

На правах рукописи



МЕЛЕШКО АЛЕКСАНДР ГЕННАДИЕВИЧ

**ВЛИЯНИЕ СИЛЬНЫХ РЕЛЯТИВИСТСКИХ
ВЗАИМОДЕЙСТВИЙ НА ДИНАМИЧЕСКИЕ И
СТАТИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА МАГНИТОУПОРЯДОЧЕННЫХ
СИСТЕМ**

01.04.07 – физика конденсированного состояния

Автореферат
диссертации на соискание учёной степени
кандидата физико-математических наук

Симферополь
2019

Работа выполнена на кафедре теоретической физики и физики твердого тела Физико-технического института Федерального государственного автономного образовательного учреждения высшего образования «Крымский федеральный университет имени В.И. Вернадского»

Научный руководитель: Фридман Юрий Анатольевич, доктор физико-математических наук, профессор, заведующий кафедрой теоретической физики и физики твердого тела Физико-технического института Крымского федерального института им. В.И. Вернадского

Официальные оппоненты: Екомасов Евгений Григорьевич, доктор физико-математических наук, профессор кафедры теоретической физики ФГБОУ ВО «Башкирский государственный университет»

Звездин Константин Анатольевич, кандидат физико-математических наук, старший научный сотрудник Института общей физики имени А.М. Прохорова РАН

Ведущая организация: Федеральное государственное бюджетное учреждение науки «Институт радиотехники и электроники имени В.А. Котельникова Российской академии наук»

Защита состоится «20» сентября 2019 г. в 15⁰⁰ на заседании специализированного ученого совета Д 900.006.12 на базе Федерального автономного образовательного учреждения высшего образования «Крымский федеральный университет имени В.И. Вернадского» по адресу: 295007, Республика Крым, г. Симферополь, проспект Академика Вернадского, 4, корпус А.

С диссертацией можно ознакомиться в библиотеке ФГАОУ ВО «Крымский федеральный университет имени В.И. Вернадского» по адресу: 295007, Республика Крым, г. Симферополь, проспект Академика Вернадского, 4, корпус А,

или на сайте <http://science.cfuv.ru/gosudarstvennaya-nauchnaya-attestaciya/dissertacionnye-sovety/dissertacionnye-raboty-sovety-d-900-006-12>

Телефон ученого секретаря +7 (978) 772-19-86

Автореферат разослан «___» _____ 2019 г.

Ученый секретарь
специализированного ученого совета
Д 900.006.12 к. ф.-м. н.



Б.П. Лапин

ОБЩАЯ ХАРАКТЕРИСТИКА РАБОТЫ

Актуальность работы. В настоящее время актуальными являются исследования в области магнетизма. Повышенное внимание к магнитным явлениям заключается в том, что с развитием современных технологий возникает потребность в создании новых материалов с уникальными физическими свойствами (молекулярные магнетики, спиновые цепочки, сплавы Гейслера, нанотрубки, мезоскопические магнитные структуры и так далее), определяемыми квантовыми эффектами. Подобные материалы используются повсеместно в таких важных областях человеческой деятельности, как информационные технологии, навигация, медицина, энергетика, машиностроение, оборонная промышленность. Более того, магнитные явления имеют квантовую природу, поэтому исследования в области физики магнитных явлений носят не только прикладной характер, но и фундаментальный характер.

Современные магнитные материалы обладают множеством различных свойств, определяющимися влиянием квантовых эффектов. Так, например, в магнетиках со спином магнитного иона $S \geq 1$ может возникать одноионная анизотропия, обусловленная влиянием спин-орбитального взаимодействия. Как правило, тензор одноионной анизотропии имеет диагональный вид, однако при создании магнитоупорядоченных систем имеет место ряд факторов, приводящих к нарушению диагональности тензора одноионной анизотропии. К таким факторам можно отнести, например, нарушение химического состава магнетика, или рассогласование магнитной подсистемы и подсистемы подложки и другие. В связи с этим необходимо ввести в рассмотрение недиагональную компоненту тензора одноионной анизотропии, которая описывает анизотропию типа легкая ось с осью легкого намагничивания лежащей некоторым углом φ к оси квантования. Поэтому, для простоты будем называть в дальнейшем описанную легкоосную анизотропию наклонной.

Исследование систем с наклонной одноионной анизотропией является интересной задачей, что обусловлено большим разнообразием фазовых состояний и физических свойств, в отличие от одноосных магнетиков, обладающих лишь анизотропией типа легкая плоскость либо легкая ось. Более того, системы с наклонной одноионной анизотропией достаточно точно описывают энергию разориентированных пленок феррит-гранатов, а также поведение наногранулярных пленок с легкоосной анизотропией.

Наиболее перспективными магнитными структурами являются ультратонкие магнитные пленки, которые имеют в толщину несколько атомных слоев, а также одноатомные пленки с толщиной в один атомный слой, поскольку они близки по свойствам к двумерным объектам. В результате их свойства существенно отличаются от свойств трехмерных магнетиков. Одно из наиболее важных отличий двумерных изотропных пленок заключается в отсутствии дальнего магнитного порядка при любой конечной температуре. Одним из механизмов стабилизации дальнего порядка является учет релятивистских взаимодействий, приводящих к возникновению спонтанного магнитного момента. К подобного рода взаимодействиям относится, например, одноионная анизотропия типа легкая ось, а также магнитоупругое взаимодействие.

Учет магнитоупругого взаимодействия приводит к гибридизации упругих и магнитных возбуждений, формируя, тем самым, связанную магнитоупругую волну.

Влияние же упругой подсистемы на магнитную сводится к возникновению в спектре магнонов магнитоупругой щели. При этом магнитная подсистема также оказывает влияние на упругую, что приводит не только к изменению скорости звука в кристалле, но и к сильной деформации спектра квазифононов в окрестности ориентационного фазового перехода. Как правило, магнитоупругое взаимодействие является самым слабым в магнитоупорядоченных системах. Тем не менее, его учет является важным, поскольку может играть решающую роль при формировании как статических свойств так и динамических особенностей в точках компенсации материальных параметров, то есть в окрестности ориентационных фазовых переходов. Более того, магнитоупругое взаимодействие наряду с одноионной анизотропией являются проявлениями спин-орбитального взаимодействия в магнетике. Как результат, в ряде редкоземельных металлов, обладающих достаточно большой спин-орбитальной связью, наблюдаются «гигантские» магнитоупругие эффекты. Кроме того, учет магнитоупругого взаимодействия позволяет более точно проанализировать результаты экспериментов, поскольку любые экспериментальные исследования подразумевают закрепление образца в установке тем или иным способом. Следовательно, необходимо учитывать накладываемые на образец механические граничные условия, которые определяют структуру спонтанных деформаций магнитоупорядоченной системы.

Стабилизировать дальний магнитный порядок в системе можно также с помощью учета магнитодипольного взаимодействия. Хорошо известно, что в ультратонких пленках магнитодипольное взаимодействие проявляется наиболее сильно. При этом его учет может приводить к усилению легкоплоскостной анизотропии, что особенно существенно проявляется в сильноанизотропных магнитных пленках. Кроме того, магнитодипольное взаимодействие оказывает существенное влияние на динамические свойства пленок, в результате чего в системе могут реализовываться состояния с неоднородным распределением намагниченности, такие как плоско-параллельные домены или вихревые структуры.

Наиболее актуальными на сегодняшний день являются исследования магнитных систем с конкуренцией релятивистских и обменных взаимодействий, что связано с поиском новых квантовых состояний. Так, в 2004 году, экспериментально было обнаружено состояние «сверхтвердого» гелия ^4He . Для спиновых систем может реализовываться аналогичное сверхтвердой фазе состояние, являющееся промежуточным состоянием между спин-флоп фазой и антиферромагнитной фазой, где параметры порядка обеих фаз сосуществуют. Возможность существования сверхтвердой фазы в спиновых системах, а также условия ее реализации, области существования является актуальной задачей, которой посвящено довольно много исследований. В частности, подобное состояние наблюдается в двухподрешеточных антиферромагнетиках с большой легкоплоскостной анизотропией. Однако теоретические и экспериментальные исследования проводились для случая трехмерных систем. Поэтому интересным было бы рассмотреть условия существования сверхтвердой магнитной фазы в ультратонкой сильноанизотропной антиферромагнитной пленке двухподрешеточного магнетика. Интерес к исследованию свойств ультратонких пленок обусловлен тем, что они являются перспективными объектами для создания устройств квантовой обработки информации и квантовых вычислений.

Основной целью диссертационной работы является теоретическое исследование фазовых состояний, условий их реализации и динамических

особенностей гейзенберговских и негейзенберговских магнетиков с учетом влияния релятивистских взаимодействий (одноионная анизотропия, магнитоупругое взаимодействие).

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

1. Определить фазовые состояния объемного сильноанизотропного гейзенберговского магнетика с конкурирующими легкоплоскостной и наклонной одноионными анизотропиями, исследовать условия их реализации и фазовые переходы.
2. Исследовать влияние магнитоупругого взаимодействия на статические и динамические свойства объемного сильноанизотропного гейзенберговского магнетика с конкурирующими легкоплоскостной и наклонной одноионными анизотропиями.
3. Определить фазовые состояния, динамические и статические свойства ультратонкой сильноанизотропной магнитной пленки с конкурирующими легкоплоскостной и наклонной одноионными анизотропиями с учетом магнитоупругого и магнитодипольного взаимодействий.
4. Исследовать возможность реализации сверхтвердой магнитной фазы во фрустрированном сильноанизотропном антиферромагнетике с изингоподобным обменным взаимодействием.

Научная новизна полученных результатов состоит в следующем:

1. Впервые исследована модель объемного сильноанизотропного гейзенберговского ферромагнетика с конкурирующими легкоплоскостной и наклонной одноионными анизотропиями при произвольном соотношении между материальными параметрами. Получены фазовые состояния, определены области их устойчивости и спектры магнонов, а также найдена линия фазового перехода.
2. Впервые изучено влияние магнитоупругого взаимодействия и механических граничных условий на динамические и статические свойства сильноанизотропного гейзенберговского ферромагнетика с конкурирующими легкоплоскостной и наклонной одноионными анизотропиями. Показано, что учет магнитодипольного взаимодействия приводит лишь к статическим перенормировкам спектров магнитоупругих волн и областей существования фазовых состояний, но не проявляется динамически.
3. Впервые исследована ультратонкая сильноанизотропная ферромагнитная пленка с конкурирующими легкоплоскостной и наклонной одноионными анизотропиями с учетом магнитодипольного, магнитоупругого взаимодействий и механическими граничными условиями. Получены фазовые состояния системы, области их существования и спектры элементарных возбуждений. Показано, что магнитодипольное взаимодействие проявляется как статически, так и динамически, что заключается в реализации состояния с пространственно-неоднородным распределением намагниченности.
4. Впервые рассмотрена возможность реализации сверхтвердой магнитной фазы в ультратонкой сильноанизотропной пленке двухподрешеточного антиферромагнетика с фрустрированным изингоподобным взаимодействием. Исследовано влияние магнитодипольного взаимодействия

на область существования и динамические свойства сверхтвёрдой магнитной фазы.

Практическая значимость работы.

В работе исследуются свойства различных магнитоупорядоченных систем, проводится анализ возможных фазовых состояний, фазовых переходов и динамических особенностей, а также влияние на них разных магнитных взаимодействий. В итоге автором исследован ряд теоретических моделей. Результат исследований хорошо согласуются с экспериментальными данными, что может быть использовано при подготовке и проведении экспериментов, а также для интерпретации и анализа экспериментальных результатов. Описанные в работе модели могут быть использованы при моделировании и создании магнитных материалов с заранее заданными свойствами. Также, результаты диссертации могут быть использованы в учебных целях при подготовки специализированных курсов по физике твёрдого тела и теории магнетизма.

Научные положения выносимые на защиту:

1. В ферромагнетике с конкурирующими легкоплоскостной и наклонной одноионными анизотропиями возможно существование двух фаз: угловой ферромагнитной фазы, с углом ориентации вектора намагниченности, определяемым соотношением между константами анизотропий, и квадрупольной фазы с нулевым значением намагниченности на узле, описываемое тензорным параметром порядка. Фазовый переход между ферромагнитным и квадрупольным состояниями является фазовым переходом первого рода и протекает через промежуточное квадрупольно-ферромагнитное состояние.
2. Влияние механических граничных условий на свойства ферромагнетика с конкурирующими легкоплоскостной и наклонной одноионными анизотропиями приводит к тому, что равновесный угол ориентации вектора намагниченности в ферромагнитной фазе определяется не только соотношением между константами анизотропий, но и спонтанными деформациями. При этом влияние магнитоупругого взаимодействия на магнитную подсистему сводится к статическим перенормировкам спектров квазимагнонов. Влияние магнитной подсистемы на упругую приводит к изменению скоростей звука в системе в угловой ферромагнитной фазе. В квадрупольной фазе скорости звука не перенормируются магнитоупругим взаимодействием.
3. В ультратонкой ферромагнитной пленке с конкурирующими легкоплоскостной и наклонной одноионными существенное влияние оказывает магнитодипольное взаимодействие, учет которого приводит к усилению легкоплоскостной анизотропии. Динамическое проявление магнитодипольного взаимодействия приводит к реализации пространственно неоднородного состояния с периодом неоднородности, значение которого существенно зависит от материальных параметров системы и от ориентации волнового вектора в базисной плоскости пленки.
4. В двумерной модели сильноанизотропного двухподрешеточного магнетика с фрустрированным изингоподобным обменным взаимодействием в случае сильного внешнего магнитного поля в системе реализуется ферромагнитное состояние, а в случае слабого внешнего магнитного поля – квадрупольное состояние. При промежуточных значениях внешнего магнитного поля

антиферромагнитное упорядочение в системе приводит к реализации сверхтвёрдого состояния. Учет магнитодипольного взаимодействия приводит к возникновению пространственно-неоднородного состояния при определенной ориентации волнового вектора в базисной плоскости пленки.

Достоверность полученных результатов подтверждается выбором теоретических методов для решения поставленных задач диссертационной работы, обеспечивающий наиболее точный учет влияния исследуемых взаимодействий. Полученные результаты хорошо согласуются с уже известными результатами, полученными ранее в других работах, а также подтверждаются известными экспериментальными данными. Результаты, полученные из численных расчетов по аналитическим выражениям соответствуют известным данным прямого компьютерного моделирования.

Личный вклад автора. Автор принимал активное участие в постановке задач, их решении, а также в интерпретации и анализе полученных результатов. В работах [1-6] автором были выполнены аналитические расчеты свободных энергий и спектров элементарных возбуждений, получены фазовые состояния и их линии потери устойчивости. Также автором были построены фазовые диаграммы двумерного и трехмерного гейзенберговского ферромагнетика с конкурирующими легкоплоскостной и наклонной анизотропиями с учетом и без учета механических граничных условий и фазовая диаграмма ультратонкой пленки двухподрешеточного изингоподобного легкоплоскостного антиферромагнетика. Автор участвовал в анализе спектров элементарных возбуждений, в исследовании зависимостей свойств магнитоупорядоченных систем от соотношений между материальными параметрами, в определении типов фазовых переходов. Кроме того автор выполнил численные расчеты линий потери устойчивости фазовых состояний в работах [1, 3, 4].

Апробация работы. Результаты диссертационной работы докладывались на следующих конференциях:

- 3rd International Conference for Young Scientists “LOW TEMPERATURE PHYSICS-2012”. May 14-18, 2012, Kharkov, Ukraine.
- 4th International Conference for Young Scientists “LOW TEMPERATURE PHYSICS-2013”. June 3-7, 2013, Kharkov, Ukraine.
- International Conference “Functional Materials” – ICFM-2013. 29th September – 5th October 2013, Haspra, Crimea, Ukraine.
- 3rd International Conference “Nanomaterials: Applications and Properties-2013”. September 16-21, 2013, Alushta, Crimea, Ukraine.
- XXI Всероссийская научная конференция студентов-физиков и молодых ученых «ВНКСФ-21», 26 марта – 2 апреля 2015 года, Омск, Россия.
- Международная конференция «Микроэлектроника 2015», 28 сентября – 3 октября 2015 года, Алушта, Республика Крым, Россия.

Публикации. По теме диссертации было опубликовано 13 работ: 1 коллективная монография, 5 статей в рецензируемых журналах и 6 статей в сборниках трудов конференций.

СОДЕРЖАНИЕ РАБОТЫ

Во введении проведен анализ состояния проблемы на сегодняшний день, раскрывается ее значимость; сформулированы цели и поставлены задачи исследований; обсуждается достоверность полученных результатов и область их применения.

В первом разделе исследуются свойства трехмерного ферромагнетика со спином магнитного иона равным единице ($S=1$) и конкурирующими легкоплоскостной и наклонной одноионными анизотропиями. При этом исследования проводятся в области низких температур, много меньших температуры Кюри, где рассматриваемые эффекты проявляются наиболее сильно.

В первом подразделе рассматриваются возможные фазовые состояния исследуемой системы, гамильтониан которой можно записать в виде:

$$\mathcal{H} = -\frac{1}{2} \sum_{n,n'} J_{nn'} \vec{S}_n \vec{S}_{n'} + \beta \sum_n (S_n^z)^2 - \beta_{zx} \sum_n (S_n^z S_n^x + S_n^x S_n^z) \quad (1)$$

где $J_{nn'}$ - обменный интеграл, $\vec{S}_n$ - спиновый оператор в узле n , $\beta > 0$ - константа легкоплоскостной анизотропии с базисной плоскостью XOY, $\beta_{zx} > 0$ - константа наклонной анизотропии в плоскости XOZ.

Конкуренция наклонной и легкоплоскостной анизотропий приводит к тому, что магнитный момент лежит под некоторым равновесным углом θ_0 к оси OZ в плоскости XOZ, значение которого определяется выражением:

$$\operatorname{tg} 2\theta_0 = -\frac{2\beta_{zx}}{\beta} \quad (2)$$

Показано, что в зависимости от соотношений между материальными параметрами системы возможна реализация двух фазовых состояний. В случае, когда энергия обменного взаимодействия превышает энергию одноионных анизотропий, в системе возникает угловая ферромагнитная фаза (УФМ), описываемая векторным параметром порядка – намагниченностью ($\langle S^z \rangle \approx 1$), ориентированной под углом (2) к оси OZ. В противоположном случае, когда энергия обменного взаимодействия меньше энергии одноионных анизотропий, в системе наблюдается эффект квантового сокращения спина, и при достаточно больших значениях анизотропий возможна реализация квадрупольного фазового состояния, в котором среднее значение намагниченности на узле обращается в нуль ($\langle S^z \rangle = 0$), а компоненты тензора квадрупольных моментов имеют вид $q_2^0 = \langle O_2^0 \rangle = 1$; $q_2^2 = \langle O_2^2 \rangle = -1$; $q_2^{zx} = \langle O_2^{zx} \rangle = 0$.

Во втором подразделе исследуется динамика определенных фазовых состояний системы. Показано, что в ферромагнитной фазе спектр магнонов имеет следующий вид:

$$\begin{aligned} \varepsilon_a^2(k) = & \left\{ 2J_0 - \frac{1}{4} \left(\beta - \sqrt{\beta^2 + 4\beta_{zx}^2} \right) + \left[J_0 - \frac{1}{8} \left(\beta + \sqrt{\beta^2 + 4\beta_{zx}^2} \right) \right] \frac{k^2}{2} \right\} \times \\ & \times \left\{ 2J_0 + \frac{1}{2} \sqrt{\beta^2 + 4\beta_{zx}^2} + \left[J_0 + \frac{1}{8} \left(\beta + \sqrt{\beta^2 + 4\beta_{zx}^2} \right) \right] \frac{k^2}{2} \right\} \end{aligned} \quad (3)$$

Также, из обращения в нуль энергетической щели спектра (3) определена линия потери устойчивости УФМ фазы:

$$\beta_{zx}^{УФМ} = 2\sqrt{4J_0^2 - \beta J_0} \quad (4)$$

В квадрупольной фазе спектр магнонов принимает вид:

$$\varepsilon_a^2(k) = \frac{1}{2} \sqrt{\beta^2 + 4\beta_{zx}^2} \times \left\{ \frac{1}{2} \sqrt{\beta^2 + 4\beta_{zx}^2} + 2J_0 + J_0 k^2 \right\} \quad (5)$$

а линия потери устойчивости КУ фазы определяется выражением

$$\beta_{zx}^{KY} = \frac{1}{2} \sqrt{16J_0^2 - \beta^2} \quad (6)$$

Из вида линий потери устойчивости полученных состояний, построена фазовая диаграмма исследуемой модели (рис. 1).

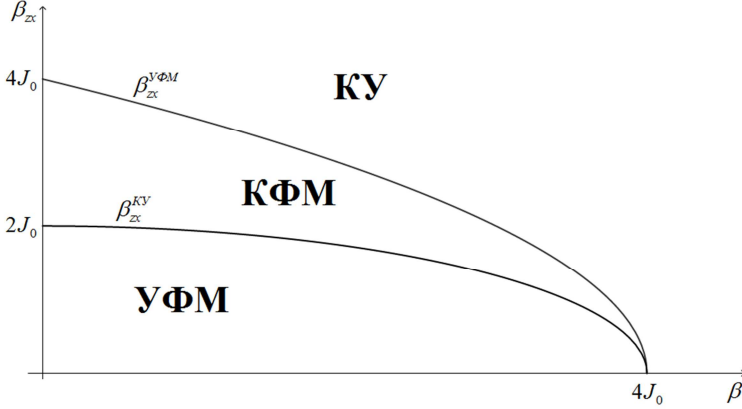


Рис. 1. Фазовая диаграмма сильноанизотропного ферромагнетика с конкуренцией легкоплоскостной и наклонной анизотропий

Из фазовой диаграммы видно, что фазовый переход между УФМ и КУ фазами является фазовым переходом первого рода, и протекает через некоторое промежуточное квадрупольно-ферромагнитное состояние (КФМ), в котором и векторный и тензорный порядок отличны от нуля. Причем область сосуществования фаз уменьшается при уменьшении константы наклонной анизотропии, а в предельном случае $\beta_{zx} = 0$, фазовый переход становится вырожденным фазовым переходом первого рода.

Во втором разделе определено влияние механических граничных условия на динамические и статические свойства сильноанизотропного ферромагнетика с конкурирующими легкоплоскостной и наклонной анизотропиями.

В первом подразделе описывается модель. В качестве исследуемой системы рассмотрен магнетик со спином магнитного иона равным единице ($S = 1$), зафиксированный по плоскости ZOY. Выбор механических граничных условий обусловлен тем, что в плоскостях ZOX и XOY действует одноионная анизотропия приводящая к возникновению магнитоупорядоченных состояний с нулевой намагниченностью. Поэтому в этих плоскостях механические граничные условия не накладываются, чтобы влияние легкоплоскостной и наклонной анизотропий было максимальным. Гамильтониан исследуемой модели может быть записан в виде:

$$\begin{aligned} \mathcal{H} = & -\frac{1}{2} \sum_{n,n'} J_{nn'} \vec{S}_n \vec{S}_{n'} + \beta \sum_n (S_n^z)^2 - \beta_{zx} \sum_n (S_n^z S_n^x + S_n^x S_n^z) + \\ & + \nu \sum_n \left\{ u_{xx} (S_n^x)^2 + u_{xy} (S_n^x S_n^y + S_n^y S_n^x) + u_{zx} (S_n^z S_n^x + S_n^x S_n^z) \right\} + \int d\vec{r} \left\{ \frac{\lambda + \eta}{2} u_{xx}^2 + \eta (u_{xy}^2 + u_{zx}^2) \right\} \end{aligned} \quad (7)$$

где $J_{nn'}$ - обменный интеграл, $\vec{S}_n$ - спиновый оператор в узле n , β - константа легкоплоскостной анизотропии с базисной плоскостью XOY, β_{zx} - константа наклонной анизотропии в плоскости XOZ, ν - константа магнитоупругой связи, λ и η - упругие модули, u_{ij} - компоненты тензора упругих деформаций. Как и ранее, исследование системы проводилось в области низких температур ($T \ll T_c$, где T_c - температура Кюри).

Во втором подразделе исследованы статические и динамические свойства системы в случае, когда энергия обменного взаимодействия значительно превышает энергию одноионной анизотропии ($J_0 \gg \beta, \beta_{zx} \gg \nu$). Показано, что при данном соотношении материальных параметров в системе реализуется ферромагнитное состояние, которое описывается векторным параметром порядка – намагниченностью. Конкуренция одноионных анизотропий в данном состоянии приводит к тому, что вектор намагниченности ориентирован в плоскости ZOX под равновесным углом θ_0 к оси OZ, значение которого определяется выражением:

$$\operatorname{tg} 2\theta_0 = -\frac{2\beta_{zx} - 4\nu u_{zx}}{\beta - 2\nu u_{xx}} \quad (8)$$

Таким образом, равновесный угол определяется не только соотношением между константами легкоплоскостной и наклонной анизотропий, но и спонтанными деформациями системы, явный вид которых в рассматриваемом случае малых анизотропий имеет вид:

$$u_{xx}^{(0)} = -\frac{\nu}{4(\lambda + \eta)} \left(3 + \frac{\beta}{\sqrt{4\beta_{zx}^2 + \beta^2}} \right); \quad u_{zx}^{(0)} = -\frac{\nu}{2\eta} \frac{\beta_{zx}}{\sqrt{4\beta_{zx}^2 + \beta^2}}; \quad u_{xy}^{(0)} = 0. \quad (9)$$

Определены спектры элементарных возбуждений в УФМ фазе для двух предельных случаев: $\beta_{zx} \gg \beta$ и $\beta \gg \beta_{zx}$. Анализ спектров квазифононов показывает, что при любом соотношении констант одноионных анизотропий, превосходящих параметр магнитоупругой связи ($\beta, \beta_{zx} \gg a_0$), ни одна квазиакустическая ветвь возбуждения активно не взаимодействует с магнитной подсистемой, в результате чего закон дисперсии квазифононов остается линейным по волновому вектору, а влияние магнитной подсистемы приводит лишь к перенормировке скорости звука, причем эта перенормировка существенно зависит от соотношения между константами одноионной анизотропии. Следовательно, фазовый переход в рассматриваемой системе протекает по квазимагнитной ветви возбуждения, спектр которой определяется выражениями (10) и (11) для случаев $\beta_{zx} \gg \beta$ и $\beta \gg \beta_{zx}$ соответственно.

$$\begin{aligned} \varepsilon_a^2(k) = & \left\{ 2J_0 + \frac{1}{2} \sqrt{(\beta + 3a_0)^2 + 4(\beta_{zx} + a_0)^2} + \right. \\ & + \left(J_0 + \frac{1}{8}(\beta - 3a_0) + \frac{1}{8} \sqrt{(\beta + 3a_0)^2 + 4(\beta_{zx} + a_0)^2} \right) \frac{k^2}{2} \Big\} \times \left\{ 2J_0 - \frac{1}{4}(\beta - 3a_0) + \right. \\ & + \frac{1}{4} \sqrt{(\beta + 3a_0)^2 + 4(\beta_{zx} + a_0)^2} + \left(J_0 - \frac{1}{8}(\beta - 3a_0) - \frac{1}{8} \sqrt{(\beta + 3a_0)^2 + 4(\beta_{zx} + a_0)^2} \right) \frac{k^2}{2} \Big\} \end{aligned} \quad (10)$$

$$\begin{aligned} \varepsilon_a^2(k) = & \left\{ 2J_0 - \frac{1}{4}(\beta - 4a_0) + \frac{1}{4} \sqrt{(\beta + 4a_0)^2 + 4\beta_{zx}^2} + \right. \\ & + \left(J_0 - \frac{1}{8}(\beta - 4a_0) - \frac{1}{8} \sqrt{(\beta + 4a_0)^2 + 4\beta_{zx}^2} \right) \frac{k^2}{2} \Big\} \times \left\{ 2J_0 + \frac{1}{2} \sqrt{(\beta + 4a_0)^2 + 4\beta_{zx}^2} + \right. \\ & + \left(J_0 + \frac{1}{8}(\beta - 4a_0) + \frac{1}{8} \sqrt{(\beta + 4a_0)^2 + 4\beta_{zx}^2} \right) \frac{k^2}{2} \Big\} \end{aligned} \quad (11)$$

Анализ спектров (10), (11) показывает, что влияние магнитоупругого взаимодействия сводится к статической перенормировке энергетической щели спектра определяемой спонтанными деформациями. Также, из обращения в нуль энергетической щели спектра была определена линия потери устойчивости углового ферромагнитного состояния при $\beta_{zx} \gg \beta$:

$$\beta_{zx}^{Y\Phi M1} = \sqrt{16J_0^2 - 4J_0(\beta - 3a_0) - 3\beta a_0} - a_0 \quad (12)$$

и при $\beta \gg \beta_{zx}$:

$$\beta_{zx}^{Y\Phi M2} = \sqrt{16J_0^2 - 4J_0(\beta - 4a_0) - 4\beta a_0} \quad (13)$$

В третьем подразделе исследованы свойства системы в случае сильноанизотропного ферромагнетика, то есть когда энергия обменного взаимодействия меньше, чем энергия одноионных анизотропий. Показано, что при таком соотношении материальных параметров реализуется квадрупольное состояние с нулевым значением намагниченности на узле ($\langle S^z \rangle = 0$), но отличными от нуля компонентами тензора квадрупольных моментов ($q_2^0 = \langle O_2^0 \rangle = 1$; $q_2^2 = \langle O_2^2 \rangle = -1$; $q_2^{zx} = \langle O_2^{zx} \rangle = 0$). При этом компоненты тензора спонтанных деформаций имеют отличный от ферромагнитного состояния вид, и определяются выражением:

$$u_{xx}^{(0)} = -\frac{\nu}{2(\lambda + \eta)} \left(1 + \frac{\beta}{\sqrt{4\beta_{zx}^2 + \beta^2}} \right); u_{zx}^{(0)} = -\frac{\nu}{\eta} \frac{\beta_{zx}}{\sqrt{4\beta_{zx}^2 + \beta^2}}; u_{xy}^{(0)} = 0. \quad (14)$$

В квадрупольной фазе также были определены спектры элементарных возбуждений для двух предельных случаев соотношений констант легкопоскостной и наклонной анизотропий: $\beta_{zx} \gg \beta$ и $\beta \gg \beta_{zx}$. При этом анализ спектров квазифононов показывает, что в квадрупольной фазе скорость звука не перенормируется магнитоупругим взаимодействием в отличие от ситуации, рассмотренной в УФМ фазе, что связано с равенством нулю намагниченности на узле и, как результат, отсутствием динамического влияния магнитной подсистемы на динамику квазиакустических возбуждений. Таким образом, в точке фазового перехода становится неустойчивым спектр квазимагнонов, который имеет вид при $\beta_{zx} \gg \beta$:

$$\varepsilon_a^2(k) = \frac{1}{2} \sqrt{(\beta + 2a_0)^2 + 4(\beta_{zx} + 2a_0)^2} \times \left\{ 2J_0 + \frac{1}{2} \sqrt{(\beta + 2a_0)^2 + 4(\beta_{zx} + 2a_0)^2} + J_0 k^2 \right\} \quad (15)$$

и при $\beta \gg \beta_{zx}$:

$$\varepsilon_a^2(k) = \frac{1}{2} \sqrt{(\beta + 4a_0)^2 + 4\beta_{zx}^2} \times \left\{ 2J_0 + \frac{1}{2} \sqrt{(\beta + 4a_0)^2 + 4\beta_{zx}^2} + J_0 k^2 \right\} \quad (16)$$

Из энергетической щели спектров квазимагнонов была определена линия потери устойчивости квадрупольного фазового состояния для случая $\beta_{zx} \gg \beta$:

$$\beta_{zx}^{KY1} = \frac{1}{2} \sqrt{16J_0^2 - (\beta + 3a_0)^2} - 2a_0 \quad (17)$$

и в случае $\beta \gg \beta_{zx}$:

$$\beta_{zx}^{KY2} = \frac{1}{2} \sqrt{16J_0^2 - (\beta + 4a_0)^2} \quad (18)$$

На основе анализа линий потери устойчивости УФМ и КУ фаз построена фазовая диаграмма исследуемой системы (рис. 2). На диаграмме сплошными линиями отмечены линии потери устойчивости ферромагнитного и квадрупольного фазовых состояний, полученных аналитически для предельных случаев соотношений между константами одноионных анизотропий.

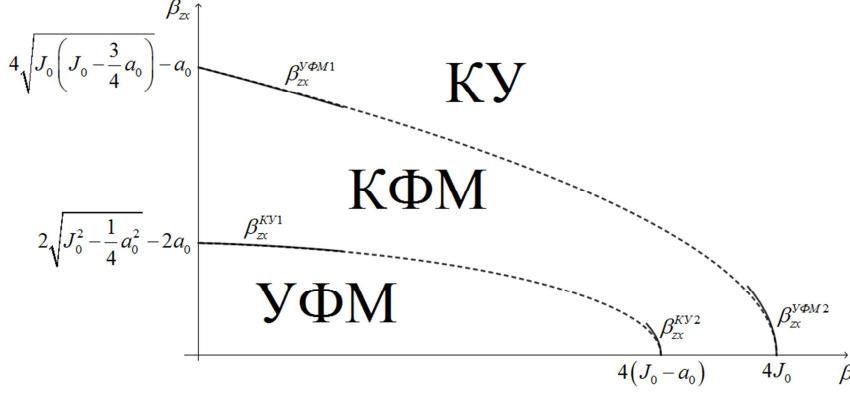


Рис. 2. Фазовая диаграмма жестко закрепленного ферромагнетика с конкурирующими анизотропиями.

Пунктирные линии соответствуют также линиям потери устойчивости полученных фазовых состояний, полученных с помощью численных методов для произвольного соотношения констант одноионной анизотропии. Фазовый переход между УФМ и КУ фазами, проходит по квазимагнетной ветви возбуждения через промежуточное квадрупольно-ферромагнитное состояние, в котором векторный и тензорный параметры порядка сосуществуют, и является фазовым переходом первого рода. Показано, что влияние магнитоупругого взаимодействия приводит к тому, что при равенстве нулю константы наклонной анизотропии β_{zx} , линии устойчивости фазовых состояний не совпадают. То есть учет взаимодействия магнитной и упругой подсистем приводит к снятию вырождения фазового перехода.

В третьем разделе рассматриваются статические и динамические свойства ультратонкой ферромагнитной пленки с конкурирующими легкоплоскостной и наклонной одноионными анизотропиями с учетом механических граничных условий.

В первом подразделе данного раздела описана исследуемая модель двумерной ферромагнитной пленки, жестко закрепленной по плоскости ZOY, обладающая легкоплоскостной анизотропией, действующей в базисной плоскости пленки (плоскость XOY) и наклонной анизотропией, действующей в плоскости ZOZ. Гамильтониан такой системы может быть представлен в виде:

$$\begin{aligned} \mathcal{H} = & -\frac{1}{2} \sum_{\substack{n, n' \\ i, j}} (J_{nn'} \delta^{ij} + V_{nn'}^{ij}) S_n^i S_{n'}^j + \beta \sum_n (S_n^z)^2 - \beta_{zx} \sum_n (S_n^z S_n^x + S_n^x S_n^z) + \\ & + \nu \sum_n \left\{ u_{xx} (S_n^x)^2 + u_{xy} (S_n^x S_n^y + S_n^y S_n^x) \right\} + \int d\vec{r} \left\{ \frac{\lambda + \eta}{2} u_{xx}^2 + \eta u_{xy}^2 \right\} \end{aligned} \quad (19)$$

где $J_{nn'}$ - обменный интеграл, учитывающий взаимодействие ближайших соседей, S_n^i - i -ая компонента спинового оператора в узле n , β - константа легкоплоскостной анизотропии с базисной плоскостью XOY, β_{zx} - константа наклонной анизотропии в плоскости XOZ, ν - константа магнитоупругой связи, λ и η - упругие модули, u_{ij} - компоненты тензора упругих деформаций, $V_{nn'}^{ij}$ - компоненты тензора магнитодипольного взаимодействия.

Во втором подразделе исследовано поведение системы для случая, когда энергия обменного взаимодействия превышает энергию других типов взаимодействий. При этом в рассматриваемой системе реализуется угловое ферромагнитное состояние, в котором магнитный момент ориентирован под равновесным углом θ_0 к оси OZ в результате конкуренции анизотропий:

$$\operatorname{tg} 2\theta_0 = -\frac{2\beta_{zx}}{\beta - 2\nu u_{xx} + 2A_0} \quad (20)$$

Таким образом, угол ориентации магнитного момента в УФМ фазе определяется соотношением между константами легкоплоскостной и наклонной анизотропий, параметра магнитодипольного взаимодействия A_0 , а также спонтанными деформациями системы, явный вид которых представлен ниже:

$$u_{xx}^{(0)} = -\frac{\nu}{4(\eta + \lambda)} \left(3 + \frac{\beta}{\sqrt{4\beta_{zx}^2 + \beta^2}} \right); \quad u_{xy}^{(0)} = 0. \quad (21)$$

В рассматриваемой системе отсутствует компонента тензора спонтанных деформаций u_{zx} . Данное обстоятельство связано с тем, что ультратонкую пленку можно с хорошей степенью точности считать двумерным объектом, расположенным в плоскости XOY, толщиной которого можно пренебречь. Также необходимо отметить, что влияние магнитодипольного взаимодействия на статические свойства исследуемой системы проявляется как усиление легкоплоскостной анизотропии, но при этом никак не влияет на спонтанные деформации системы.

Исследование динамики системы в УФМ фазе, показало, что спектр квазифононов остается линейным по волновому вектору при любом соотношении между константами анизотропий, а влияние магнитоупругой связи приводит лишь к изменению скорости звука в пленке. Таким образом, в рассматриваемой системе не происходит гибридизации возбуждений, и фазовый переход протекает по квазимагнетной ветви возбуждения. При этом вид спектра квазимагнетонов, также определен для двух предельных случаев. При $\beta_{zx} \gg \beta$:

$$\begin{aligned} \varepsilon_1^2(k) = & \left\{ 2J_0 - \frac{A_0}{3} - \frac{\beta - 3a_0}{4} + \frac{1}{4} \sqrt{4\beta_{zx}^2 + (\beta + 3a_0 + 2A_0)^2} + \frac{1}{2} \left(J_0 - \frac{A_0}{6} - \frac{\beta - 3a_0}{8} - \right. \right. \\ & \left. \left. - \frac{1}{8} \sqrt{4\beta_{zx}^2 + (\beta + 3a_0 + 2A_0)^2} \right) \left(k^2 - \frac{\Omega_0}{J_0} k [1 + \cos^2 \psi] \right) \right\} \left\{ \frac{1}{2} \sqrt{4\beta_{zx}^2 + (\beta + 3a_0 + 2A_0)^2} + \right. \\ & \left. + 2J_0 + \frac{A_0}{6} + \frac{1}{2} \left(J_0 - \frac{A_0}{6} + \frac{\beta - 3a_0}{8} + \frac{1}{8} \sqrt{4\beta_{zx}^2 + (\beta + 3a_0 + 2A_0)^2} \right) \left(k^2 + 2 \frac{\Omega_0}{J_0} k \sin^2 \psi \right) \right\}; \end{aligned} \quad (22)$$

а при $\beta \gg \beta_{zx}$:

$$\begin{aligned} \varepsilon_1^2(k) = & \left\{ 2J_0 - \frac{16A_0}{3} - \frac{\beta - 4a_0}{4} + \frac{1}{4} \sqrt{4\beta_{zx}^2 + (\beta + 4a_0 + 2A_0)^2} + \frac{1}{2} \left(J_0 - \frac{2A_0}{3} - \frac{\beta - 4a_0}{8} - \right. \right. \\ & \left. \left. - \frac{1}{8} \sqrt{4\beta_{zx}^2 + (\beta + 4a_0 + 2A_0)^2} \right) \left(k^2 - \frac{\Omega_0}{J_0} k [1 + \cos 2\psi] \right) \right\} \left\{ \frac{1}{2} \sqrt{4\beta_{zx}^2 + (\beta + 4a_0 + 2A_0)^2} + \right. \\ & \left. + 2J_0 - \frac{25A_0}{3} + \frac{1}{2} \left(J_0 - \frac{2A_0}{3} + \frac{\beta - 4a_0}{8} + \frac{1}{8} \sqrt{4\beta_{zx}^2 + (\beta + 4a_0 + 2A_0)^2} \right) \left(k^2 + 2 \frac{\Omega_0}{J_0} k \sin^2 \psi \right) \right\} \end{aligned} \quad (23)$$

Из анализа спектров квазимагнонов следует, что учет влияния магнитодипольного взаимодействия приводит не только к статической перенормировке спектров, но и к возникновению линейного по волновому вектору слагаемого. Причем это слагаемое имеет отличный знак от стандартного слагаемого пропорционального k^2 . Последний факт означает, что неустойчивость спектра квазимагнонов будет наблюдаться не при $k = 0$, а при некотором значении $k = k^*$, где:

$$k^* = \frac{\Omega_0}{2J_0} (1 + \cos^2 \psi - \sin^2 \psi \cos 2\theta_0). \quad (24)$$

В результате такого поведения спектра квазимагнонов, одному значению энергии возбуждения может соответствовать два различных значения волнового вектора, что свидетельствует о том, что в системе реализуется пространственно неоднородное («доменное») состояние. Причем, переход в пространственно неоднородное состояние возможен при любой ориентации волнового вектора в базисной плоскости. Период неоднородности зависит не только от ориентации волнового вектора в базисной плоскости пленки, но и от равновесного угла ориентации вектора намагниченности θ_0 , как показано на рисунке 3.

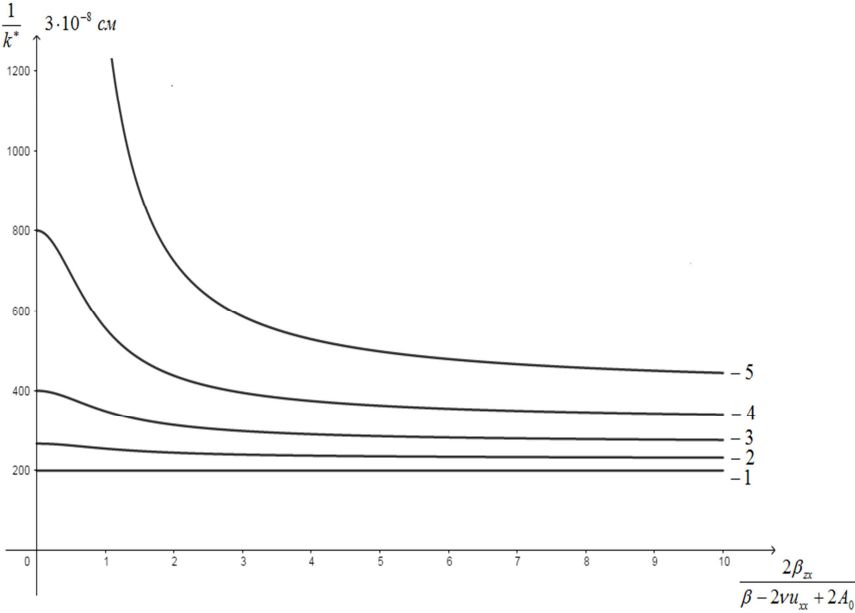


Рис. 3. Зависимость периода неоднородности от материальных параметров системы, при различной ориентации волнового вектора в базисной плоскости. График 1 соответствует значению $\psi = 0$, график 2 - $\psi = \frac{\pi}{6}$, график 3 - $\psi = \frac{\pi}{4}$, график 4 - $\psi = \frac{\pi}{3}$, график 5 - $\psi = \frac{\pi}{2}$.

Следовательно, линия потери устойчивости УФМ фазы определяется из обращения в нуль наименьшего значения энергии квазимагнонов (при $k = k^*$) для случая $\beta_{zx} \gg \beta$:

$$\beta_{zx}^{УФМ1} = 4 \left\{ \left(J_0 - \frac{A_0}{6} - \frac{\beta - 3a_0}{8} \right)^2 \left(1 - \frac{\Omega_0^2 (1 + \cos^2 \psi)^2}{4J_0^2} \right) - \left(\frac{\beta + 3a_0}{8} + \frac{A_0}{4} \right)^2 \right\} \quad (25)$$

и для случая $\beta \gg \beta_{zx}$:

$$\beta_{zx}^{УФМ2} = 4 \left\{ \left(J_0 - \frac{14A_0}{3} - \frac{\beta - 4a_0}{8} \right)^2 \left(1 - \frac{\Omega_0^2 (1 + \cos 2\psi)^2}{4J_0^2} \right) - \left(\frac{\beta + 4a_0}{8} + \frac{A_0}{4} \right)^2 \right\} \quad (26)$$

В третьем подразделе исследования свойств системы проводились для случая, когда энергия одноионной анизотропии превышает энергию обменного и других типов взаимодействий. В этом случае реализуется квадрупольное фазовое состояние с нулевым значением намагниченности на узле, описываемое тензорным параметром порядка. Компоненты тензора спонтанных деформаций при этом принимают следующий вид:

$$u_{xx}^{(0)} = -\frac{\nu}{2(\eta + \lambda)} \left(1 + \frac{\beta}{\sqrt{4\beta_{zx}^2 + \beta^2}} \right); \quad u_{xy}^{(0)} = 0. \quad (27)$$

Также в квадрупольной фазе были определены спектры элементарных возбуждений. Квазиакустические возбуждения любой поляризации остаются линейными по волновому вектору, а скорость звука не перенормируется магнитоупругим взаимодействием, так как в квадрупольной фазе магнитная подсистема никак не влияет на динамические свойства упругой части, что связано с равенством нулю намагниченности на узле. Следовательно, мягкой модой является квазимагنونная ветвь возбуждения, спектр которой имеет вид для двух предельных случаев. При $\beta_{zx} \gg \beta$:

$$\varepsilon_1^2(k) = \sqrt{4\beta_{zx}^2 + (\beta + 2a_0)^2} \left\{ J_0 + \frac{A_0}{3} + \frac{1}{4} \sqrt{4\beta_{zx}^2 + (\beta + 2a_0)^2} + \frac{\Omega_0 k}{2} \sin^2 \psi + \frac{J_0}{4} k^2 \right\} \quad (28)$$

и при $\beta \gg \beta_{zx}$:

$$\varepsilon_1^2(k) = \sqrt{4\beta_{zx}^2 + (\beta + 4a_0)^2} \left\{ J_0 + \frac{A_0}{3} + \frac{1}{4} \sqrt{4\beta_{zx}^2 + (\beta + 4a_0)^2} + \frac{\Omega_0 k}{2} \sin^2 \psi + \frac{J_0}{4} k^2 \right\} \quad (29)$$

Влияние магнитодипольного взаимодействия в квадрупольной фазе приводит не только к статической перенормировке спектра квазимагнанных возбуждений, но и к возникновению линейного по волновому вектору слагаемого. Однако, в отличие от ферромагнитного состояния, это слагаемое при любой ориентации волнового вектора в базисной плоскости входит в спектр с тем же знаком, что и квадратичное. Таким образом, спектр квазимагнонов размягчается при $k = 0$, что объясняет отсутствие в квадрупольной фазе пространственной неоднородности. Линию потери устойчивости квадрупольного состояния можно определить из обращения в нуль энергетической щели спектра в двух предельных случаях. Когда $\beta_{zx} \gg \beta$ линия потери устойчивости определяется соотношением:

$$\beta_{zx}^{KY1} = \frac{1}{2} \sqrt{16 \left(J_0 + \frac{A_0}{3} \right)^2 - (\beta + 2a_0)^2} \quad (30)$$

а при $\beta \gg \beta_{zx}$:

$$\beta_{zx}^{KY2} = \frac{1}{2} \sqrt{16 \left(J_0 + \frac{A_0}{3} \right)^2 - (\beta + 4a_0)^2} \quad (31)$$

На основе исследований фазовых состояний и спектров элементарных возбуждений была построена фазовая диаграмма жестко закрепленной ультратонкой ферромагнитной пленки с конкурирующими легкоплоскостной и наклонной анизотропиями, изображенная на рисунке 4.

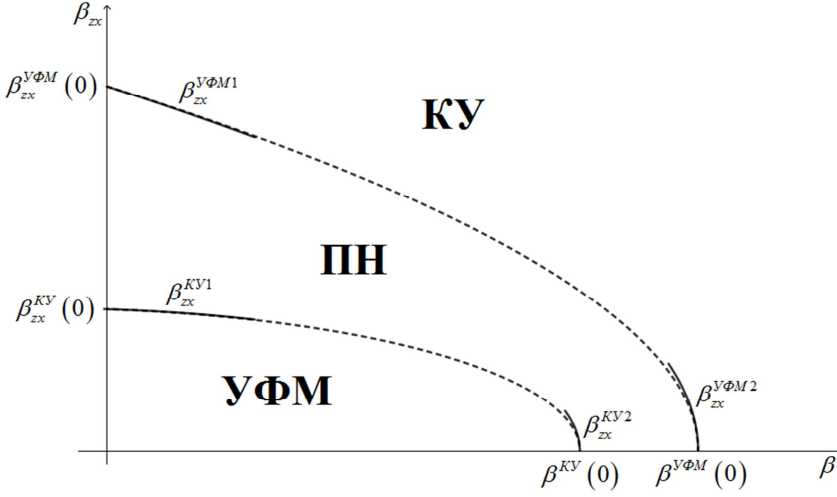


Рис. 4. Фазовая диаграмма ультратонкой ферромагнитной пленки с комбинацией легкоплоскостной и наклонной одноионных анизотропий

Из диаграммы видно, что линия потери устойчивости ферромагнитной фазы лежит выше линии устойчивости квадрупольной фазы. Следовательно, фазовый переход УФМ – КУ фаза происходит с гистерезисом линий потери устойчивости соответствующих фазовых состояний. Такое поведение характерно для фазовых переходов первого рода. Более того, необходимо отметить, что в области находящейся между линиями потери устойчивости указанных состояний реализуется промежуточное состояние в котором сосуществуют векторный и тензорный параметр порядка. В предыдущих разделах такое состояние называлось квадрупольно-ферромагнитным. Однако в случае учета магнитодипольного взаимодействия в данной области на фазовой диаграмме реализуется пространственно неоднородное состояние.

В четвертом разделе рассмотрена возможность реализации сверхтвёрдой магнитной фазы в ультратонкой пленке двухподрешеточного изингоподобного антиферромагнетика с большой одноионной анизотропией типа легкая плоскость.

В первом подразделе описывается модель исследуемой магнитоупорядоченной системы, определен гамильтониан системы:

$$\begin{aligned} \mathcal{H} = & -\frac{1}{2} \sum_{n,n'} J_{nn'} S_n^z S_{n'}^z - \frac{1}{2} \sum_{n,n'} V_{nn'}^{ij} S_n^i S_{n'}^j + \\ & + \frac{1}{2} \sum_{n,m} \tilde{J}_{nm} S_n^z S_m^z - \frac{1}{2} \sum_{n,m} \tilde{V}_{nm}^{ij} S_n^i S_m^j + \beta \sum_n (S_n^z)^2 - H \sum_n S_n^z \end{aligned} \quad (32)$$

где $J_{nn'}$ – обменный интеграл, описывающий ферромагнитное взаимодействие узлов внутри подрешетки, $\tilde{J}_{nn'}$ – обменный интеграл описывающий антиферромагнитное взаимодействие узлов между подрешетками, $V_{nn'}^{ij}$ и $\tilde{V}_{nn'}^{ij}$ – компоненты тензоров магнитодипольного взаимодействия спинов в подрешетке и между подрешетками соответственно, $\beta > 0$ – константа легкоплоскостной одноионной анизотропии, H – внешнее магнитное поле в энергетических единицах, S_n^i – i -ая проекция спинового оператора в узле n . Также определены возможные соотношения между материальными параметрами системы.

Во втором подразделе показано, что случае большого внешнего магнитного поля, когда зеемановская энергия превышает энергию остальных типов

взаимодействий, в системе реализуется ферромагнитное фазовое состояние. Спектр магнонов в данном состоянии имеет вид:

$$\begin{aligned} \varepsilon_{FM}^2(k) = & \left(H - \beta + J_0 - \frac{\tilde{J}_0}{2} - A_0 - \frac{2}{3} \tilde{A}_0 \right)^2 + \\ & + \left(H - \beta + J_0 - \frac{\tilde{J}_0}{2} - A_0 - \frac{2}{3} \tilde{A}_0 \right) (\Omega_0 + \tilde{\Omega}_0) k \end{aligned} \quad (33)$$

а линия потери устойчивости ФМ фазы:

$$H_{FM}^C = \beta - J_0 + \frac{\tilde{J}_0}{2} + A_0 + \frac{2}{3} \tilde{A}_0 \quad (34)$$

В случае малых значений внешнего магнитного поля, когда основным типом взаимодействия в системе становится одноионная анизотропия, в системе реализуется состояние с тензорным параметром порядка – квадрупольная фаза. Спектр магнонов в КУ фазе можно представить в следующем виде:

$$\begin{aligned} \varepsilon_{QU}^2(k) = & \beta^2 + H^2 - 4\beta \left\{ \frac{2}{3} (A_0 + \tilde{A}_0) + (\Omega_0 + \tilde{\Omega}_0) k \right\} - \\ & - 2H\beta \sqrt{1 - \frac{8}{3} \frac{A_0 + \tilde{A}_0}{\beta} + \frac{4}{9} \frac{A_0^2 + \tilde{A}_0^2}{H^2} + 4 \frac{\Omega_0 + \tilde{\Omega}_0}{\beta} k + \frac{4}{3} \frac{(A_0 + \tilde{A}_0)(\Omega_0 - \tilde{\Omega}_0)}{H^2} k} \end{aligned} \quad (35)$$

а линию потери устойчивости данного состояния:

$$H_{QU}^C = \beta - \frac{2}{3} (A_0 + 3\tilde{A}_0) \quad (36)$$

Анализ спектров магнонов (33) и (35) в ФМ и КУ фазах соответственно показывает, что зависимость энергии возбуждения от волнового вектора имеет корневой вид, что обусловлено влиянием магнитодипольного взаимодействия. Также, легко видеть, что в отсутствие магнитодипольного взаимодействия эти спектры становятся бездисперсионными. Такое поведение характерно для систем с изингоподобным обменным взаимодействием. Однако, в случае, когда внешнее магнитное поле направлено так, что приводит к нарушению симметрии системы (например перпендикулярно оси OZ), то возникает дисперсия магнонов и для систем с изингоподобным обменным взаимодействием.

В третьем подразделе исследуется случай, когда внешнее магнитное поле принимает промежуточное значение между полями перехода в ФМ и КУ фазы, то есть $H_{QU}^C < H < H_{FM}^C$. При таком соотношении параметров системы, конкуренция внешнего магнитного поля, обменных взаимодействий между узлами одной подрешетки и между узлами разных подрешеток, а также одноионная анизотропия усиленная магнитодипольным взаимодействием приводит к ориентации магнитных моментов не параллельно внешнему полю, а под некоторым углом к нему. При этом важным является тот факт, что антиферромагнитное упорядочение в системе обуславливает различное отклонение магнитных моментов от оси квантования для узлов разных подрешеток. Схематично исследуемая модель изображена на рисунке 5.

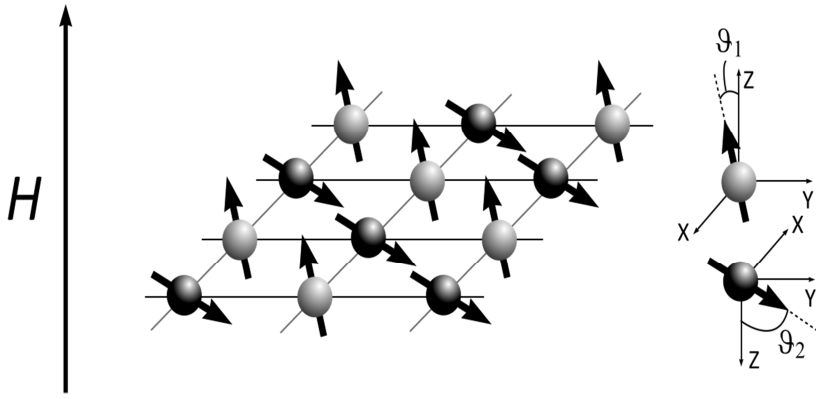


Рис. 5. Кристаллическая решетка двухподрешеточного изингоподобного антиферромагнетика с одноионной анизотропией.

При этом, углы ϑ_1 и ϑ_2 ориентации магнитных моментов относительно направления внешнего магнитного поля определяются из системы уравнений:

$$\begin{cases} H - \beta \cos \vartheta_1 + (J_0 - A_0) \cos^2 \vartheta_1 + \frac{1}{2} \left(\tilde{J}_0 - \frac{2\tilde{A}_0}{3} - \frac{\tilde{A}_0 \sin \vartheta_2}{6 \sin \vartheta_1} \right) \cos \vartheta_1 \cos \vartheta_2 = 0 \\ H - \beta \cos \vartheta_2 + (J_0 - A_0) \cos^2 \vartheta_2 - \frac{1}{2} \left(\tilde{J}_0 + \frac{2\tilde{A}_0}{3} + \frac{\tilde{A}_0 \sin \vartheta_1}{6 \sin \vartheta_2} \right) \cos \vartheta_1 \cos \vartheta_2 = 0 \end{cases} \quad (37)$$

Данная система уравнений имеет достаточно громоздкое аналитическое решения, поэтому проще построить численное решение, вид которого удобно изобразить на графике (рис. 6).

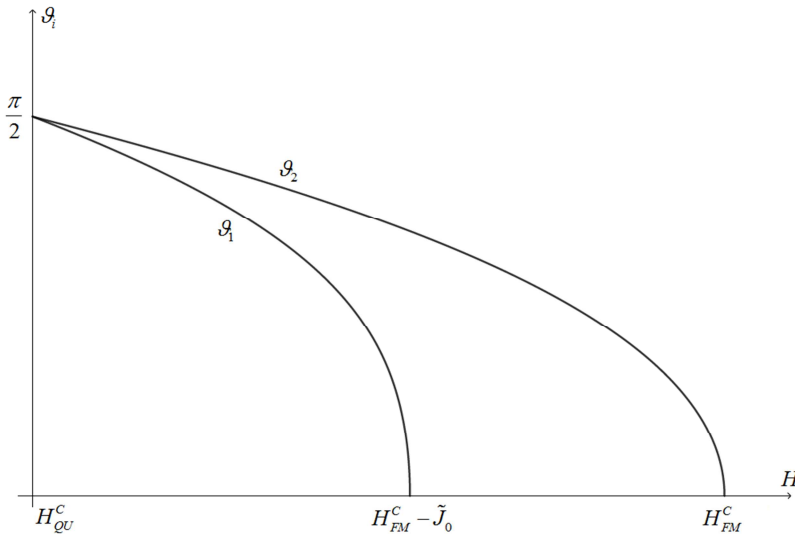


Рис. 6. Качественная зависимость равновесных углов ориентации намагниченности подрешеток от внешнего магнитного поля

Определены спектры элементарных возбуждений в сверхтвёрдой фазе, и их анализ показывает, что вблизи линии потери устойчивости ферромагнитного состояния, в рассматриваемой области минимум энергии возбуждения наблюдается при нулевом значении волнового вектора, а линия потери устойчивости сверхтвёрдой магнитной фазы определяется из равенства нулю энергетической щели спектра. Однако для разных подрешеток спектр становится неустойчивым при разных значениях магнитного поля, причем первая подрешетка теряет устойчивость при меньшем значении внешнего поля. Таким образом, в качестве линии потери устойчивости сверхтвёрдого состояния выберем значение поля перехода для второй подрешетки, которое в точности совпадает с выражением (34), являющееся линией потери устойчивости ферромагнитного состояния. Следовательно, можно сделать

заклучения, что фазовый переход между сверхтвердой и ферромагнитной фазами является переходом второго рода.

Если же рассмотреть спектр элементарных возбуждений в сверхтвердом состоянии при произвольных значениях углов ϑ_1 и ϑ_2 , то очевидно, что энергия возбуждения будет существенно зависеть от ориентации волнового вектора в базисной плоскости, так как от величины угла ψ между направлением волнового вектора и осью ОХ существенно зависит знак линейного по волновому вектору слагаемого. Тогда, для случая $\cos 2\psi > \frac{\Omega_0}{\tilde{\Omega}_0}$, ($\tilde{\Omega}_0 \geq \Omega_0$), минимум энергии возбуждения наблюдается уже не при $k=0$, а при критическом значении волнового вектора $k=k^*$, которое имеет вид:

$$k_i^* = \frac{(\tilde{\Omega}_0 \cos 2\psi - \Omega_0)}{\left\{ J_0 + (-1)^i \tilde{J}_0 \right\} \sin \vartheta_i + \frac{3(\tilde{\Omega}_0 \cos 2\psi - \Omega_0)^2 + (\Omega_0^2 - \tilde{\Omega}_0^2) \sin^2 2\psi}{8 \left\{ H - D + J_0 + \frac{(-1)^j \tilde{J}_0}{2} - A_0 - \frac{7\tilde{A}_0^2}{12} \right\}}} \quad (38)$$

Следовательно, система находится в пространственно неоднородном состоянии, с периодом неоднородности $\frac{1}{k^*}$. В этом случае из равенства нулю энергетической щели спектра можно определить линию потери устойчивости пространственно неоднородного:

$$H_{IN2}^c = \beta - J_0 + \frac{\tilde{J}_0}{2} + A_0 + \frac{2\tilde{A}_0}{3} - \frac{1}{2} \sqrt{\frac{\beta - J_0 + A_0}{2(\tilde{J}_0 + J_0)}} (\tilde{\Omega}_0 \cos 2\psi - \Omega_0) \quad (39)$$

На основе полученных результатов построена качественная фазовая диаграмма сильноанизотропной двухподрешеточной ультратонкой пленки с изингоподобным обменным взаимодействием (рис. 7). На диаграмме пунктирной линией обозначена линия фазового перехода второго рода между сверхтвердой фазой и ферромагнитным состоянием. Сплошные линии обозначают линии потери устойчивости квадрупольной фазы и пространственно-неоднородного состояния.

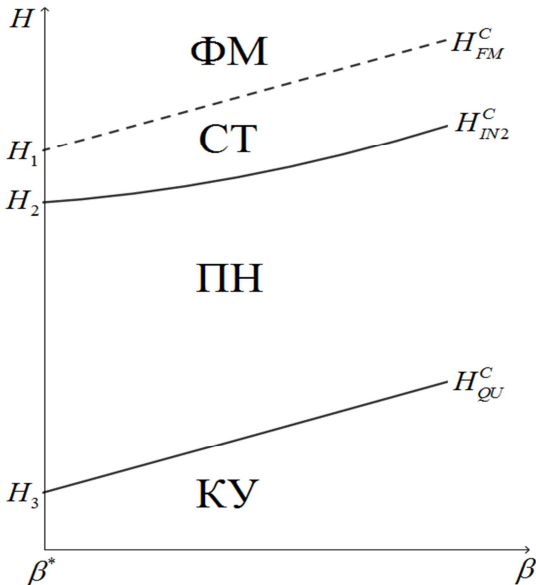


Рис. 7. Фазовая диаграмма исследуемой системы.

Основные результаты и выводы:

1. Впервые исследован ферромагнетик с конкурирующими легкоплоскостной и наклонной одноионными анизотропиями для произвольных соотношений между материальными параметрами. Показано, что в системе возможно существование угловой ферромагнитной фазы, с углом ориентации вектора намагниченности, определяемым соотношением между константами анизотропий. При больших значениях одноионных анизотропий в системе реализуется квадрупольное состояние с нулевым значением намагниченности на узле, описываемое тензорным параметром порядка. Получены аналитические выражения для спектров магнонов и линий потери устойчивости каждой фазы. Показано, что фазовый переход между ферромагнитным и квадрупольным состояниями является фазовым переходом первого рода и протекает через промежуточное квадрупольно-ферромагнитное состояние, описываемое как векторным, так и тензорным параметром порядка.
2. Впервые исследовано влияние механических граничных условий на свойства ферромагнетика с конкурирующими легкоплоскостной и наклонной одноионными анизотропиями. Показано, что в системе возможна реализация как ферромагнитного, так и квадрупольного фазовых состояний. Равновесный угол ориентации вектора намагниченности в ферромагнитной фазе определяется не только соотношением между константами анизотропий, но и спонтанными деформациями. При этом влияние магнитоупругого взаимодействия на магнитную подсистему сводится лишь к статическим перенормировкам спектров квазимагнонов, приводя к возникновению аддитивной добавки в энергетической щели. Влияние магнитной подсистемы на упругую приводит к изменению скоростей звука в системе в угловой ферромагнитной фазе. В квадрупольной фазе скорости звука не перенормируются магнитоупругим взаимодействием, что связано с равенством нулю вектора намагниченности на узле.
3. Впервые показано, что фазовый переход между угловым ферромагнитным и квадрупольным фазовыми состояниями ферромагнетике с конкурирующими легкоплоскостной и наклонной одноионными анизотропиями при учете механических граничных условий является фазовым переходом первого рода и протекает через промежуточное квадрупольно-ферромагнитное состояние. При этом динамического проявления магнитоупругого взаимодействия не наблюдается, а спектры квазифононов остаются линейными по волновому вектору в окрестности фазового перехода. Таким образом, в точке фазового перехода квазиакустические возбуждения не размягчаются, и фазовый переход протекает по квазимагнонной ветви возбуждения. Последнее обстоятельство связано с тем, что рассматриваемый фазовый переход не является переориентационным.
4. Впервые исследованы динамические и статические свойства ультратонкой ферромагнитной пленки с конкурирующими легкоплоскостной и наклонной одноионными анизотропиями с учетом механических граничных условий. Показано, что в такой системе возможна реализация углового ферромагнитного и квадрупольного состояний. Более того, в исследуемой ультратонкой пленке существенное влияние оказывает магнитодипольное взаимодействие, учет которого приводит к усилению легкоплоскостной анизотропии. Фазовый

переход между угловой ферромагнитной и квадрупольной фазами является переходом первого рода и не является переориентационным. Динамическое проявление магнитодипольного взаимодействия заключается в возникновении спектре квазимагнонов линейного по волновому вектору слагаемого, в результате чего, одному значению энергии возбуждений может соответствовать различные значения волнового вектора, что свидетельствует о реализации пространственно неоднородного состояния с периодом неоднородности, значение которого существенно зависит от материальных параметров системы и от ориентации волнового вектора в базисной плоскости пленки.

5. Впервые исследована возможность существования сверхтвердой магнитной фазы в двумерной модели сильноанизотропного двухподрешеточного магнетика с фрустрированным изингоподобным обменным взаимодействием. В случае сильного внешнего магнитного поля в системе реализуется ферромагнитное состояние, а в случае слабого внешнего магнитного поля – квадрупольное состояние. Показано, что при промежуточных значениях внешнего магнитного поля между линиями устойчивости ферромагнитного и квадрупольного состояний антиферромагнитное упорядочение в системе приводит к тому, что магнитные моменты узлов различных подрешеток отклоняются от направления магнитного поля по-разному. При этом учет магнитодипольного взаимодействия приводит к возникновению пространственно-неоднородного состояния при определенной ориентации волнового вектора в базисной плоскости пленки.

Результаты, изложенные в диссертации представлены в следующих публикациях:

1. Фридман Ю.А. Влияние большой наклонной анизотропии на фазовые состояния двумерного ферромагнетика / Ю.А. Фридман, Ф.Н. Клевец, А.Г. Мелешко, Г.А. Гореликов // Ученые записки Таврического национального университета имени В.И. Вернадского, Серия «Физико-математические науки». – 2012. – Т. 25 (64), № 1. – С. 49-58.
2. Фридман Ю.А. Фазовые состояния двумерного легкоплоскостного ферромагнетика с большой наклонной анизотропией / Ю.А. Фридман, Ф.Н. Клевец, Г.А. Гореликов, А.Г. Мелешко // Журнал Экспериментальной и Теоретической Физики. – 2012. – Т. 142, № 6. – С. 1155-1163.
3. Fridman Yu.A. Influence of the mechanic boundary conditions on the dynamic and static properties of the ferromagnet with competing anisotropies / A.V. Krivtsova, A.G. Meleshko, G.A. Gorelikov, Yu.A. Fridman // Journal of Magnetism and Magnetic Materials. – 2014. – Vol. 361. – P. 50-56.
4. Фридман Ю.А. Динамические и статические свойства ультратонкой ферромагнитной пленки с $S=1$ и конкурирующими анизотропиями и механическими граничными условиями / Г.А. Гореликов, А.Г. Мелешко, Ю.А. Фридман // Физика Низких Температур. – 2014. – Т. 40, № 5. – С. 545-559.
5. Klevets Ph.N. Tensor phase states in magnets with complex single-ion anisotropy / Ph.N. Klevets, Yu.A. Fridman, A.G. Meleshko – LAP LAMBERT Academic Publishing, 2015, – 71 p.

6. Фридман Ю.А. Сверхтвердая магнитная фаза в двумерном изингоподобном антиферромагнетике с большой одноионной анизотропией / А.Г. Мелешко, Ф.Н. Клевец, Г.А. Гореликов, О.А. Космачев, Ю.А. Фридман // Физика Твердого Тела. – 2017. – Т. 59, № 9. – С. 1716-1723.

Тезисы докладов опубликованы в следующих сборниках материалов конференций:

1. Gorelikov G.A. Phase states and spectra of elementary excitations in a 2D ferromagnet with large inclined anisotropy / Gorelikov G.A., Klevets Ph.N., Meleshko A.G., Fridman Yu.A. // Abstracts book of III International Conference for Young Scientists “Low temperature Physics”. – Kharkiv, Ukraine. – 2012. – P. 96.
2. Meleshko A.G. Influence of magnetoelastic interaction on static and dynamic properties of the ferromagnet with large inclined anisotropy / Krivtsova A.V., Meleshko A.G., Fridman Yu.A. // Abstract book of IV International Conference for Young Scientists “Low temperature Physics”. – Kharkiv, Ukraine. – 2013. – P. 47.
3. Fridman Yu.A. Phase transition in ultra-thin magnetic films with competing easy-plane and inclined single-ion anisotropies / A.G. Meleshko, G.A. Gorelikov, A.V. Krivtsova, Yu.A. Fridman, M.A. Yavorsky // International Conference “Functional Materials” ICFM’13. – Ukraine, Crimea, Partenit. – 2013.
4. Krivtsova A.V. Influence of the Mechanical Boundary Conditions on Dynamic and Static Properties of the Ferromagnetic with Competing Anisotropies / A.V. Krivtsova, A.G. Meleshko, G.A. Gorelikov, Yu.A. Fridman, Ph.N Klevets // Proceedings of the international conference nanomaterials: applications and properties. – Alushta, Crimea, Ukraine. – 2013. – Vol. 2, № 1, 01NFPMM07(2pp).
5. Мелешко А.Г. Фазовые состояния ультратонкой легкоколоскостной сильноанизотропной магнитной пленки с антиферромагнитным изингоподобным обменным взаимодействием / А.Г. Мелешко, Ю.А. Фридман, Ф.Н. Клевец, Г.А. Гореликов // Сборник тезисов ВНКСФ. – Россия, г. Омск. – 2015. – с. 376.
6. Мелешко А.Г. Реализация сверхтвердой фазы в сильно анизотропной антиферромагнитной пленке / А.Г. Мелешко, Ю.А. Фридман, Ф.Н. Клевец // сборник тезисов Микроэлектроника. – Россия, Республика Крым, г. Алушта. – 2015. – с. 283.