного обменного взаимодействия.

Теперь рассмотрим случай, когда магнитное поле равно нулю. При этом, в зависимости от соотношения материальных констант, возможна реализация двух однородных фаз:

1. При $\tilde{J}_0 > K_0$, в системе реализуется ФМ фаза;
2. При $\tilde{J}_0 < K_0$ – реализуется КУ$_1$-фаза.

Спектр магнонов в ФМ фазе имеет вид:

$$\varepsilon(k) = -\beta/2 - K_0 - \delta k^2 + \gamma k^4. \tag{47}$$

Этот спектр не имеет физического смысла, если константа одноионной анизотропии $\beta > 0$, т.е., если в системе реализуется легкоплоскостная анизотропия. Этот резуль-

тат легко понять, т.к. для формирования спиральной магнитной структуры необходимо наличие выделенного направления (оси квантования). Ранее такое направление формировало внешнее магнитное поле. Если же предположить, что в системе реализуется анизотропия типа «легкая ось» ($\beta < 0$), перпендикулярная плоскости XOY, то ситуация кардинально меняется.

Щель в спектре магнонов (47) обращается в ноль при

$$|\beta_1| = 2K_0 + \delta^2/(2\gamma). \tag{48}$$

При таком значении константы анизотропии типа «легкая ось» магнетик перейдет из ФМ состояния в состояние магнитной спирали.

Аналогичная ситуация наблюдается в КУ$_1$-фазе, т.е. спиральная магнитная структура реализуется только в случае одноионной анизотропии типа «легкая ось», что видно из спектров магнонов в КУ$_1$-фазе:

$$\varepsilon(k) = \sqrt{|\beta|\left(|\beta|/4 + K_0 - J_0 + J_0^{(1)} - J_0^{(2)} - \delta k^2 + \gamma k^4\right)}. \tag{49}$$

Из (49) следует, что магнетик претерпевает фазовый переход «КУ$_1$-фаза – спиральная магнитная структура» при

$$|\beta_2| = 4\left(J_0 - J_0^{(1)} + J_0^{(2)}\right) - 4K_0 + \delta^2/\gamma. \tag{50}$$

Необходимо отметить, что выражение (50) имеет смысл, если

$$K_0 < J_0 - J_0^{(1)} + J_0^{(2)} + \delta^2/(4\gamma). \tag{51}$$

Фазовая диаграмма рассматриваемой системы в нулевом магнитном поле схематично показана на рис. 18.

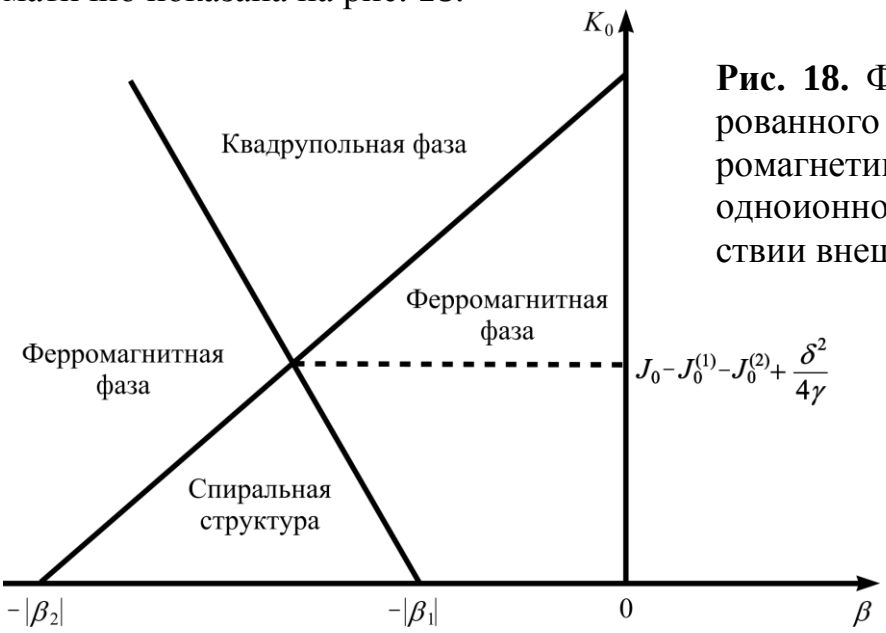

Рис. 18. Фазовая диаграмма фрустрированного негейзенберговского ферромагнетика, обладающего легкоосной одноионной анизотропией, в отсутствии внешнего магнитного поля.

В заключение четвертого раздела рассматривается влияние большой одноионной анизотропии на фазовые переходы в двумерном фрустрированном магнетике. Гамильтониан такой системы можно представить следующим образом:

$$\mathcal{H} = -\frac{1}{2}\sum_{f,f'} \tilde{J}_{ff'} \vec{S}_f \vec{S}_{f'} + \frac{\beta}{2}\sum_f \left(S_f^z\right)^2 - H\sum_f S_f^z - \frac{1}{2}\sum_{n,n'} V_{nn'}^{ij}\left(S_n^i S_{n'}^j\right)\delta_{ll'}. \tag{52}$$

Предполагается, что волновой вектор имеет следующие компоненты $\vec{k} = \left(k\cos\psi, 0, k\sin\psi\right)$, при этом рассматривается два случая: сильное и слабое магнитное поле, когда система находится, соответственно, в ФМ или КУ фазе.

В ФМ фазе магнонный спектр имеет следующий вид:

$$\begin{aligned}\varepsilon^2(k) = &\left[H - \beta/2 - A_0 + \delta\left(\tilde{J}_0,\psi\right)k^2/2 - \gamma\left(\tilde{J}_0,\psi\right)k^4/24\right]\times \\ &\times\left[H - \beta/2 - A_0 + \Omega_0 k\cos^2\psi + \delta\left(\tilde{J}_0,\psi\right)k^2/2 - \gamma\left(\tilde{J}_0,\psi\right)k^4/24\right],\end{aligned} \tag{53}$$

где $\delta\left(\tilde{J}_0,\psi\right) = J_0\cos^2\psi - \left(J_0^{(1)} - 4J_0^{(2)}\right)\sin^2\psi$, $\gamma\left(\tilde{J}_0,\psi\right) = J_0\cos^4\psi - \left(J_0^{(1)} - 16J_0^{(2)}\right)\sin^4\psi$.

Как показывает анализ, критические значения поля, соответствующие фазовым переходам, определяются следующими выражениями:

- из ФМ фазы: $H_1 = \beta/2 + A_0 - 3\delta^2\left(\tilde{J}_0,\psi\right)\Big/\left(2\gamma\left(\tilde{J}_0,\psi\right)\right)$;
- из спиральной фазы: $H_2 = \beta/2 + A_0 + 3\delta^2\left(\tilde{J}_0,\psi\right)\Big/\left(2\gamma\left(\tilde{J}_0,\psi\right)\right)$;
- из ПН фазы: $H_3 = \beta/2 + A_0 - 3\Omega_0^2\cos^4\psi\Big/\left(2\delta\left(\tilde{J}_0,\psi\right)\right)$.

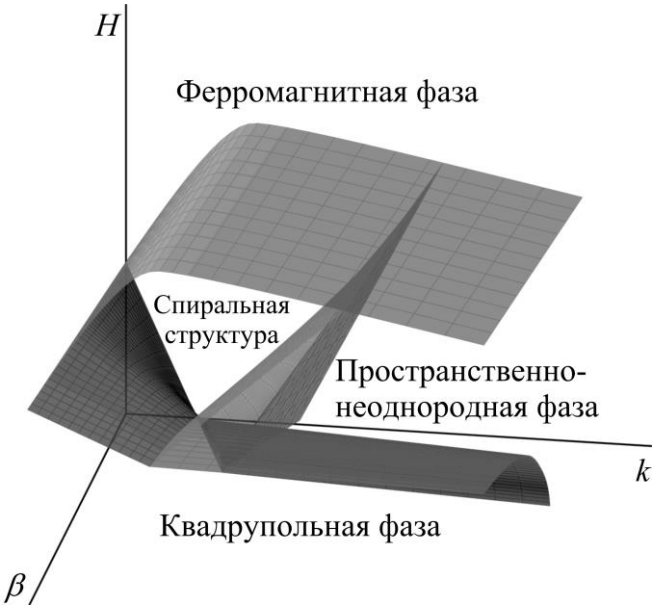

Рис. 19. Фазовая диаграмма двумерного фрустрированного магнетика.

Как видно из выражений выше, уменьшение поля до H_2 приводит к фазовому переходу из ФМ фазы в состояние типа спиральная магнитная структура. Дальнейшее уменьшение магнитного поля до H_3 приводит к фазовому переходу в ПН состояние. Уменьшение поля до $H_4 = \beta/2 + A_0$ делает реализацию неоднородных структур энергетически невыгодной, и система переходит в КУ фазу. Фазовая диаграмма показана на рис. 19.

Полученные результаты носят частично предсказательный характер. Однако в $Mn_{1-x}Fe_xSi$ и $Fe_{1-x}Co_xSi$ экспериментально наблюдались спиральные магнитные структуры, и фазовая диаграмма качественно согласуется с полученной в диссертации (рис. 19).

В пятом разделе изучается вопрос о реализации сверхтвердой (СТ) магнитной фазы в спиновых системах. Вначале раздела рассматривается двухподрешеточный антиферромагнетик с эквивалентными подрешетками. Магнетик обладает большой одноионной анизотропией типа «легкая плоскость», превышающей константу обменного взаимодействия. Спин магнитного иона $S = 1$. Система находится во внешнем продольном магнитном поле, перпендикулярном «легкой плоскости». Гамильтониан такой системы можно представить в следующем виде:

$$\mathcal{H} = \frac{1}{2}\sum_{n_i,m_j} J_{n_i m_j}\vec{S}_{n_i}\vec{S}_{m_j} + \frac{1}{2}\sum_{n_i,m_j} J^{zz}_{n_i m_j} S^z_{n_i} S^z_{m_j} + \beta\sum_{n_i}\left(S^z_{n_i}\right)^2 - H\sum_{n_i} S^z_{n_i}, \tag{54}$$

где i, j = 1, 2 – номера магнитных подрешеток; n, m – номер узла, задающий позицию спинов в подрешетках; $J_{n_1m_1} = J_{n_2m_2} = J < 0$ – обменные интегралы в подрешетках, $J_{n_1n_2} = J^{(12)} > 0$ – межподрешеточный обмен, $J^{zz}_{n_1m_1} = J^{zz}_{n_2m_2} = \tilde{J} < 0$ – анизотропный обмен в подрешетках, $J^{zz}_{n_1n_2} = \tilde{J}^{(12)} > 0$ – межподрешеточный анизотропный обмен. В дальнейшем предполагается, что константа одноионной анизотропии существенно больше обменных интегралов. Кроме того, рассмотрение системы проводится при низких температурах ($T << T_N$).

Если величина магнитного поля такова, что магнетик находится в неколлинеарном состоянии, т.е. магнитные моменты подрешеток образуют угол θ (и $-\theta$, соответственно) с осью OZ, можно повернуть системы координат вокруг оси OY для первой подрешетки на угол θ, а для второй – на угол $-\theta$. Тогда намагниченности подрешеток будут направлены по оси OZ.

Анализ показывает, что в зависимости от соотношения материальных констант H, β и J в системе могут реализовываться различные фазовые состояния. Так, в области больших полей ($H > \beta > J$) антиферромагнетик находится в ФМ фазе, в которой намагниченности подрешеток направлены вдоль внешнего магнитного поля и достигают своего максимального значения, т.е. $\theta_i = 0$, а $\langle S_i^z \rangle = 1$. В области малых полей ($H < \beta$) система ведет себя принципиально иначе: при таких полях углы поворота подрешеток становятся равными $\pm\pi/2$. Но это состояние не является антиферромагнитным, поскольку при больших значениях константы одноионной анизотропии ($\beta > J$) в системе становится существенным эффект квантового сокращения спина. В результате, при малых полях намагниченность подрешеток (на один узел) становится равной нулю $\langle S_i^z \rangle = 0$, а упорядочение происходит по квадрупольному параметру порядка $q_2^0 = 3\left\langle \left(S_i^z\right)^2 \right\rangle - S\left(S+1\right)$. Кроме ФМ и КУ фаз в рассматриваемом случае (при промежуточных значениях поля) реализуется неколлинеарная фаза, в которой намагниченности подрешеток изменяются по модулю и направлению при изменении внешнего магнитного поля. В этой фазе намагниченности подрешеток лежат в интервале $0 < \langle S_i^z \rangle < 1$, а квадрупольный параметр меняется в пределах $-2 < q_2^0 < 1$. По сути, эта фаза является магнитным аналогом сверхтвердой фазы.

Анализ плотности свободной энергии в СТ фазе показывает, что при увеличении магнитного поля намагниченность подрешеток растет по модулю и стремится к своему максимальному значению $\langle S^z \rangle \to 1$. Это означает, что намагниченность подрешеток изменяется как по модулю, так и по направлению. В окрестности перехода в ФМ фазу плотность свободной энергии можно разложить в ряд по малому параметру порядка и найти поле устойчивости СТ фазы:

$$H_{c1} = \beta + 2J_0^{(12)} + \tilde{J}_0 + \tilde{J}_0^{(12)}. \qquad (55)$$

Критическое поле, определяемое выражением (55), является полем устойчивости СТ фазы, а переход СТ – ФМ фаза является переходом первого рода.

Далее, оставаясь в СТ фазе, рассматривается случай малых полей. По мере уменьшения поля модуль намагниченности подрешеток будет уменьшаться. В этом случае в качестве параметра порядка удобно выбрать намагниченность подрешеток, а критическое поле, при котором СТ фаза переходит в КУ фазу, имеет вид:

$$H_{c2} = \sqrt{\beta\left(\beta - 2\left|J_0\right| - 2J_0^{(12)}\right)}. \tag{56}$$

Анализ плотности свободной энергии показывает, что фазовый переход СТ → КУ фаза является переходом второго рода.

Спектры элементарных возбуждений в КУ фазе имеют следующий вид:

$$\varepsilon_{1,2}^2(k) = \beta^2 + H^2 + 2J(k)\beta \pm 2\sqrt{\beta\left[H^2\left(\beta + 2J(k)\right) + \beta\left(J^{(12)}(k)\right)^2\right]}. \tag{57}$$

Спектр $\varepsilon_1(k)$ описывает высокочастотную ветвь возбуждений, а щель в низкочастотной ветви $\varepsilon_2(k)$ определяет поле перехода из КУ фазы в СТ состояние:

$$\tilde{H}_{c2} = \sqrt{\beta\left(\beta - 2\left|J_0\right| - 2J_0^{(12)}\right)}. \tag{58}$$

Сравнение выражений (56) и (58) показывает, что поля переходов «СТ – КУ фаза» и «КУ – СТ фаза» совпадают. Это свидетельствует о том, что данный фазовый переход является переходом второго рода. При этом изменяется как направление векторов намагниченности подрешеток, так и их модуль.

Анализ выражения (58) показывает, что существование КУ фазы возможно лишь при определенных значениях константы одноионной анизотропии

$$\beta_c > 2\left(\left|J_0\right| + J_0^{(12)}\right). \tag{59}$$

Также в работе рассматривается случай больших магнитных полей ($H > \beta, J$). В этом случае поле устойчивости ФМ фазы равно:

$$\tilde{H}_{c1} = \beta. \tag{60}$$

Необходимо отметить, что $H_{c1} > \tilde{H}_{c1}$, т.е. фазовый переход «СТ фаза – ФМ фаза» происходит с гистерезисом.

Фазовая диаграмма сильноанизотропного легкоплоскостного антиферромагнетика в продольном магнитном поле в переменных (H, β) приведена на рис. 20.

Далее рассматривается случай, когда внешнее магнитное поле ориентировано в базисной плоскости XOY (для определенности – вдоль оси OX). В этой геометрии внешнее поле называется «поперечным», поскольку оно перпендикулярно оси OZ. Как и ранее, рассматриваются фазовые состояния сильно анизотропного антиферромагнетика при низких температурах ($T << T_N$). Анализ показывает, что в данном случае СТ фаза не реализуется, а вместо нее реализуется спин-флоп (СФ) фаза. Фазовая диаграмма такой системы показана на рис. 21.

Заканчивается пятый раздел исследованием вопроса о реализации СТ магнитной фазы в легкоплоскостном изингоподобном антиферромагнетике. В случае продольного магнитного поля гамильтониан системы имеет следующий вид:

$$\mathcal{H} = \frac{1}{2}\sum_{n_i,m_i} J_{n_i m_i} S^z_{n_i} S^z_{m_i} + \frac{1}{2}\sum_{\substack{n_i,n_j \\ (i\neq j)}} \tilde{J}_{n_i n_j} S^z_{n_i} S^z_{n_j} + D\sum_{n_i}\left(S^z_{n_i}\right)^2 - H\sum_{n_i} S^z_{n_i}\,, \qquad (61)$$

где все обозначения совпадают с введенными выше для гамильтониана (54).

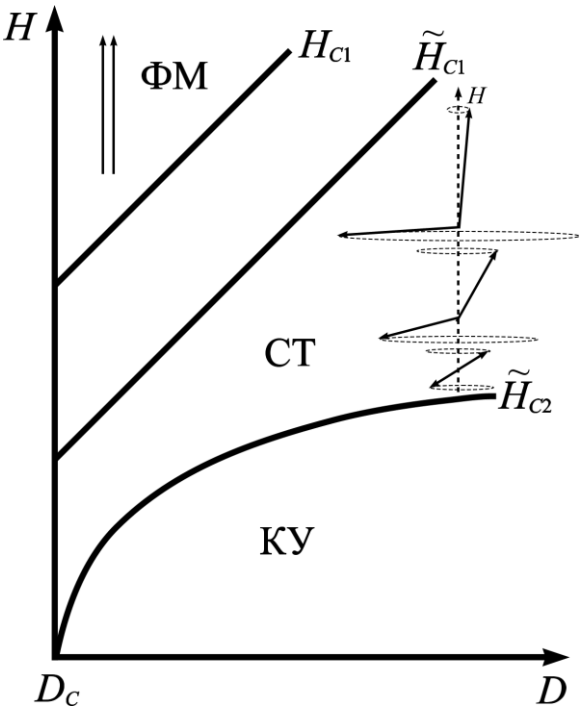

Рис. 20. Фазовая диаграмма сильно анизотропного легкоплоскостного антиферромагнетика в продольном магнитном поле. Стрелками показано изменение намагниченности подрешеток в зависимости от величины поля и типа фазы.

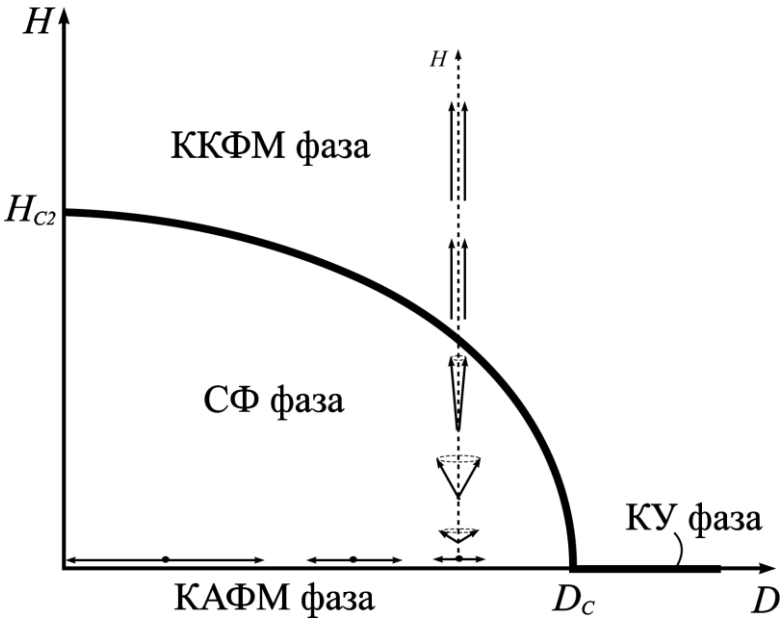

Рис. 21. Фазовая диаграмма сильно анизотропного легкоплоскостного антиферромагнетика в поперечном магнитном поле. Стрелками показаны ориентации намагниченности подрешеток в зависимости от типа фазового состояния и соотношений между материальными параметрами и внешним магнитным полем.

Анализ, аналогичный проведенному выше, позволил найти поля переходов и установить области существования фаз в системе. Интересной особенностью данной системы, является зависимость углов ориентации намагниченностей в подрешетках в СТ фазе:

$$\begin{cases} \cos\vartheta_1 = \left(2H - \tilde{J}_0\sigma\right)\sigma \Big/ \left\{2\left[\beta\left(1-\sqrt{1-\sigma^2}\right) - 2\left|J_0\right|\sigma^2\right]\right\}, \\ \vartheta_2 = 0. \end{cases} \qquad (62)$$

Как видно из выражений (62), намагниченность одной из подрешеток всегда ориентирована по полю, в то время, как ориентация намагниченности другой подрешетки может меняться. Такая ориентация намагниченности подрешеток в СТ фазе является отличительной чертой изингоподобного антиферромагнетика.

В поперечном магнитном поле в изингоподобном антиферромагнетике СТ фаза не реализуется, а вместо нее реализуется СФ состояние.

ВЫВОДЫ

В диссертации исследуются фазовые состояния и спектры элементарных возбуждений в двух- и трехмерных гейзенберговских и негейзенберговских магнетиках с учетом различных типов обменной анизотропии, а также конкурирующих релятивистских взаимодействий (МУ и МД взаимодействия, одноионная анизотропия). В результате автором построены и исследованы теоретические модели, хорошо согласующиеся с известными теоретическими результатами в предельных случаях, но при этом расширяющие существующие модели и позволяющие предсказать свойства магнитных систем. Полученные результаты могут быть использованы экспериментаторами при подготовке и проведении экспериментов, а также при объяснении результатов экспериментов. Предложенные в работе модели могут быть использованы также при проектировании и создании магнитных материалов с заранее определенными свойствами.

Основные результаты и положения диссертации, следующие:

1. Впервые подробно исследовано влияние наклонной одноионной анизотропии на фазовые состояния и спектры элементарных возбуждений ультратонких магнитных пленок. Показано, что наклонная анизотропия существенно влияет на реализацию пространственно-неоднородной фазы. Это влияние проявляется в зависимости периода пространственно-неоднородной структуры от величины наклонной анизотропии, что можно использовать в технологии хранения и записи информации. При этом, область существования пространственно-неоднородного состояния также зависит от ориентации волнового вектора в плоскости пленки. Показано, что в системе имеется критическое значение угла ориентации волнового вектора в плоскости пленки ζ_0, определяющее возможность реализации пространственно-неоднородного состояния. Если ориентация волнового вектора такова, что $|\zeta| < |\zeta_0|$, то в системе может реализоваться пространственно-неоднородная фаза, в противном случае – неоднородная фаза не реализуется.
2. Впервые исследовано влияние большой одноионной наклонной анизотропии, действующей в плоскости пленки (орторомбической анизотропии). Показано, что учет этой анизотропии приводит к возможности реализация трех однородных фазовых состояний, два из которых характеризуются тензорным параметром порядка: $КУ_1$ фазы в случае отсутствия магнитного поля и преобладания наклонной легкоосной анизотропии; $КУ_2$ фазы в случае малых полей и большой легкоплоскостной анизотропии; а также ферромагнитной фазы в случае больших магнитных полей. При этом пространственно-неоднородное состояние в такой системе энергетически не выгодно.
3. Впервые исследованы фазовые переходы по концентрации в сплаве $Fe_{1-x}Co_x$ с учетом МУ и МД взаимодействий. Построенная в работе модель учета влияния концентрации на материальные параметры системы хорошо согласуется с известными экспериментальными данными и легко обобщается на различные магнитные системы и другие типы фазовых переходов, например, по температуре. Предложенная модель была использована при объяснении результатов

экспериментов и предсказании новых свойств в сплавах $Fe_{1-x}Co_x$, $U_2Co_{15}Si_2$ и терфеноле-Д:

- Предсказано, что в двумерном сплаве $Fe_{1-x}Co_x$, в отличие от трехмерной системы, может реализоваться новое фазовое состояние – «легкая ось в плоскости». Получены критические значения концентрации ионов кобальта, соответствующие фазовым переходам, и показано, что эти величины существенно зависят от размерности системы.
- Впервые был проведен точный учет влияния МУ и МД взаимодействий на фазовые переходы по температуре в ультратонком сплаве $U_2Co_{15}Si_2$. Полученные результаты хорошо согласуются с экспериментальными данными, что позволяет применить использованный подход при исследованиях температурных фазовых переходов как в двухмерных, так и в трехмерных образцах сплава $U_2Co_{15}Si_2$.
- Впервые исследовано влияние биквадратичного обменного взаимодействия на фазовые состояния и фазовые переходы в магнетиках типа терфенол-Д со скомпенсированной одноионной анизотропией. Показано, что в данных системах может реализоваться дальний магнитный порядок как ферромагнитного, так и квадрупольного типа. Также исследовано влияние МУ взаимодействия на температурные фазовые переходы, причем было впервые показано, что влияние МУ взаимодействия увеличивается с ростом константы билинейного обменного взаимодействия. Полученные результаты могут быть использованы для экспериментального определения констант билинейного и биквадратичного обменного взаимодействий.

4. Впервые показано, что учет обменной анизотропии и МУ взаимодействия приводит к реализации каскада фазовых переходов в ультратонких магнитных пленках. Причем конкуренция обменной и одноионной анизотропий не приводит к возникновению угловой фазы, а проявляется в реализации пространственно-неоднородного состояния. При этом «плоское» МУ взаимодействие определяет реализацию состояния «легкая ось в плоскости», которое не реализуется в случае «объемного» МУ взаимодействия.
5. Впервые исследованы фазовые переходы по материальным константам, внешнему магнитному полю и температуре в негейзенберговских ферромагнетиках с анизотропными обменными взаимодействиями при произвольных величинах обменных анизотропий, как билинейного, так и биквадратичного взаимодействий. Полученные результаты для предельных случаев модели Изинга и XY-модели совпадают с известными результатами, что подтверждает правильность результатов при произвольной величине обменной анизотропии.
6. Впервые исследовано совместное влияние МУ и МД взаимодействий на фазовые переходы в двумерном негейзенберговском ферромагнетике со сложным обменным взаимодействием. Предсказана возможность реализации квадрупольной фазы с пространственно-неоднородным распределением тензорных параметров порядка.

7. Впервые исследованы возможные фазовые состояния в сильноанизотропном гейзенберговском и негейзенберговском магнетиках с фрустрированным обменным взаимодействием во внешнем магнитном поле. Показано, что учет большой легкоплоскостной одноионной анизотропии в гейзенберговском магнетике существенно меняет фазовый портрет системы. В системе возможна реализация как однородных фаз (ферромагнитной и квадрупольной), так и неоднородной – спиральной магнитной структуры. Установлено, что учет биквадратичного обменного взаимодействия существенно влияет на реализацию спиральной магнитной структуры, меняя область ее существования. Показано, что реализация спиральной магнитной структуры в нулевом магнитном поле возможна только при наличии легкоосной одноионной анизотропии.
8. Впервые изучено влияние большой одноионной анизотропии на реализацию спиральной магнитной структуры в двумерном фрустрированном магнетике. Установлено, что тип фазового перехода меняется в зависимости от соотношений между обменными константами. Предсказана возможность реализации, как спиральной магнитной структуры, так и доменной фазы.
9. Впервые исследованы фазовые переходы в сильноанизотропном фрустрированном антиферромагнетике с $S = 1$. Доказана возможность реализации сверхтвердой фазы в продольном магнитном поле. Показано, что в поперечном магнитном поле вместо сверхтвердой магнитной фазы реализуется спин-флоп фаза. Впервые изучены особенности формирования сверхтвердой магнитной фазы в изингоподобном антиферромагнетике с $S = 1$ и большой легкоплоскостной одноионной анизотропией во внешнем магнитном поле. Предсказана возможность реализации сверхтвердой фазы в продольном магнитном поле. Показано, что сверхтвердая фаза не реализуется в рассматриваемой системе в случае поперечного магнитного поля.

СПИСОК ПУБЛИКАЦИЙ ПО ТЕМЕ ДИССЕРТАЦИИ

1. Fridman Yu.A. Chapter 8. Domain Structure in Ultrathin Ferromagnetic Films with Inclined Anisotropy / Yu.A. Fridman, Ph.N. Klevets, and D.V. Spirin // New Developments in Ferromagnetism Research : [сборник научных трудов / Editor V.N. Murray]. – New York : Nova Science Publishers, Inc., 2005 – P. 209-230.
2. Fridman Yu.A. Influence of an inclined anisotropy on formation of spatially inhomogeneous phase in two-dimensional ferromagnet / Yu.A. Fridman, Ph.N. Klevets, D.V. Spirin // physica status solidi (b). – 2004. – Vol. 241. – P. 1106-1114.
3. Фридман Ю.А. Влияние большой двухосной анизотропии на фазовые состояния магнитоупорядоченного кристалла с S = 1 / Ю.А. Фридман, Г.А. Гореликов, Ф.Н. Клевец // Ученые записки Таврического национального университета им. В.И. Вернадского. – 2010. – Т. 23. – С. 108-116.
4. Фридман Ю.А. Влияние «наклонной» анизотропии на спиновые состояния двумерной сильно анизотропной пленки / Ю.А. Фридман, Ф.Н. Клевец, Г.А. Гореликов // Журнал экспериментальной и теоретической физики. – 2012. – Т. 141. – С. 748-756.

5. Фридман Ю.А. Фазовые состояния двумерного легкоплоскостного ферромагнетика с большой наклонной анизотропией / Ю.А. Фридман, Ф.Н. Клевец, Г.А. Гореликов и др. // Журнал экспериментальной и теоретической физики. – 2012. – Т. 142. – С. 1155-1163.
6. Фридман Ю.А. Переориентационные фазовые переходы по концентрации в ультратонких магнитных пленках $Fe_{1-x}Co_x$ / Ю.А. Фридман, Ф.Н. Клевец // Письма в Журнал Технической Физики. – 2008. – Т.34. – С. 57-64.
7. Фридман Ю.А. Температурная фазовая диаграмма $U_2Co_{15}Si_2$ / Ю.А. Фридман, Ф.Н. Клевец, А.П. Войтенко // Ученые записки Таврического национального университета им. В.И. Вернадского. – 2008. – Т. 60. – С. 63-73.
8. Фридман Ю.А. Фазовые переходы по материальным константам и температуре в интерметаллических соединениях типа терфенол-д / Ю.А. Фридман, Ф.Н. Клевец, А.П. Войтенко // Физика Твердого Тела. – 2010. – Т. 52. – С. 1316-1322.
9. Фридман Ю.А. Фазовая диаграмма тонкой пленки сплава $Fe_{1-x}Co_x$ с «объемным» или «плоским» магнитоупругим взаимодействием / Ю.А. Фридман, Ф.Н. Клевец, А.П. Войтенко // Журнал Экспериментальной и Теоретической Физики. – 2010. – Т. 139. – С. 305-319.
10. Фридман Ю.А. Каскад фазовых переходов в монослое $Fe_{1-x}Co_x$ / Ю.А. Фридман, Ф.Н. Клевец, А.П. Войтенко // Физика Твердого Тела. – 2011. – Т. 53. – С. 696-704.
11. Фридман Ю.А. Фазовые состояния интерметаллических соединений типа терфенол-д / Ю.А. Фридман, ФН. Клевец, Войтенко А.П. // Ученые записки Таврического национального университета имени В.И. Вернадского. – 2009. – Т. 22. – С. 84-96.
12. Fridman Yu.A. Formation of spatially inhomogeneous states in 2d non-heisenberg magnetic / Yu.A. Fridman, Ph.N. Klevets, D.A. Matunin // Учёные записки Таврического национального университета имени В.И. Вернадского. – 2005. – Т. 18 – С. 27 -37.
13. Фридман Ю.А. Фазовые диаграммы 2d негейзенберговского одноосного ферромагнетика / Ю.А. Фридман, Д.А. Матюнин, Ф.Н. Клевец // Ученые записки Таврического национального университета им. В.И. Вернадского. – 2006. – Т. 19 – С. 37-53.
14. Фридман Ю.А. Влияние упругой подсистемы на фазовые переходы в ферромагнетиках с обменной и одноионной анизотропиями / Ю.А. Фридман, Ф.Н. Клевец, Д.А. Матюнин // Физика Низких Температур. – 2006. – Т. 32. – С. 861-871.
15. Fridman Yu.A. Sequence of the phase transitions in two-dimensional ferromagnetic with competitive one-ion and exchange anisotropies / Yu.A. Fridman, Ph.N. Klevets, D.A. Matunin *et al.* // Journal of Physics and Chemistry of Solids. – 2006. – Vol. 67. – P. 2458-2467.
16. Fridman Yu.A. Normal modes and possibility of spatially inhomogeneous phases for a 2D ferromagnet with biquadratic and magnetoelastic interactions / Yu.A.

Fridman, Ph.N. Klevets, D.A. Matyunin // Physica B. – 2006. – Vol. 384. – P. 156-161.
17. Фридман Ю.А. Спиральная магнитная структура в гейзенберговских и негейзенберговских магнетиках / Ю.А. Фридман, Д.А. Матюнин, Ф.Н. Клевец и др. // Физика Твердого Тела. – 2010. – Т. 52. – С. 1123-1130.
18. Фридман Ю.А. Влияние одноионной анизотропии на фазовые состояния 2D негейзенберговских ферромагнетиков / Ю.А. Фридман, Д.А. Матюнин, Ф.Н. Клевец // Физика Низких Температур. – 2007. – Т. 33. – С. 881-888.
19. Фридман Ю.А. Фазовые переходы в ферромагнетике с анизотропным биквадратичным обменным взаимодействием / Ю.А. Фридман, О.А. Космачев, Ф.Н. Клевец // Физика Низких Температур. – 2006. – Т. 32. – С. 289-300.
20. Fridman Yu.A. Phase states of S = 1 magnetic with anisotropic exchange interactions / Yu.A. Fridman, O.A. Kosmachev, Ph.N. Klevets // Journal of Magnetism and Magnetic Materials. – 2008. – Vol. 320. – P. 435-449.
21. Fridman Yu.A. Influence of magnetic dipole and magnetoelastic interactions on the phase states of 2D non-Heisenberg ferromagnetic with complex exchange interactions / Yu.A. Fridman, D.A. Matunin, Ph.N. Klevets *et al.* // Journal of Magnetism and Magnetic Materials. – 2009. – Vol. 321. – P. 3782-3794.
22. Fridman Yu.A. Influence of strong single-ion anisotropy on phase states of 3D and 2D frustrated magnets / Yu.A. Fridman, O.A. Kosmachev, D.A. Matunin *et al.* // Journal of Magnetism and Magnetic Materials. – 2010. – Vol. 322. – P. 3196-3203.
23. Fridman Y.A. “Supersolid” phase in spin-1 easy-plane antiferromagnetic / Y.A. Fridman, O.A. Kosmachev, and P.N. Klevets // The European Physical Journal B. – 2011. – Vol. 81. – P. 185-196.
24. Klevets Ph.N. Phase transitions in S=1 antiferromagnet with Ising-like exchange interaction and strong easy-plane single-ion anisotropy / Ph.N. Klevets, O.A. Kosmachev, Yu.A. Fridman // Journal of Magnetism and Magnetic Materials. – 2013. – Vol. 330. – P. 91–95.
25. Klevets Ph.N. Supersolid magnetic phase realization in strongly anisotropic easy-plane antiferromagnet with Ising-like exchange interaction in the transverse magnetic field / Ph.N. Klevets, O.A. Kosmachev, Yu.A. Fridman // Journal of Magnetism and Magnetic Materials. – 2013. – Vol. 348. – P. 68–74.

SUMMARY

Phase states and spectra of elementary excitations in 2D and 3D Heisenberg and non-Heisenberg anisotropic magnetics. – Manuscript. Thesis for a competition of doctor of science degree in physics and mathematics, 01.04.11 specialty – magnetism. – V.I. Vernadsky Taurida national university, Simferopol, 2014.

Influence of single-ion inclined anisotropy, magnetic dipole, and magnetoelastic interactions on the phase states and spectra of ultrathin ferromagnetic film is investigated. We consider the influence of weak inclined anisotropy, as well as of strong inclined anisotropy (greater, than the value of the exchange interaction). It is shown that the inclined anisotropy considerably influence the formation of inhomogeneous phase in 2D magnets.

The models of reorientation phase transitions on concentration and temperature in intermetallic alloys that exactly take into account the influence of the magnetoelastic and the magnetic dipole interactions have been proposed. Using the theoretical results obtained, we have interpreted the experimental results for $Fe_{1-x}Co_x$, $U_2Co_{15}Si_2$ alloys and intermetallic compounds based on Tb and Dy – $Tb_xDy_{1-x}Fe_y$ (Therfenol-D). There is a good agreement of the theory developed with the experimental data. At this, we have predicted some new results, in particular, the new phase state – “in-plane easy-axis” phase.

We have also investigated the systems with the anisotropic exchange interaction. The phase transitions on the material constants, the external magnetic field, and the temperature in non-Heisenberg ferromagnets with anisotropic exchange interaction at an arbitrary value of the exchange anisotropy have been investigated for the first time. The results, obtained for the limiting cases of the Ising model and the XY-model, coincide with the known results that testifies to the correctness of the results, obtained at arbitrary value of the exchange anisotropy. The joint action of the magnetoelastic and the magnetic dipole interactions on the phase transitions in 2D non-Heisenberg ferromagnetic with complex exchange interaction has been studied for the first time. We have predicted the possibility of realization of the new quadrupolar phase with spatially inhomogeneous distribution of tensor order parameters.

The possibility of spiral magnetic structures realization have been investigated for strongly anisotropic 2D and 3D Heisenberg magnets and for the magnets with great biquadratic exchange interaction. The account of the magnetic dipole interaction in 2D systems can lead to the realization of the spatially inhomogeneous state in addition to the spiral structure. It is shown that the biquadratic exchange interaction occurs essential influence on the formation of the spiral magnetic structure.

The phase transitions in strongly anisotropic spin-1 frustrated antiferromagnetic, in which the supersolid magnetic phase can realize, have been investigated at first. We have proved the possibility of the supersolid phase realization in the longitudinal magnetic field, while the spin-flop phase realizes instead of the supersolid magnetic phase in the transverse magnetic field. We have also investigated the peculiarities of the supersolid magnetic phase formation in Ising-like spin-1 frustrated antiferromagnetic with strong easy-plane single-ion anisotropy in the external magnetic field.

Key-words: single-ion anisotropy, exchange anisotropy, biquadratic exchange interaction, magnetoelastic coupling, magnetic dipole interaction, spectra of elementary excitations, phase transitions, quadrupolar phase, supersolid magnetic phase, spatially inhomogeneous phases.

АННОТАЦИЯ

Фазовые состояния и спектры элементарных возбуждений в двух- и трехмерных гейзенберговских и негейзенберговских анизотропных магнетиках. – Рукопись. Диссертация на соискание ученой степени доктора физико-математических наук по специальности 01.04.11 – магнетизм. – Таврический национальный университет им. В.И. Вернадского, Симферополь, 2014.

В работе исследуется влияние одноионной наклонной анизотропии, магнитодипольного и магнитоупругого взаимодействий на фазовые стояния и спектры уль-

тратонкой ферромагнитной пленки. Рассматривается влияние как слабой наклонной анизотропии, так и большой наклонной анизотропии (превосходящей величину обменного взаимодействия). Показано, что наклонная анизотропия существенно влияет на формирование пространственно-неоднородной фазы в двумерных магнетиках.

Построены модели переориентационных фазовых переходов по концентрации и температуре в интерметаллических сплавах, которые также точно учитывают влияние магнитоупругого и магнитодипольного взаимодействий. Полученные теоретические результаты были использованы для объяснения результатов экспериментов в сплавах $Fe_{1-x}Co_x$, $U_2Co_{15}Si_2$ и интерметаллические соединения на основе Tb и Dy – $Tb_xDy_{1-x}Fe_y$ (терфенол-Д). Имеет место хорошее совпадение полученной теории с экспериментальными данными. При этом предсказан ряд новых результатов. В частности, новое фазовое состояние – «легкая ось в плоскости».

В работе также исследованы системы с анизотропным обменным взаимодействием. Впервые изучены фазовые переходы по материальным константам, внешнему магнитному полю и температуре в негейзенберговских ферромагнетиках с анизотропными обменными взаимодействиями при произвольной величине обменной анизотропии. Полученные результаты для предельных случаев модели Изинга и XY-модели совпадают с известными результатами, что подтверждает правильность результатов при произвольной величине обменной анизотропии. Впервые исследовано совместное влияние магнитоупругого и магнитодипольного взаимодействий на фазовые переходы в двумерном негейзенберговском ферромагнетике со сложным обменным взаимодействием. Предсказана возможность реализации новой квадрупольной фазы с пространственно-неоднородным распределением тензорных параметров порядка.

Изучена возможность реализации спиральных магнитных структур в сильно анизотропных двух- и трехмерных гейзенберговских магнетиках и магнетиках с большим биквадратичным обменным взаимодействием. Показано, что в двумерных системах учет магнитодипольного взаимодействия может привести к реализации пространственно-неоднородного состояния в дополнение к спиральной структуре. Показано, что биквадратичное обменное взаимодействие оказывает существенное влияние на формирование спиральной магнитной структуры.

Впервые исследованы фазовые переходы в сильноанизотропном фрустрированном антиферромагнетике с $S = 1$, в котором возможна реализация сверхтвердой магнитной фазы. Доказана возможность реализации сверхтвердой фазы в продольном магнитном поле. Показано, что в поперечном магнитном поле вместо сверхтвердой магнитной фазы реализуется спин-флоп фаза. Также изучены особенности формирования сверхтвердой магнитной фазы в изингоподобном фрустрированном антиферромагнетике с $S = 1$ с большой легкоплоскостной одноионной анизотропией во внешнем магнитном поле.

Ключевые слова: одноионная анизотропия, обменная анизотропия, биквадратичное обменное взаимодействие, магнитоупругое взаимодействие, магнитодипольное взаимодействие, спектры элементарных возбуждений, фазовые переходы, квадрупольная фаза, сверхтвердая магнитная фаза, пространственно-неоднородные фазы.

Подписано в печать 17.04.2014 г. Формат 60x84/16.

Бумага офсетная. Печать цифровая.

Усл. печ. л. 1,9. Тираж 100 экз. Заказ № 168-А

Напечатано в информационно-издательском отделе

Таврического национального университета им. В.И. Вернадского

295007, г. Симферополь, пр. Академика Вернадского, 4