

НАЦИОНАЛЬНАЯ АКАДЕМИЯ НАУК УКРАИНЫ  
ДОНЕЦКИЙ ФИЗИКО-ТЕХНИЧЕСКИЙ ИНСТИТУТ

На правах рукописи

БОГДАНОВ АЛЕКСЕЙ НИКОЛАЕВИЧ

**МАГНИТНЫЕ ФАЗОВЫЕ ПЕРЕХОДЫ  
И НЕОДНОРОДНЫЕ СОСТОЯНИЯ  
В МАГНЕТИКАХ**

01.04.11 – магнетизм

**А в т о р е ф е р а т**  
диссертации на соискание ученой степени  
доктора физико-математических наук

Донецк – 1996



00752097 (U)

AB 35, 298

Диссертация является рукописью.

Работа выполнена в Донецком физико-техническом институте НАН Украины

Официальные оппоненты:

член-корреспондент НАН Украины  
доктор физико-математических наук,  
профессор

Н. Ф. Харченко

доктор физико-математических наук,  
профессор

Н. К. Данышин

доктор физико-математических наук,  
профессор

В. М. Локтев

Ведущая организация

Донецкий государственный университет

Защита состоится "12" сентября 1996 г. в 10<sup>00</sup> часов  
на заседании Специализированного Ученого Совета Д 06.11.01  
при Донецком физико-техническом институте НАН Украины  
по адресу: 340114 Донецк, ул. Р. Люксембург, 72.

С диссертацией можно ознакомиться в библиотеке Донецкого физико-технического института НАН Украины.

Автореферат разослан "5" августа 1996 г.

Ученый секретарь  
специализированного совета  
кандидат физико-математических наук



*Е. Е. Соловьев*

## ОБЩАЯ ХАРАКТЕРИСТИКА РАБОТЫ

**Актуальность темы.** Пространственно-неоднородные состояния, реализующиеся в магнитных материалах, существенным образом влияют на их магнитные свойства. Поэтому теоретические исследования условий образования и характера эволюции неоднородных состояний в магнетиках относятся к числу важных задач физики магнитных явлений и носят фундаментальный характер. Термодинамически устойчивые магнитные доменные структуры являются одним из наиболее распространенных видов пространственно-неоднородных структур в магнетиках.

За последние три десятилетия фундаментальные исследования магнитных доменов развивались нарастающими темпами. В первую очередь такое положение дел диктуется потребностями техники и прикладной науки.

В большинстве магнитных материалов, используемых в различных областях, реализуются разнообразные неоднородные состояния. Так например, до настоящего времени в вычислительной технике магнитные материалы являются основной материальной средой для накопления и хранения информации (гибкие и жесткие диски, магнитные ленты и т.д.). Запись информации в этих устройствах основана на создании в них неоднородных магнитных состояний. Естественно, что конструирование таких устройств возможно лишь на основе глубоких знаний о свойствах доменных структур и других неоднородных состояний в этих материалах. В последние годы особый интерес вызывают исследования доменных структур в таких перспективных материалах как эпитаксиальные пленки и магнитные сверхструктуры [1].

Другим фактором, стимулирующим интерес к физике доменов, является открытие в магнитоупорядоченных кристаллах различных типов доменных структур, многие свойства которых не укладывались в рамки традиционных представлений.

Здесь в первую очередь следует назвать домены в области индуцированных внешним магнитным полем фазовых переходах I рода (ФПП). Впервые образование такой доменной структуры было теоретически обосновано для индуцированного магнитным полем перехода из сверхпроводящего состояния в нормальное (за такими доменами закрепилось название *промежуточное состояние сверхпроводника*) [2] и существенным образом основывалось на результатах теории ферромагнитных доменов [3].

В конце шестидесятих годов на примере метамагнитного перехода [4] и спин-флоп перехода в легкоосных антиферромагнетиках [5] было показано, что “соображения, аналогичные соображениям Ландау при рассмотрении промежуточного состояния сверхпроводников первого рода” (цитируется по [5]), приводят к обоснованию существования термодинамически устойчивых доменных структур в многоподрешеточных магнетиках в окрестности индуцированных магнитным полем ФП I.

Впервые такие домены наблюдались в  $MnF_2$  [6]. В дальнейшем были обнаружены и исследованы доменные структуры в области индуцированных полем ФП в целом ряде многоподрешеточных магнетиков (см. [7] и библиографию в обзорах [9,14]).

Кроме этого были обнаружены домены в различных многоподрешеточных магнетиках, находящиеся в неколлинеарных фазах. Такие домены наблюдались в ферритах (так называемые, “высокополевые домены”) [8], в ортоферритах в области спонтанной плавной спиновой переориентации [9]. Подобные домены могут существовать и в антиферромагнетиках при индуцированной полем плавной переориентации [6]. В многоосных магнетиках наблюдались доменные структуры, названные авторами “мультиплетными”. [11]. Также были теоретически и экспериментально исследованы доменные структуры вблизи фазовых переходов II рода [12], введены представления о “переходной доменной структуре” [13] (Дальнейшие библиографические данные и примеры других типов доменов см. в [14], [10,13]).

Неожиданное разнообразие и необычность физических свойств перечисленных доменных структур не укладывалось в традиционные представления, сформировавшиеся на основе исследований доменных структур размагниченного ферромагнетика. Постепенно складывалось мнение об “особой” природе многих из перечисленных доменных структур, они противопоставлялись друг другу, а также “обычным” (“вейссовским”) доменам. К моменту начала исследований, вошедших в данную диссертацию, теоретически были исследованы лишь отдельные аспекты физики доменов в многоподрешеточных магнетиках. Невьясненной была связь между различными теоретическими моделями, а некоторые из них представлялись как альтернативные [12,13].

Сложившаяся ситуация сделала *актуальной* задачу теоретического анализа условий образования и классификацию возможных доменных структур, а также других неоднородных образований. Решению этой задачи и посвящена данная работа. Таким образом,

**цель диссертационной работы** состоит в разработке теории, способной описывать все многообразие доменных структур в магнетиках, а

также исследовать причины образования доменных структур и альтернативных неоднородных состояний в многоподрешеточных магнетиках.

Анализ конкретных доменных структур [1,5,7,12-14], а также общих условий их реализации [6, 14] привел к выводу, что образование термодинамически устойчивых магнитных доменов всегда связано с наличием в магнетике индуцированного полем ФП; в доменах реализуются спиновые конфигурации, соответствующие конкурирующим фазам данного перехода, а компонента магнитного поля, индуцирующая ФП играет роль поля смещения для данной доменной структуры. (Во избежание недоразумений отметим, что в диссертации не рассматриваются домены, образование которых связано с уменьшением энергии упругих полей).

Здесь уместно сделать следующее разъяснение. Работами [2,4-6] было обосновано образование термодинамически устойчивых доменных структур в области индуцированных полем ФП, т. е. было показано, что наличие таких переходов является *достаточным* условием для образования термодинамически устойчивых доменов (*промежуточного состояния* по терминологии [5]). При этом открытым оставался вопрос о физической природе доменных структур, описанных в [6-14]. Анализ проведенный в [1,5,7,12-14] показал, что образование равновесных доменных структур, исследованных в [8-12,14], также связано с индуцированными полем ФП, более того удалось доказать в общем случае, что наличие в магнетике индуцированного магнитным полем ФП является *необходимым* условием образования термодинамически устойчивых доменных структур в магнетиках [6, 14].

Нетривиальность ситуации здесь заключается в том, что магнитное поле  $H$  является векторным параметром. Поэтому на фазовой диаграмме, включающей компоненты поля, могут происходить иные фазовые переходы по другой компоненте  $H$  или по какому-нибудь немагнитному параметру (давлению, температуре и т.д.).

Результаты работ [6, 14] приводят к выводу, что между перечисленными типами доменных структур и "обычными" доменами ферромагнетика нет принципиального различия ни в условиях, ведущих к их реализации, ни в причинах, обуславливающих их термодинамическую устойчивость. Появилась принципиальная возможность для создания единой теории магнитных доменов.

Поскольку в рассматриваемых доменных структурах в отдельных доменах реализуются состояния, соответствующие конкурирующим фазам индуцированного полем ФП, становится ясным, что исследование условий реализации таких переходов является одной из составных задач теории доменов. Выяснилось также, что для перечисленных выше типов

доменных структур важными являются такие аспекты как *многофазность* (число сосуществующих фаз ФП больше двух) и *изменение внутренних состояний в доменах*. Это требует расчета индуцированных магнитным полем ФП на фазовых диаграммах содержащих три компоненты магнитного поля (*H*-диаграммы). До последнего времени исследования магнитных фазовых переходов в основном ограничивались выделенными направлениями магнитного поля. Поэтому решение поставленных в диссертации задач потребовало анализа общих свойств *H*-диаграмм магнетика, а также расчета *H*-диаграмм для конкретных систем.

Наконец, анализ условий образования неоднородных состояний в окрестности магнитных фазовых переходов привел к обоснованию возможности существования принципиально нового типа неоднородных состояний в магнетиках – *стационарных вихревых состояний*.

В силу вышесказанного конкретизация цели диссертационной работы приводит к постановке следующих задач:

- развитие теории доменных структур, в которой с единых позиций описывается все многообразие термодинамически устойчивых доменных конфигураций;
- развитие теории вихревых состояний в магнетиках;
- исследование равновесных состояний магнетиков в произвольно направленном магнитном поле и расчет областей индуцированных полем ФП (построение *H*-диаграмм) для важнейших классов магнитоупорядоченных кристаллов.

**Научную новизну** диссертации определяют *основные положения*, которые автор выносит на защиту:

1. Построена теория магнитных доменов, в которой с единых позиций описано все многообразие термодинамически устойчивых доменных конфигураций в магнитоупорядоченных кристаллах. В рамках общей теории магнитных доменов была развита *термодинамическая теория доменных структур*, позволившая изучать термодинамические свойства полидоменных магнитных состояний без конкретизации типа фазового перехода, с которым связано образование той или иной доменной структуры, а также теория равновесных геометрических параметров модельных доменных структур в окрестности двухфазных ФП.

2. Развита теория была использована для исследования особенностей доменных структур в важнейших классах многоподрешеточных магнетиков: в легкоосных антиферромагнетиках, одноосных и ромбических антиферромагнетиках с взаимодействием Дзялошинского-Мория, в редкоземельных ортоферритах в области плавной переориентации, в легкоплоскостных антиферромагнетиках, в ферритах в области темпера-

туры компенсации. Анализ обширного экспериментального материала позволил систематизировать основные особенности исследуемых доменных структур, выяснить физическую природу и дать интерпретацию ряду обнаруженных здесь новых эффектов.

3. Построена теория индуцированных полем фазовых переходов в доменных границах ромбических антиферромагнетиков.

4. Теоретически обоснована возможность существования термодинамически устойчивых и метастабильных статических вихревых состояний в магнетиках с взаимодействием Дзялошинского.

5. Построена теория вихревых состояний в легкоосных ферро- и антиферромагнетиках с взаимодействием Дзялошинского, а также в кубических гелимагнетиках.

**Достоверность и обоснованность** результатов диссертации обусловлена применением хорошо апробированных теоретических моделей и адекватных математических методов, согласием в предельных случаях с известными результатами. Основные результаты теории, разработанной в диссертационной работе, согласуются с многочисленными экспериментальными результатами, полученными при изучении спин-переориентационных фазовых переходов и доменных структур.

**Научное и практическое значение.** Выполненные в диссертации работе исследования привели к углублению представлений о физических причинах образования неоднородных состояний в магнетиках и характере их эволюции при изменении внешних параметров.

В диссертационной работе разработана современная теория термодинамически устойчивых доменных структур в магнетиках, приведшая к существенному изменению как концептуальных, так и методических основ теории доменов. В рамках развитой теории удалось существенно расширить круг задач и использовать методы феноменологической теории магнетизма для описания многофазных доменных структур, в произвольно ориентированном поле, с учетом изменения внутренних состояний в доменах.

Приложение разработанной в диссертации теории к конкретным доменным структурам позволило объяснить физическую природу и построить теории для нескольких типов доменных структур, поведение которых долгое время считалось парадоксальным [4, 5, 7, 12, 13].

Вихревые состояния, возможность образования которых теоретически обосновано в диссертации, представляют собой магнитные неоднородности локализованные в области в несколько нанометров. Уникальные

физические свойства таких вихревых структур позволили сделать ряд прогнозов прикладного характера [21].

**Личный вклад автора.** В диссертационной работе обобщены результаты теоретических исследований, проведенных непосредственно автором. Основные идеи, лежащие в основе работ по магнитным фазовым переходам, доменным структурам и вихревым состояниям, сформулированы автором лично. Во всех вошедших в диссертацию работах автор внес определяющий вклад в постановку задач, разработку методов их решения, проведение аналитических и численных расчетов, а также в интерпретацию результатов и формулировку выводов. В диссертации нет идей или результатов, которые не принадлежат ее автору.

**Апробация работы.** Результаты исследований, вошедших в диссертационную работу, докладывались и обсуждались на

- Всесоюзных конференциях по физике магнитных явлений (Пермь, 1981; Тула, 1983; Донецк, 1985; Ташкент, 1991);
- Всесоюзной конференции "Современные проблемы статистической физики" (Львов, 1987);
- Всесоюзной конференции по физике сегнетоэлектриков (Черновцы, 1986);
- Всесоюзных совещаниях по физике низких температур. (Кишинев, 1982; Донецк, 1990)
- Всесоюзных семинарах по магнитным фазовым переходам и критическим явлениям (Махачкала, 1984, 1989);
- Всесоюзных семинарах по функциональной магнитозлектронике (Красноярск, 1986, 1988, 1990);
- II Всесоюзной школе-семинаре "Спин-волновая электроника СВЧ" (Ашхабад, 1985);
- Всесоюзной школе-семинаре по магнитомикроэлектронике (Симферополь, 1989);
- Всесоюзном семинаре "Современный уровень разработок запоминающих и логических устройств на ЦМД" (Москва, 1985);
- Всесоюзном семинаре "Элементы и устройства на ЦМД и ВБЛ" (Симферополь, 1987);
- IX Всесоюзном научно-техническом объединенном семинаре "ЦМД/ВБЛ в системах обработки и хранения информации. Доменные и магнитооптические устройства" (Москва, 1989);
- Всесоюзном семинаре по спиновым волнам (Санкт-Петербург, 1986);
- XXII Всесоюзной Уральской зимней школе по теоретической физике "Коуровка" (Миасс, 1988);

- XXIV Координационном совещании АН УССР по проблеме “Физика твердого тела” (Киев, 1985);
- 4-th International Conference on Physics of Magnetic Materials, (Szczyk-Bila, Poland, 1988)
- International Conference on Magnetism (Warsaw, Poland, 1994)
- 40th Annual Conference on Magnetism and Magnetic Materials (Philadelphia, Pennsylvania, USA, 1995)
- CAMST Micromagnetics Discussion Meeting (Erlangen, Germany 1996)

Кроме того результаты диссертации докладывались на семинарах в Институте физических проблем АН России, в Институте общей физики АН России, в Институте теоретической физики НАН Украины, в Физико-техническом институте низких температур НАН Украины, в Институте материаловедения университета Эрланген-Нюрнберг (Бавария, ФРГ), в Национальной лаборатории Рисью (Роскильде, Дания).

**Публикации.** Материалы диссертационной работы опубликованы в 23 статьях, тезисах докладов и препринтах. Список статей приведен в конце автореферата.

**Структура и объем диссертационной работы.** Диссертация состоит из введения, пяти глав, заключения и списка цитированной литературы. Полный объем работы составляет 302 страниц, в том числе 56 рисунков, 2 таблицы; библиографические данные насчитывают 305 наименований.

## СОДЕРЖАНИЕ РАБОТЫ

Во **введении** обоснована актуальность темы диссертации, сформулированы ее цель и задачи. Приведены основные результаты и выводы, выносимые на защиту, дан аннотированный обзор по главам.

**ГЛАВА I. Термодинамическая теория доменных структур.** В феноменологической теории неоднородных магнитных состояний (*микромagnetизме*) для многоподрешеточных магнетиков уравнения, минимизирующие функционал энергии системы, совместно с уравнениями магнитостатики задают распределение суммарной намагниченности  $M(\mathbf{r})$  и других внутренних магнитных параметров  $L_\nu(\mathbf{r})$  (компоненты векторов антиферромагнетизма и т.д.). Понятие *доменной структуры* уже предполагает достаточно особый характер распределения  $M(\mathbf{r})$  и  $L_\nu(\mathbf{r})$  в объеме магнетика, а именно: чередующиеся области с однородным распределением  $M^{(k)}$  и  $L_\nu^{(k)}$  ( $k$  нумерует домены с различными внутренними состояниями) – собственно домены – разделены узкими переходными областями с неоднородным распределением внутренних параметров –

доменными границами. Кроме того, если образец не является аномально малым (критерии для различных доменных систем приведены в гл. III), характерные размеры доменов  $D$  значительно меньше характерных размеров образца  $L$ . Таким образом размеры доменных границ  $x_0$ , а также величины  $D$  и  $L$  связаны неравенством

$$x_0 \ll D \ll L \quad (1)$$

Такие доменные структуры (будем называть их *регулярными*) наблюдаются в массивных магнетиках. Эллипсоидальность формы образца позволяет сохранить однородность внутреннего магнитного поля в главном объеме массивного магнетика с регулярной доменной структурой, что обеспечивает однородный характер доменной структуры.

Указанная иерархия размеров (1) дает возможность существенно упростить решение задач микромагнетизма. В *разделе 1.1* показано, что в эллипсоидальном магнетике с регулярной доменной структурой в разложении энергии по малому параметру  $D/L$  главный вклад вносят члены, связанные с однородными взаимодействиями:

$$\Phi = \sum_{k=1}^n \varphi \left( M^{(k)}, L_V^{(k)} \right) - \langle M \rangle \cdot H + 2\pi \langle M \rangle N \langle M \rangle,$$

$$\langle M \rangle = \sum_{k=1}^n \xi_k M^{(k)} N \langle M \rangle, \quad \sum_{k=1}^n \xi_k = 1 \quad (2)$$

$\varphi \left( M^{(k)}, L_V^{(k)} \right)$  – часть внутренней энергии, связанная с короткодействующими взаимодействиями в магнетике,  $N$  – тензор размагничивающих коэффициентов,  $n$  – число различных типов доменов,  $\xi_k$  – объемная доля  $k$ -го типа доменов. Энергия (2) не зависит от доменной “микроструктуры” (распределение намагниченности в доменных границах, формы и размеров доменов), поэтому такое приближение было названо *термодинамическим*. В рамках данного приближения определяются равновесные состояния в доменах  $M^{(k)}, L_V^{(k)}$ , границы существования полидоменных состояний, характер эволюции доменной структуры при изменении внешних параметров. Результаты расчета в рамках термодинамического приближения играют роль граничных условий при расчете структуры доменных границ, и вместе с плотностью энергии доменных границ являются параметрами задачи при расчете геометрических параметров модельных доменных структур.

В разделе анализируются аналогичные по смыслу приближения в теории твердого тела и основные результаты, полученные в рамках таких приближений. В частности отмечено, что приближение подобное термодинамическому применялось Р. Пайэрлсом и Ф. Лондоном в теории

сверхпроводимости, а для ферромагнитных доменов было развито Л. Неелем (*приближение магнитных фаз*) [15]. В ферромагнетиках в силу простоты модели результаты анализа энергии (2) очевидны из общефизических соображений. Поэтому в рамках приближения магнитных фаз решается ограниченный круг задач. Напротив, для доменных структур при спин-переориентационных переходах в многоподрешеточных магнетиках решения уравнений, минимизирующих энергию (2) нетривиальны и, как показано в последующих разделах диссертации результаты термодинамической теории составляют основу теории таких доменных структур.

В *разделе 1.2* исследованы уравнения, минимизирующие потенциал (2) и показано, что необходимым условием существования равновесной регулярной доменной структуры из  $n$  фаз является вырождение их энергий в фиксированном внутреннем магнитном поле. Дальнейший анализ привел к выводу, что для термодинамически устойчивой доменной структуры такое вырождение всегда связано с наличием в системе индуцированного магнитным полем ФП, а в доменах реализуются магнитные состояния, соответствующие конкурирующим фазам такого перехода. Особое внимание здесь уделено магнитным фазовым переходам со спонтанным нарушением симметрии. Показано, что области существования низкосимметричных фаз (угловых фаз в ферритах, области плавной спиновой переориентации ортоферритов и т. д.) являются областями ФП, а точки (линии) фазовых переходов второго рода в эти состояния суть точки (линии) окончания ФП. Тем самым продемонстрирована ограниченность понятия “фазовый переход второго рода в низкосимметричную фазу” для магнитных фазовых переходов. При исследовании фазовых переходов в магнетике, происходящих со спонтанным нарушением симметрии, обычно рассматривались фазовые диаграммы в переменных, вызывающих данный переход (компоненты магнитного поля, температура, давление). При этом не обращалось внимание на то обстоятельство, что компонента (или компоненты) магнитного поля, снимающая(ие) энергетическую эквивалентность вырожденных по магнитному моменту состояний в низкосимметричной фазе фактически индуцирует(ют) в системе ФП. В главе II данное положение обсуждается на ряде конкретных моделей.

В *разделе 1.3* получены общие соотношения для фазовых диаграмм, содержащих  $d$  компонент магнитного поля ( $d = 1, 2, 3$ ) и  $\lambda$  компонент прочих внешних параметров системы  $t_i$  (температура, давление,...),  $i = 1, 2, \dots, \lambda$ . Поскольку в доменах реализуются состояния соответствующие конкурирующим фазам индуцированного полем ФП, одной из основных задач теории доменных структур является расчет области ФП  $H_{IF}$  на

фазовой диаграмме, содержащей компоненты внутреннего поля  $-(H^{(i)}, \tau)$  диаграмме. Уравнения

$$H = H_{tr} + 4\pi N \sum_{k=1}^n \xi_k M^{(k)}(H_{tr}, \tau_{tr}^{(i)}), \quad \sum_{k=1}^n \xi_k = 1 \quad (3)$$

производят отображение области ФП на  $(H^{(i)}, \tau)$  диаграмме в область существования доменных структур на фазовой диаграмме в компонентах внешнего поля  $-(H, \tau)$  диаграмме. В разделе анализируются различные возможности случайного и симметричного вырождения на области  $H_{tr}$  и соответствующие им области существования доменов; для  $n$ -фазных полидоменных состояний выведены правила фаз, которые отличаются от известного в термодинамике правила фаз Гиббса.

На  $(H, \tau)$  диаграмме в области существования доменов можно выделить множество значений внешнего поля, для которых внутреннее поле сохраняет одно из фиксированных значений  $H_{tr} - \{H/H_{tr}\}$ , а также области изменения внешнего поля  $H$ , для которых фиксированы величины  $\xi_k - \{H/\dots \xi_k/\dots\}$  (раздел 1.4). Каждая точка фазовой диаграммы магнетика в области существования доменов характеризуется определенным значением  $H_{tr}$  и  $\xi_k$ , т.е. представляет собой пересечение  $\{H/H_{tr}\}$  и  $\{H/\dots \xi_k/\dots\}$ . При изменении  $H$  в одной из областей  $\{H/H_{tr}\}$  внутренние состояния в доменах  $M^{(k)}(H_{tr})$  и  $L_v^{(k)}(H_{tr})$  не изменяются, а эволюция системы происходит только за счет перераспределения долей фаз, т.е. имеет место чистый процесс смещения доменных границ. Поскольку внутренние состояния в доменах, равно как и структура доменных границ, определяются величиной  $H_{tr}$ , изменение  $H$  на области  $\{H/H_{tr}\}$  не нарушает условий протекания процессов, зависящих от значения внутреннего поля и магнитного состояния системы (например, резонансные свойства магнетика). При изменении  $H$  на множестве  $\{H/\dots \xi_k/\dots\}$  эволюция системы будет происходить только за счет изменения  $H_{tr}$  и связанных с ним изменений  $M^{(k)}(H_{tr})$  и  $L_v^{(k)}(H_{tr})$ , т.е. путем изменения внутренних состояний в доменах. На области  $\{H/\dots \xi_k/\dots\}$  сохраняют постоянное значение величины, связанные с  $\xi_k$ . Расчет областей  $\{H/H_{tr}\}$  и  $\{H/\dots \xi_k/\dots\}$  лежит в основе анализа эволюции полидоменных состояний и их физических свойств. В конце раздела 1.4 изучены общие закономерности формирования полидоменных областей и топологические особенности  $\{H/H_{tr}\}$  и  $\{H/\dots \xi_k/\dots\}$  для двухфазных и многофазных доменов.

В разделе 1.5 показано, что эллипсоидальный магнетик с двухфазной доменной структурой ( $M^{(1)}(H_{tr})$ ,  $M^{(2)}(H_{tr})$ ) – равновесные намагниченности

в доменах), описывается простейшей моделью ферромагнитных доменов с намагниченностью  $\pm m_{\pm}$  в эффективном внешнем поле

$$\tilde{H} = H - H_{\text{tr}} - 4\pi N m_{\pm}, \quad \text{где } m_{\pm} = (M^{(1)} \pm M^{(2)})/2 \quad (4)$$

Расчет намагниченности в магнетике с доменной структурой и компонент тензора статической магнитной восприимчивости  $\chi_{\beta\gamma}$  приводит к таким результатам

$$4\pi N \langle M \rangle = H - H_{\text{tr}} \quad (5)$$

$$4\pi N_{\alpha\beta} \chi_{\beta\gamma} = \delta_{\alpha\gamma} \frac{\partial (H_{\text{tr}})_{\alpha}}{\partial H_{\gamma}} \quad (6)$$

Только если внешнее поле изменяется в одной из областей  $\{H/H_{\text{tr}}\}$ , имеет место линейная зависимость  $\langle M \rangle$  от  $H$ . В этом случае магнитная восприимчивость (6) определяется только формой образца (восприимчивость формы). При произвольном изменении  $H$  в области существования доменов будут меняться не только доли фаз, но и  $H_{\text{tr}}$ , а, следовательно, и  $M^{(k)}(H_{\text{tr}})$ , что приводит к более сложному характеру полевых зависимостей намагниченности и магнитной восприимчивости полидоменного состояния. В этом случае кроме восприимчивости формы в (6) появляется существенно новый член, связанный с изменением поля фазового равновесия. Этот вклад в магнитную восприимчивость полидоменного состояния определяется характером зависимости  $H_{\text{tr}}$  и  $M^{(k)}(H_{\text{tr}})$  от внешнего поля.

**ГЛАВА II. Доменные структуры в окрестности некоторых фазовых переходов в ферромагнетиках, ферритах и антиферромагнетиках.** Развита в предыдущей главе термодинамическая теория доменов используется здесь для описания полидоменных состояний в области хорошо изученных спин-переориентационных переходов в ряде многоподрешоточных магнитных систем. В разделе 2.1 рассмотрены доменные структуры в ромбическом ферромагнетике в магнитном поле, отклоненном к средней оси. Этот материал носит в многом методический характер поскольку позволяет на примере хорошо изученной модели проиллюстрировать основные положения и понятия термодинамической теории: рассчитаны границы областей существования доменов, получены аналитические выражения для  $\{H/H_{\text{tr}}\}$  и  $\{H/\dots \xi_k \dots\}$ , изучено влияние формы магнетика на характер эволюции доменных структур во внешнем поле. Для иллюстрации влияние немагнитного внешнего параметра на характер доменной структуры рассмотрены полидоменные состояния ромбического ферромагнетика в области температур Кюри. Магнитные свойства

многофазных доменных структур обсуждаются на примере легкоплоскостного тетрагонального ферромагнетика, магнитная фазовая диаграмма которого содержит область существования четырехфазной доменной структуры, граничащей с двухфазными областями.

В разделе 2.2 изучены доменные структуры в области спин-флоп перехода легкоосных антиферромагнетиков без взаимодействия Дзялошинского. Полидоменные состояния в области спин-флоп перехода были обнаружены и изучены экспериментально во многих кристаллах, в то время как теоретические исследования были ограничены выделенными направлениями магнитного поля (см. [5,6] и обзоры [10,14]). В 2.2.1 в рамках адекватной модели определена линия ФП в магнитном поле, расположенном в плоскости, образованной легкой и средней осями кристалла, рассчитаны полевые зависимости компонент намагниченности на линиях ФП и в области спин-флоп перехода. При различном характере спин-флоп перехода область существования доменов на  $H$  диаграмме ограничена эллипсом, размеры и ориентация которого сильно зависят от ориентации осей эллипсоидального образца относительно магнитных осей кристалла (рис. 1:  $a - N_{xz} = 0$ ,  $b - N_{xz} \neq 0$ ). Жирным выделены линии постоянного внутреннего поля, тонкими линиями отмечены области постоянных долей фаз.

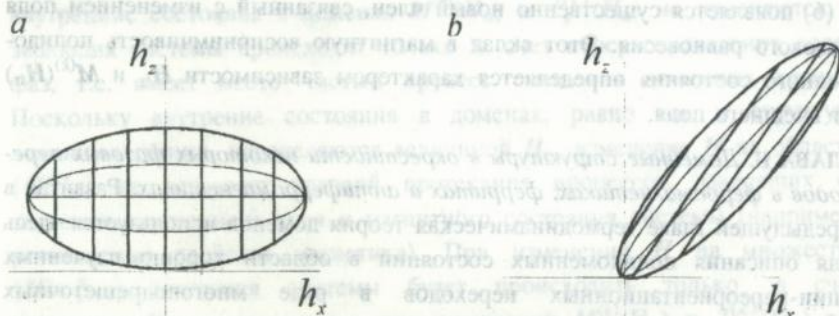


Рис. 1

В пункте 2.2.3 изучено влияние магнитострикционных взаимодействий на параметры полидоменных состояний с не  $180^\circ$ -ми доменными границами. Показано, что магнитоупругие взаимодействия приводят к сужению области существования доменов, а при достаточно сильном стрикционном взаимодействии может наступить полная блокировка полидоменного состояния. Благодаря магнитострикции нарушается равенство внутреннего поля ФП на  $\{H/H_{tr}\}$ : переход в полидоменное состояние из низкополевой фазы происходит при  $H^{(d)} > H_{tr}$ , а из высокополевой – при

$H^{(i)} < H_{\text{н}}$ ; с ростом поля  $H$  на линии  $\{H/H_{\text{н}}\}$  внутреннее поле уменьшается. Для доменных структур в области спин-флоп перехода проведен расчет равновесных параметров с учетом магнитоупругого взаимодействия и определены условия стрикционной блокировки. Показано, что наблюдаемый в области температуры Морина интервал монодоменности [7], связан со стрикционной блокировкой полидоменных состояний.

*Разделы 2.3 и 2.4* посвящены исследованию влияния взаимодействия Дзялошинского-Мория (ВДМ) на  $H$  диаграммы легкоосных антиферромагнетиков. В *разделе 2.3* рассмотрены одноосные магнетики, а в *разделе 2.4* – ромбические. Многочисленные экспериментальные результаты (в частности в гематите) показали, что магнитные свойства таких антиферромагнетиков радикально отличаются от магнитных свойств регулярных магнетиков этого класса. Теоретические исследования также указывали на сильное влияние ВДМ на равновесные состояния магнетиков. При этом открытым оставался вопрос как о виде  $H$  диаграмм таких магнетиков, так и о характере их перехода к фазовым диаграммам легкоосных антиферромагнетиков без ВДМ. Расчет равновесных состояний при произвольном направлении поля и произвольном соотношении между величинами ВДМ и полей анизотропии привел к выводу, что существует три топологически различных типа  $H$  диаграмм для исследуемых магнетиков: 1) с точкой окончания спин-флоп перехода; 2) с трикритической точкой; 3) диаграмма, на которой при произвольных направлениях поля имеет место ФП в слабоферромагнитную фазу. Для каждой из типов  $H$  диаграмм рассчитаны линии ФП и равновесные состояния в конкурирующих фазах, а также определены границы устойчивости отдельных фаз.

В *разделе 2.4* показано, что в отличие от одноосных в ромбических антиферромагнетиках с ВДМ стабилизирующее влияние ромбической анизотропии при отклонении магнитного поля от легкой оси к средней приводит лишь к незначительному выходу магнитных моментов подрешеток из плоскости опрокидывания. Расчет основного состояния в области спин-флоп перехода показывает, что для ромбического антиферромагнетика ВДМ хотя изменяет значения критических полей однако сохраняет топологию  $H$  диаграмм, характерную для легкоосных антиферромагнетиков без ВДМ. Анализ экспериментальных данных по исследованию фазовых переходов и доменных структур в ромбическом антиферромагнетике с ВДМ  $(\text{C}_2\text{H}_5\text{NH}_3)_2\text{CuCl}_4$  подтвердил основные выводы теории и позволил определить ряд магнитных констант данного кристалла.

Особенности основных состояний и доменной структуры редкоземельных магнетиков в области спонтанных фазовых переходов исследованы в *разделе 2.5*. В большинстве редкоземельных ортоферритов в

определенном диапазоне температур (от единиц до десятков градусов) происходит вращение магнитного момента от оси  $a$  к оси  $c$  ( $ac$ -переориентация) [13]. На  $(H^{(i)}, T)$  диаграмме такого магнетика область плавной спиновой переориентации (угловой фазы) является областью ФП между четырьмя магнитными фазами; точки "фазового перехода второго рода в угловую фазу" являются критическими точками четырехфазного ФП [12]. К этой области примыкают области двухфазных ФП. Соответственно на  $H$  диаграмме каждой точке четырехфазного ФП соответствует область четырехфазной доменной структуры, ограниченная параллелограммом, к ней примыкают четыре области с двухфазными доменами. Решением уравнений термодинамической теории определена структура каждой из полидоменных областей и полевые зависимости равновесных параметров доменов в них. Полученные результаты использованы для анализа эволюции доменных структур с изменением температуры и поля, наблюдаемой в области плавной спиновой переориентации ортоферрита  $\text{Sm}_{0,55}\text{Tb}_{0,45}\text{FeO}_3$  [12].

В редкоземельных магнетиках в области  $ac$ -переориентации, осуществляющейся как ФП, на  $(H^{(i)}, T)$  диаграмме появляются области индуцированных полем ФП между тремя магнитными фазами [13]. На фазовых диаграммах в компонентах внешнего поля каждой точке трехфазного ФП соответствует треугольная область с трехфазной доменной структурой; к ней примыкают три области с двухфазными полидоменными состояниями.

В разделе 2.6 доказана возможность существования спин-переориентационных фазовых переходов в тетрагональных и гексагональных легкоплоскостных антиферромагнетиках при вращении магнитного поля в базисной плоскости [19]. Проведен расчет равновесных параметров доменной структуры в окрестности этих переходов. Совокупность экспериментальных данных, полученных в легкоплоскостных тетрагональных ( $\text{DyAsO}_4$ ) и гексагональных ( $\text{CsMnF}_3$  и  $\text{RbMnCl}_3$ ) [16] антиферромагнетиках находится в соответствии с представлениями об описанных фазовых переходах и связанных с ними доменных структур.

В разделе 2.7 [7,9] исследованы фазовые переходы и доменные структуры антиферромагнетиков в наклонном магнитном поле в области спонтанного фазового перехода типа коллинеарный антиферромагнетик - слабый ферромагнетик (*переход Морина*). До последнего времени экспериментальные и теоретические исследования магнитных свойств антиферромагнетиков в окрестности перехода Морина, как правило, ограничивались выделенными направлениями внешнего поля (см. [7,9], а также библиографические данные в монографии [14]). В данном разделе рассмотрены фазовые диаграммы и домены для одноосных антиферро-

магнетиков (ромбоэдрических, тетрагональных и гексагональных), а также двусосных (ромбических) в окрестности точки Морина в наклонном поле. В одноосных антиферромагнетиках ФП в слабоферромагнитную фазу существует при произвольной ориентации магнитного поля [9]; в ромбическом антиферромагнетике ФП существует в ограниченном диапазоне углов отклонения магнитного поля от легкой оси в плоскость опрокидывания, а линии ФП представляют собой дуги гипербол, которые в точке Морина вырождаются в пару пересекающихся прямых [7]. Рассчитаны спиновые конфигурации в конкурирующих фазах ФП, границы существования полидоменных состояний и равновесные параметры доменов как функции температуры и магнитного поля. Проведен расчет линий фазовых переходов в слабоферромагнитную фазу в наклонном поле для гематита.

В разделе 2.8 исследованы особенности доменной структуры ферритов в окрестности точки компенсации в магнитном поле, перпендикулярном легкой оси [5]. Показано, что область угловой фазы, реализующаяся в высоких планарных полях представляет собой область индуцированного магнитным полем (а именно, компонентой поля, параллельной легкой оси) ФП между магнитными конфигурациями с противоположными значениями проекций намагниченности на легкую ось. Определены равновесные параметры термодинамически устойчивой доменной структуры, связанной с этим переходом (так называемых, "высокополевых" доменов [8]).

**ГЛАВА III. Эволюция структуры доменных границ в магнитном поле. Расчет равновесных геометрических параметров модельных доменных структур.** Проведенный в рамках термодинамической теории расчет областей индуцированного полем ФП  $-H_{\text{т}}$  и равновесных состояний в конкурирующих фазах  $M^{(k)}(H_{\text{т}})$  и  $L_v^{(k)}(H_{\text{т}})$  служит основой для исследования структуры доменных границ и расчета равновесных геометрических параметров модельных доменных структур.

Для плоских доменных границ в двухфазных полидоменных состояниях вариационную задачу для произвольного потенциала внутренней энергии  $\varphi(M^{(k)}, L_v^{(k)})$  удается решить в квадратурах [17]. Это позволяет расчет характеристических параметров доменных границ свести к простому интегрированию. В пункте 3.1 проведен расчет полевых зависимостей характеристических параметров плоских доменных границ в полидоменных состояниях при спин-флоп переходе в легкоосном антиферромагнетике и в легкоплоскостных тетрагональных антиферро-магнетиках во всей области существования ФП.

В пункте 3.2 исследуются фазовые переходы в доменных границах. Равновесные спиновые конфигурации в доменах соответствуют минимуму термодинамического потенциала, а в доменных границах реализуются неравновесные состояния, формирующиеся под действием неоднородных магнитных взаимодействий, а также взаимодействий, характеризующихся неравновесной частью термодинамического потенциала. Это приводит к тому, что при изменении внешних параметров (температуры, магнитного поля, давления) возможно изменение структуры доменных границ, не сопровождающееся изменением равновесных состояний магнетика, то есть могут иметь место фазовые переходы в доменных стенках. Впервые перестройка структуры доменных границ наблюдалась при изменении температуры в области спонтанных фазовых переходов в ортоферритах [18]. В данном разделе теоретически изучены индуцированные магнитным полем фазовые переходы в доменных границах ромбических антиферромагнетиков [3,8,23]. В спин-флоп фазе ромбического антиферромагнетика в полях непосредственно выше поля спин-флоп перехода в 180°-ых доменных границах вектор антиферромагнетизма вращается в плоскости, образованной легкой и средней магнитными осями (ДП). В высоких полях энергетически выгодной является доменная граница с вращением в плоскости, перпендикулярной легкой оси (ДП). Сравнением энергий этих границ определены границы их существования и получено аналитическое выражение для поля фазового перехода между ними –  $H^*$ . Для большинства ромбических антиферромагнетиков критическое поле  $H^*$  значительно ниже обменного поля. Анализ особенностей магнитной восприимчивости и ряда других магнитных свойств в окрестности поля  $H^*$  в ромбическом антиферромагнетике  $\text{CuCl}_2 \cdot 2\text{H}_2\text{O}$  позволил доказать, что в данном кристалле имеет место описанный выше переход в доменных границах [3]. Расчет температурной зависимости поля  $H^*$ , проведенный в рамках приближения молекулярного поля, показал, что данный переход существует во всей области упорядоченного состояния, на  $H$ - $T$  фазовой диаграмме линия  $H^*(T)$  заканчивается на линии ФПП в парамагнитную фазу [23]. Анализ влияния взаимодействия Дзялошинского и сильной ромбической анизотропии на характер фазовых переходов в доменных границах позволил дать теоретическую интерпретацию экспериментальным результатам по наблюдению таких переходов в ромбическом антиферромагнетике  $(\text{C}_2\text{H}_5\text{NH}_3)_2\text{CuCl}_4$  [8,23].

В пункте 3.3 разработана теория модельных доменных структур при магнитных фазовых переходах [12,14]. Для двухфазной доменной структуры в области спин-переориентационного перехода путем введения эффективных величин намагниченности, поля смещения (4) и характеристической длины

$$\tilde{\Gamma}(H_{lr}) = \frac{\sigma(H_{lr})}{2\pi m^2(H_{lr})}, \quad (5)$$

задачу расчета равновесных геометрических параметров модельных доменных структур удается свести к соответствующей задаче для регулярного ферромагнетика. Описана эволюция двухфазных доменных состояний в области магнитных фазовых переходов. В частности показано, что равновесные доменные структуры могут существовать только в конечном поле смещения. В качестве иллюстрации исследованы модельные доменные структуры ферримагнетика в окрестности точки компенсации.

**ГЛАВА IV. Модулированные структуры в магнетиках с взаимодействием Дзялошинского. Термодинамически устойчивые магнитные вихри.** С точки зрения магнитной феноменологии разрушение сверхпроводящего состояния магнитным полем представляет собой индуцированный магнитным полем ФП *идеальный диамагнетик* (сверхпроводящая фаза)  $\leftrightarrow$  *парамагнетик* (нормальный металл). Поэтому доменная структура, возникающая в области этого перехода (промежуточное состояние сверхпроводника), по физическим причинам, ведущим к ее образованию, и основным свойствам аналогична доменам размагниченного ферромагнетика и другим термодинамически устойчивым магнитным доменам [2]. Однако в обширной группе сверхпроводящих материалов переход из сверхпроводящего состояния в нормальное происходит через образование принципиально иного типа неоднородных состояний – системы абрикосовских вихрей (*смешанного состояния*) [19]. Попытка найти в магнетиках структуры, аналогичные смешанному состоянию сверхпроводника, привели в работе [15] к теоретическому обоснованию возможности существования термодинамически устойчивых и метастабильных вихревых состояний в широком классе магнитоупорядоченных кристаллов – в магнетиках с *взаимодействием Дзялошинского*, которое феноменологически описывается членами, линейными по пространственным производным [20]

$$M_i \frac{\partial M_j}{\partial \eta} - M_j \frac{\partial M_i}{\partial \eta} \quad (6)$$

( $\eta$  – пространственная координата). Такое взаимодействие имеет обменно-релятивистскую природу и встречается в магнитных кристаллах без центра инверсии [20] и в ряде других систем [21]. Известно, что в

магнетиках с достаточно сильным взаимодействием Дзялошинского реализуется геликоидальная магнитная структура [20,21].

В данной главе показано, что наряду с одномерными модулированными структурами взаимодействие (6) стабилизирует и двухмерные неоднородные структуры – вихревые состояния, а также изучены термодинамически устойчивые вихревые состояния в легкоосных ферромагнетиках.

В разделе 4.1 рассчитана энергия плоской доменной границы, разделяющей в нулевом поле домены с антипараллельной намагниченностью в размагниченном легкоосном ферромагнетике без центра инверсии. В плотность энергии  $\sigma$  такой границы наряду с обычным положительным слагаемым, связанным с энергией одноосной анизотропии и неоднородного обмена [17], входит дополнительное слагаемое, обусловленное взаимодействием Дзялошинского, которое при определенном направлении разворота намагниченности понижает энергию доменной стенки. Удастся ввести два параметра, имеющих размерность длины, характеризующих противодействующие вклады в энергию доменной границы:

$$l_1 = \sqrt{\frac{A}{K}}, \quad l_2 = \frac{\pi D}{2K} \quad (7)$$

( $A$ ,  $K$ ,  $D$  – константы неоднородного обмена, одноосной анизотропии и энергии (6) соответственно). Первый из них ( $l_1$ ) представляет собой эффективную толщину доменной границы [17] и характеризует положительный вклад в энергию  $\sigma$ . Параметр  $l_2$  характеризует относительный вклад энергии Дзялошинского в общий баланс энергии стенки. При  $\kappa = l_2/l_1 > 1$  энергия доменной границы  $\sigma$  становится отрицательной и, следовательно, однородные состояния – неустойчивыми. Данный анализ повторяет методический прием, использованный в [19] для обоснования образования смешанного состояния в сверхпроводниках; параметр  $\kappa$  является магнитным аналогом параметра Гинзбурга-Ландау; длина  $l_1$  аналогична длине когерентности  $\xi$ , а параметр  $l_2$  – глубине проникновения  $\lambda$ .

Неравенство  $\sigma < 0$  лишь определяет область, где модулированные состояния энергетически выгоднее однородных. Равновесные параметры и границы устойчивости различных модельных модулированных структур для легкоосного ферромагнетика определены в разделе 4.2. Уравнения, минимизирующие функционал энергии системы имеют осесимметричные решения, причем структура вихря определяется симметрией одноосного ферромагнетика. Для кристаллов с  $D_n$  симметрией вектор  $M$  вращается в



Рис. 2

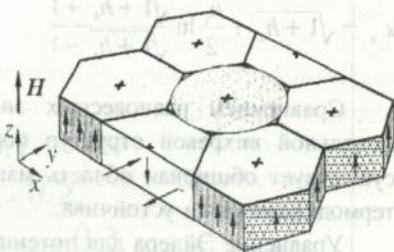


Рис. 3

плоскости, перпендикулярной вектору распространения ("блочковая" структура), а для кристаллографического класса  $C_{3v}$  ( $n = 3, 4, 6$ ) в вихре вектор намагниченности вращается в плоскости, образованной вектором распространения и осью вихря ("неелевская" структура – рис. 2). В последнем случае отлична от нуля внутренняя магнитостатическая энергия. Однако соответствующую магнитостатическую задачу удалось решить аналитически, и точный учет размагничивающих полей сводится к переопределению константы анизотропии. С учетом этого в обоих случаях энергия системы сводится к функционалу энергии  $\Phi$ , зависящей от одной конфигурационной переменной – угла  $\theta$  между вектором  $M$  и осью вихря – и одной пространственной переменной  $\rho$  – расстояние до центра вихря в базисной плоскости.

Для простейшего модельного распределения в уединенном вихре  $\theta(\rho) = \pi(1 - \rho/\rho_0)$ , ( $\rho < \rho_0$ ),  $\theta(\rho) = 0$ , ( $\rho > \rho_0$ ) ( $\rho_0$  имеет смысл размера вихря) неравновесная энергия вихря  $\Phi$  равна [15]:

$$\Phi = a - b\rho_0 + c\rho_0^2, \quad (8)$$

где  $a = 6.1536$ ,  $b = 2\kappa$ ,  $c = 1/4 + (1 - 4/\pi^2)h$ ; длина измеряется в единицах  $L_1$  (7), а поле в единицах поля анизотропии  $H_a = 2KM_0$ . Анализ потенциала (8) позволил получить ряд важных и физически наглядных результатов для вихревых состояний. В частности из (8) следует, что равновесный размер вихря  $\rho_0 = b/(2c) = 4\kappa/[1 + 4(1 - 4/\pi^2)h]$  имеет конечный радиус только если  $\kappa \neq 0$ , и коллапсируют в обычных ферромагнетиках ( $\kappa = 0$ ).

В пункте 4.2 изучена эволюция геликоидальных состояний в магнитном поле и вычислено поле фазового равновесия между геликоидальной структурой и однородным состоянием

$$\kappa_s = \sqrt{1+h_s} + \frac{h_s}{2} \ln \frac{\sqrt{1+h_s} + 1}{\sqrt{1+h_s} - 1} \quad (9)$$

Сравнением равновесных энергий однородной, геликоидальной и модельной вихревой структур показано, что уже в этом приближении существует обширная область магнитных полей, где вихревая структура термодинамически устойчива.

Уравнение Эйлера для потенциала  $\Phi$

$$\frac{d^2\theta}{d\rho^2} + \frac{1}{\rho} \frac{d\theta}{d\rho} - \frac{1}{\rho^2} \sin\theta \cos\theta + \frac{4\kappa}{\pi} \frac{\sin^2\theta}{\rho} - \sin\theta \cos\theta - h \sin\theta = 0 \quad (10)$$

с граничными условиями  $\theta(0) = \pi$ ,  $\theta(\infty) = 0$  описывает распределение намагниченности в уединенном вихре.

Расчет равновесных состояний в вихревой решетке (рис. 3) проведен в приближении круговых ячеек [17]: гексагональные ячейки заменялись круговыми ячейками равной площади, тем самым восстанавливалась аксиальная симметрия и задача свелась к интегрированию уравнения (10) с граничными условиями  $\theta(0) = \pi$ ,  $\theta(R) = 0$  (где  $R$  – размер ячейки).

Дифференциальные уравнения (10) для уединенных вихрей и вихревых решеток решались численными методами (раздел 4.3). В пункте 4.3.1 подробно обсуждаются численные методы и итерационные процедуры, используемые для интегрирования уравнения (10).

Расчет проводился на компьютерах "Hewlett Packard" HP330 (68030/68882) и HP370 (68030/68882) (Институт материаловедения университета Эрланген-Нюрнберг); а также на компьютере "Pentium 60".

Программы были написаны на языках Hewlett Packard's "Rocky Mountain" BASIC for HP9000Series 200/300 и High Tech Basic.

Анализ равновесных распределений намагниченности в вихревых решетках  $\theta(\rho)$  и равновесных размеров вихревых ячеек для ряда значений поля и параметра  $\kappa$  показал, что влияние анизотропии заметно лишь при  $\kappa$  близких единице, быстро ослабевает с ростом  $\kappa$ , и уже при  $\kappa > 1.5$  практически незаметно. При всех  $\kappa > 1$  вихревые решетки существуют в полях, меньших некоторого критического  $h^*(\kappa)$ . С приближением к  $h^*(\kappa)$  решетка разряжается (вихри локализуются) (рис. 4), а ее



размеры резко возрастают и обращаются в бесконечность в поле, равном критическому (рис. 5). (В области существования модулированных структур удобно магнитное поле и длину измерять в единицах  $H_D = D^2 / AM_0$ ,  $L_D = A / D$ ):  $h = H / H_D$ ,  $\tilde{r} = R / L_D$ ). Таким образом в поле  $h^*(\kappa)$  "разбеганием" вихрей на бесконечность происходит переход в однородное состояние. В области отрицательных полей равновесный период вихревой решетки также возрастает с ростом абсолютной величины поля (рис. 5) и достигает бесконечности в критическом поле существования спиральной структуры —  $h_s(\kappa)$  (9). Изучены особенности вихревой структуры в этой области.

В пункте 4.4 построена фазовая диаграмма модулированных структур в переменных поле — параметр  $\kappa$  (рис. 6). В отсутствие поля и достаточно низких полях геликоидальные структуры являются термодинамически устойчивыми; в поле  $h_1(\kappa)$  происходит ФП в вихревую решетку, и, наконец, в поле  $h^*(\kappa)$  вихревая решетка переходит в однородное состояние. В окрестности  $\kappa = 1$  имеет место прямой переход из однородного состояния в геликоидальную структуру. Детали фазовой диаграммы в этой области и параметры тройной точки приведены на рис. 7.

Кривые намагничивания, рассчитанные для различных областей  $\kappa - h$  фазовой диаграммы описывают картину фазовых превращений в ферромагнетике. В области индуцированного магнитным полем фазового перехода их спиральной структуры в вихревую может образовываться термодинамически устойчивая доменная структура. В отличие от рассмотренных выше доменных структур в данном случае в доменах конкурирующих фаз реализуются неоднородные состояния.

В заключительном разделе данной главы (4.5) обсуждаются границы применимости использованных при исследовании вихревых состояний приближений.

**ГЛАВА V. Особенности вихревых состояний в различных магнитных материалах.** В предыдущей главе рассмотрены вихревые состояния в области существования модулированных структур легкоосных ферромагнетиков без центра инверсии. Вне этой области (сильные магнитные поля ( $h > h^*(\kappa)$ ), слабое взаимодействие Дзялошинского ( $\kappa < 1$ )) в однородно намагниченной матрице могут существовать (как метастабильные состояния) изолированные магнитные вихри. Систематическое изучение таких вихревых структур проведено в разделе 5.1.

Типичные профили  $\theta(\rho)$  для изолированных вихрей приведены на рис. 8. В окрестности  $\kappa = 1$  вихревой профиль приобретает колоколообразный вид, и при  $\kappa \rightarrow 1$  ядро вихря неограниченно расширяется т. е. при  $\kappa = 1$  вихрь испытывает радиальную неустойчивость. В поле  $h > 0$  ядро



Рис. 6



Рис. 7

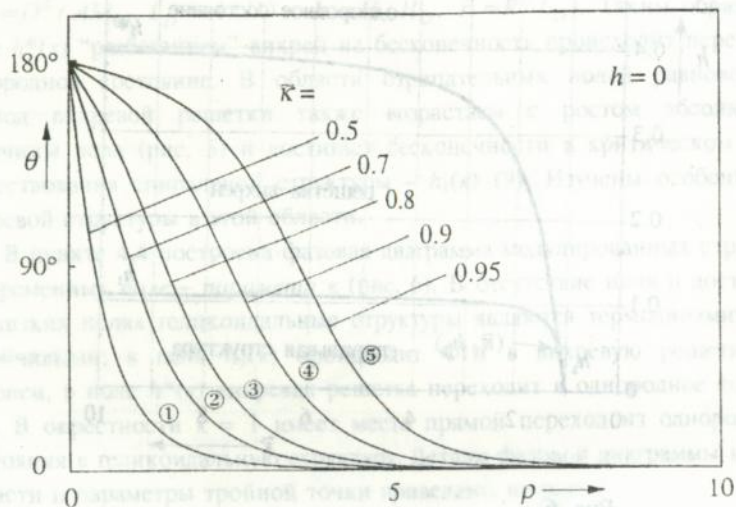


Рис. 8



Рис. 9

вихря сжимается, в полях ниже нуля – расширяется. Характеристические размеры вихря стремятся к нулю в высоких полях и в области  $\kappa \rightarrow 0$ . В области отрицательных полей имеется критическое поле  $h_b$ , в окрестности которого размер вихря резко возрастает. Ниже критического поля  $h_b$  вихревые состояния не существуют (рис 9).

Под действием преобразования координат  $\rho = (1+a)\rho'$  происходит либо радиальное сжатие ( $0 < a < 1$ ), либо расширение ( $a > 1$ ) вихря. Для энергии  $E'$  деформированного вихря получено следующее (точное) выражение:

$$E' = E^{(0)} + aE^{(1)} + a^2E^{(2)}$$

$$E^{(0)} = E_E + E_A + E_D; \quad E^{(1)} = 2E_A + E_D; \quad E^{(2)} = E_A, \quad (11)$$

$E_E$  – обменная энергия,  $E_D$  – энергия взаимодействия Дзялошинского, а  $E_A$  включает энергию анизотропии и взаимодействия с магнитным полем для недеформированного вихря.

Интегрирование уравнения для вихревых состояний (10) приводит к следующему соотношению

$$2E_A + E_D = 0 \quad (12)$$

Интегральное соотношение (12) определяет баланс энергий в равновесном вихре и полезно для анализа вихревых решений. Используя (11) и (12), показано, что взаимодействие Дзялошинского стабилизирует вихревые структуры конечного радиуса; в обычном ферромагнетике ( $\kappa = 0$ ) уравнение (10) не имеет решений.

Радиальная устойчивость изолированных вихрей под воздействием преобразования (11), равно как и радиальная устойчивость модельных решений (8) (потенциал (8) имеет локальный минимум при произвольных  $\kappa > 0$  и  $h > 0$ ) еще не являются гарантией устойчивости вихревых решений под действием других радиальных возмущений. В работе численным методом проанализированы радиальные возмущения произвольного вида и доказана радиальная устойчивость вихрей во всей области существования решений уравнения (10). В отличие от цилиндрических магнитных доменов, которые коллапсируют в достаточно высоких полях, вихри сохраняют конечный радиус в сколь угодно высоких полях.

Решения для уединенных вихрей существуют и в области устойчивости модулированных структур. Здесь изолированный вихрь может испытывать неустойчивость относительно вытяжения в геликоид – эллиптическую неустойчивость.

Для исследования этого типа неустойчивости рассчитано изменение энергии при преобразовании координат, описывающих эллиптические искажения:  $E' = E^{(0)} + \epsilon^2 E^{(2)}$ . Решение задачи сводится к поиску таких функций, описывающих эллиптические деформации вихря, для которых  $E^{(2)}$  меняет знак в максимально высоком поле. Такая задача довольно сложна и сводится к решению системы интегро-дифференциальных уравнений, поскольку расчет размагничивающих полей носит нелокальный характер. В магнетиках с  $D_{\Pi}$  симметрией в вихре отсутствуют внутренние размагничивающие поля. При расчете полей эллиптической неустойчивости в таких вихрях рассматривались деформации, в которых условие  $\text{div} M = 0$  сохраняется. Это условие позволило значительно упростить выражение для  $E^{(2)}$  и численно рассчитать поля эллиптической неустойчивости для различных значений  $\kappa$ .

В разделе 5.2 обсуждается проблема локализованных решений нелинейных уравнений математической физики (солитонов), интенсивно исследуемым в различных разделах физики. Успехи современной теории солитонов в основном связаны с одномерными системами. Долгое время абрикосовские вихри в сверхпроводниках являлись единственным примером многомерных стационарных локализованных состояний в физических системах. Вихревые структуры в системах с инвариантами типа (6) являются удобным объектом для исследования локализованных состояний и моделирования "корпускулярных" свойств, поскольку уравнение (10) значительно проще соответствующих уравнений для сверхпроводящих вихрей. Отмечено, что кроме магнетиков взаимодействия, описываемые инвариантами, линейными по первым пространственным производным (инварианты Лифшица), имеют место также в определенных классах сегнетоэлектриков и жидких кристаллов, в других системах.

Расчет силы взаимодействия между параллельными вихревыми линиями, расположенными на расстоянии  $r \gg 1$  друг от друга приводит к такому результату

$$F_x = -2\sqrt{2\pi} A^2 (1+h)^{3/4} r^{1/2} \exp(-r\sqrt{1+h}) \quad (13)$$

Выражение (13) описывает отталкивание одинаковых частиц. Для частиц с противоположной четностью знак в (13) меняется на противоположный.

Поскольку в данной модели четность частиц определяет характер их взаимодействия (заряд),  $CP$ -инвариантность выполняется автоматически. Следует однако иметь в виду, что в зависимости от знака  $\kappa$  устойчивым будет вихрь с одним из альтернативных направлений вращения  $\theta$ , т.е. "античастица" является неустойчивой. Можно попытаться стабилизировать вихрь с противоположным зарядом путем усложнения его внутрен-

ней структуры. Например, рассмотреть вихревые состояния с вращением  $\theta$  на угол кратный  $\pi$ . Такой вихрь обладал бы большей внутренней энергией ("массой") по сравнению с вихрем противоположного заряда (это напоминает массивность протона по сравнению с электроном).

В разделе 5.2 также рассмотрены условия радиальной устойчивости для потенциалов достаточно общего вида и показано, что наличие в них инвариантов Лифшица стабилизирует двухмерные и трехмерные локализованные состояния.

В разделе 5.3 рассмотрены вихревые состояния в легкоосных длухподрешеточных антиферромагнетиках без центра инверсии. В магнитном поле  $H$ , расположенном в плоскости опрокидывания подрешеток, ориентация вектора антиферромагнетизма  $I$  описывается потенциалом легкоосного ферромагнетика в нулевом поле с эффективной анизотропией

$$\tilde{K} = \frac{H_{sf}}{H_E} \sqrt{(H_{sf}^2 - H^2 \cos 2\psi)^2 + (H^2 \sin 2\psi)^2} \quad (14)$$

$H_{sf}$  – поле спин-флоп перехода,  $H_E$  – обменное поле,  $\psi$  – угол между вектором  $H$  и легкой осью. В области спин-флоп перехода эффективная анизотропия стремится к нулю, соответственно параметр  $\kappa_{AF} \sim 1/\sqrt{\tilde{K}}$  неограниченно возрастает. Таким образом, в легкоосных антиферромагнетиках без центра инверсии на  $H$ - $\psi$  фазовой диаграмме в области спин-флоп перехода имеется обширная область существования модулированных структур ( $\kappa_{AF} > 1$ ). Это связано с тем, что в области спин-флоп перехода потенциальный барьер, разделяющий равновесные состояния антиферромагнетика аномально мал, поэтому критерий образования модулированных состояний в этой области значительно ослабляется. При разумных соотношениях между магнитными константами область модулированных состояний в легкоосных антиферромагнетиках без центра инверсии может включать и нулевые поля.

Анализ антиферромагнитных вихревых состояний, основанный на решениях уравнения (10) в нулевом поле, привел к следующим результатам: во всей области существования модулированных состояний ( $\kappa_{AF} > 1$ ) геликоидальная структура является термодинамически устойчивой, вихревая решетка – метастабильна, а изолированные вихри абсолютно неустойчивы. Вне области модулированных состояний ( $\kappa_{AF} < 1$ ) в антиферромагнетике существует система уединенных вихрей. Рассчитаны кривые намагничивания и полевые зависимости магнитной восприимчивости для антиферромагнетика в области существования модулированных состояний в магнитном поле, параллельном легкой оси.

В разделе 5.4 изучены особенности вихревых состояний в кубических ферромагнетиках без центра инверсии (так называемых, *кубических гелимагнетиках*). В целом ряде таких соединений уже обнаружены длиннопериодические геликоидальные структуры, связанные с взаимодействием Дзялошинского [21]. В кубических гелимагнетиках наряду с модулированными структурами, в которых вектор пропагации перпендикулярен приложенному магнитному полю (вихревые структуры, циклоидальные спирали) могут существовать геликоидальные структуры с вектором пропагации, параллельным магнитному полю – *конические спирали* (в легкоосных ферромагнетиках такие структуры подавлены одноосной анизотропией). В данном классе магнетиков во всей области существования модулированных структур конические спирали являются термодинамически устойчивыми, а циклоидальные спирали и вихревые решетки метастабильны. Однако удается показать, что в кубических гелимагнетиках могут образовываться вихревые решетки. Сравнение кривых намагничивания для различных модулированных фаз с экспериментальными данными позволили описать характер эволюции модулированных структур в реальных кристаллах.

Анализ обширного экспериментального материала по исследованию модулированных структур в MnSi, FeGe и других кубических гелимагнетиках позволил выделить совокупность данных, которые не описываются одномерными моделями модулированных структур (спиралями), но могут быть объяснены образованием вихревых структур.

В заключительной части пятой главы сформулирован ряд положений концептуального и методического характера.

Результаты теоретических исследований вихревых состояний в магнетиках с взаимодействием Дзялошинского приводят к выводу, что представления о модулированных состояниях в этих соединениях как одномерных структурах являются неадекватными. С изменением внешних параметров в таких магнетиках могут реализовываться как различные одномерные (геликоидальные), так и двухмерные (вихревые) структуры. В теории таких магнитных неоднородностей естественным образом выделяется круг задач по исследованию границ существования модулированных состояний, а с другой стороны по выяснению возможных модулированных структур, исследованию их устойчивости и характера эволюции при изменении внешних параметров. Первый тип задач может быть основан на анализе структуры и границ устойчивости соответствующих плоских уединенных доменных границ. Второй тип задач аналогичен модельным задачам в теории доменных границ и теории доменных конфигураций.

Здесь же отмечается схожесть в эволюции модулированных фаз и доменных конфигураций с изменением внешнего поля; а также обсуждается физическая аналогия между модулированными состояниями и смешанным состоянием сверхпроводника. В то же время автор утверждает, что используемый им термин “смешанное состояние магнетика” для обозначение термодинамически устойчивых вихревых структур [15] или области модулированных состояний [17] следует считать неудачной филологической новацией, и вторично в диссертации цитирует максимуму фраиисканского философа XII века Уильяма Оккама: “*Суцностью не следует умножать без необходимости*” [22].

В **заклЮчении** сформулированы

#### ОСНОВНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ И ВЫВОДЫ

1. Построена теория магнитных доменов, в которой с единых позиций описано все многообразие термодинамически устойчивых доменных конфигураций в магнитоупорядоченных кристаллах. В рамках общей теории магнитных доменов была развита *термодинамическая теория доменных структур*, позволившая изучать термодинамические свойства полидоменных магнитных состояний без конкретизации типа фазового перехода, с которым связано образование той или иной доменной структуры. Основные результаты, полученные в рамках термодинамического приближения сводятся к следующему:

Изучены особенности магнитных фазовых диаграмм в области индуцированных магнитным полем ФП. Для полидоменных фаз сформулированы правила фаз, существенным образом отличающиеся от известного в термодинамике правила фаз Гиббса. Проанализированы основные особенности области существования полидоменных состояний с различным числом фаз. Построена теория намагничивания магнетика в полидоменном состоянии. Получены полевые зависимости вектора намагниченности и тензора статической магнитной восприимчивости для магнетика с доменной структурой.

2. Разработана теория модельных доменных структур при магнитных фазовых переходах. Для двухфазной доменной структуры в области спи-переориентационного перехода путем введения эффективного вектора смещения и эффективной характеристической длины задачу расчета равновесных геометрических параметров модельных доменных структур удается свести к соответствующей задаче для регулярного ферромагнетика. Описана эволюция двухфазных доменных состояний в области магнитных фазовых переходов.

3. Показано, что благодаря влиянию магнитоупругого взаимодействия область существования доменной структуры при спин-переориентационных переходах сужается, а также нарушается характерное для области полидоменных состояний равенство внутреннего поля полю ФП. Для доменных структур при спин-флип переходе рассчитаны равновесные параметры доменов при учете магнитострикции, определены условия их стрикционной блокировки.

4. Развита в диссертационной работе теория была использована для анализа особенностей спин-переориентационных переходов и связанных с ними термодинамически устойчивых доменных структур для ряда важнейших классов магнитоупорядоченных кристаллов:

- определены границы существования и равновесные параметры доменной структуры в двухподрешеточных легкоосных антиферромагнетиках без взаимодействия Дзялошинского. Объяснены особенности магнитных свойств наблюдаемых в ряде кристаллов данного класса и дана интерпретация экспериментальных результатов, некоторые из которых считались взаимоисключающими;

- изучена доменная структура в окрестности точки компенсации ферритов. Объяснена физическая природа и построена теория “высокополевых” доменов, обнаруженных в ряде ферритов;

- результаты расчета областей фазовых переходов и параметров доменной структуры в ромбоэдрических и ромбических антиферромагнетиках с взаимодействием Дзялошинского были использованы для анализа магнитных измерений, проведенных в гематите и ромбическом антиферромагнетике  $(C_2H_5NH_3)_2CuCl_4$ .

- исследованы особенности фазовых переходов и доменной структуры в области спонтанных фазовых переходов в ортоферритах.

- доказана возможность существования спин-переориентационных фазовых переходов в тетрагональных и гексогональных легкоплоскостных антиферромагнетиках при вращении магнитного поля в базисной плоскости. Проведен расчет равновесных параметров доменной структуры в окрестности этих переходов.

5. Построена теория индуцированных магнитным полем фазовых переходов в доменных границах ромбических антиферромагнетиков. Предложено несколько конкретных механизмов таких переходов в различных магнетиках. Результаты теории были использованы для объяснения наблюдаемых ранее особенностей магнитных свойств  $CuCl_2 \cdot 2H_2O$ , а также стимулировали экспериментальные исследования, приведшие к обнаружению фазового перехода в доменных границах ромбического антиферромагнетика  $(C_2H_5NH_3)_2CuCl_4$ . Рассчитаны температурные

зависимости полей фазовых переходов в доменных границах для различных ромбических кристаллов.

6. Теоретически обоснована возможность существования нового типа неоднородных состояний в магнетиках – *статических вихревым состояний* – в широком классе магнитоупорядоченных кристаллов. Эти вихревые состояния стабилизируются взаимодействием Дзялошинского и аналогичны абрикосовским вихрям в сверхпроводниках II рода.

7. Численным решением соответствующих дифференциальных уравнений определены равновесные параметры и границы существования различных модулированных структур (вихри, геликоиды) в легкоосных ферромагнетиках с взаимодействием Дзялошинского. Для характеристики модулированных состояний удастся ввести два параметра  $L_1$ ,  $L_2$  имеющих размерность длины и аналогичных параметрам  $\xi$  (длина когерентности) и  $\lambda$  (глубина проникновения) в теории сверхпроводимости. Термодинамическая выгодность модулированных состояний определяется соотношением  $\kappa = L_2/L_1 > 1$ , где  $\kappa$  – магнитный аналог параметра Гинзбурга-Ландау.

В легкоосном ферромагнетике без центра инверсии на фазовой диаграмме *магнитное поле – параметр*  $\kappa$  область существования вихревой решетки ограничена сверху областью однородных состояний. При достаточно низком (положительном) поле вихревая решетка переходит в спиральную структуру.

Рассчитаны кривые намагничивания и полевые зависимости магнитной восприимчивости для различных значений  $\kappa$ .

8. Определены равновесные параметры и границы существования метастабильных изолированных вихрей. Во всей области существования вихревые решения радиально устойчивы. В отличие от цилиндрических доменов вихри не коллапсируют в высоких полях; при  $\kappa \rightarrow 0$  эффективный размер вихря неограниченно уменьшается, и при  $\kappa = 0$  вихревые состояния не реализуются. В области существования модулированных структур при ( $\kappa > 1$ ) изолированные вихри испытывают эллиптическую неустойчивость; при  $\kappa < 1$  имеется критическое поле  $h_c(\kappa)$ , ниже которого вихревые состояния не существуют.

9. В легкоосных антиферромагнетиках без центра инверсии в окрестности поля спин-флоп перехода существует обширная область существования модулированных структур, в которой устойчивому состоянию соответствует геликоидальная структура, а вихревая решетка – метастабильна. Вне этой области существует система уединенных вихрей.

В кубических гелимагнетиках вихревые решетки могут существовать как метастабильные образование в определенном диапазоне полей.

Основные результаты диссертационной работы опубликованы в следующих статьях:

1. А. Н. Богданов, В. Т. Телепа. *Об основном состоянии легкоосных антиферромагнетиков.*  
ФТТ. - 1982. - т.24 вып.8. с.2420-2423
2. В. Г. Барьяхтар, А. Н. Богданов, В. Т. Телепа, Д. А. Яблонский. *Теория доменной структуры антиферромагнетиков в промежуточной фазе при спин-флор переходе.*  
ФТТ. - 1984. - т.26 вып.2. с.389-397
3. А. Н. Богданов, В. А. Галушко, В. Т. Телепа, Д. А. Яблонский. *Спиновая переориентация в 180°-ных доменных границах спин-флор фазы легкоосных антиферромагнетиков.*  
Письма в ЖЭТФ 1984, т. 40, в. 11, с. 453-455
4. В. Г. Барьяхтар, А. Н. Богданов, В. А. Попов, Д. А. Яблонский. *Теория антиферромагнитного резонанса в промежуточном состоянии.*  
Письма в ЖЭТФ. 1985, т. 41, в. 7, с. 299-301
5. В. Г. Барьяхтар, А. Н. Богданов, Д. А. Яблонский. *Доменная структура ферритов в окрестности температуры компенсации.*  
ФТТ. 1986, том 28, в. 1, с. 87-94
6. В. Г. Барьяхтар, А. Н. Богданов, Д. А. Яблонский. *Термодинамическая теория доменных структур при фазовых переходах в поляризованных средах.*  
ФНТ. 1986, том 12, № 1, с. 43-54
7. В. Г. Барьяхтар, А. Н. Богданов, Д. А. Яблонский. *Фазовые диаграммы легкоосных антиферромагнетиков в области спонтанной переориентации.*  
УФЖ. 1986, т.31, № 2, с. 266-271
8. А. Н. Богданов, В. Т. Телепа, П. П. Шатский, Д. А. Яблонский. *Индукцированные внешним полем фазовые переходы в доменных границах ромбического антиферромагнетика  $(C_2H_5NH_3)_2CuCl_4$ .*  
ЖЭТФ. 1986, т. 90, в. 5, с. 1738-1747
9. А. Н. Богданов. *Фазовые диаграммы легкоосных антиферромагнетиков с взаимодействием Дзялошинского в наклонном поле.*  
ФНТ. 1986, том 12, № 5, с. 515-524
10. В. Г. Барьяхтар, О. М. Богданов, Д. А. Яблонский. *Теория доменных структур у магнитоупорядкованных кристаллах.*  
Вісник АН УРСР, 1986, № 9, с. 10-25
11. В. Г. Барьяхтар, А. Н. Богданов, Д. А. Яблонский. *Влияние магнитоупругого взаимодействия на промежуточное состояние магнитоупорядоченных кристаллов.*  
ФТТ. 1987, том 29, в. 1, с. 116-121

12. В. Г. Барьяхтар, А. Н. Богданов, Д. А. Яблонский. *Доменные структуры при спин-переориентационных переходах. Равновесные параметры полосовых и цилиндрических доменов в магнетиках.* ФТТ. 1987, том 30, в. 3, с. 833-837
13. А. Н. Богданов, И. Я. Грановский. *Теория доменной структуры редкоземельных магнетиков в области спонтанных фазовых переходов.* ФТТ. 1987, том 29, в. 10, с. 2913-2918
14. В. Г. Барьяхтар, А. Н. Богданов, Д. А. Яблонский. *Физика магнитных доменов.* УФН. 1988, том 156, в. 1, с. 47-92
15. А. Н. Богданов, Д. А. Яблонский. *Термодинамически устойчивые вихри в магнитоупорядоченных кристаллах.* ЖЭТФ. 1989, т. 95, в. 1, с. 178-182
16. А. Н. Богданов, А. В. Журавлев, А. И. Пузыня. *Основное состояние и доменная структура ромбического антиферромагнетика с взаимодействием Дзялошинского в наклонном поле.* ФНТ. 1989, т. 15, № 2, с. 181-190
17. А. Н. Богданов, Д. А. Яблонский. *К теории неоднородных состояний магнетиков в области индуцированных магнитным полем фазовых переходов. Смешанное состояние антиферромагнетиков.* ЖЭТФ. 1989, т. 96, в. 1(7), с. 253-260
18. А. Н. Богданов, М. В. Кудинов, Д. А. Яблонский. *К теории магнитных вихрей в легкоосных ферромагнетиках.* ФТТ. 1989, т. 31, в. 10, с. 99-104
19. А. Н. Богданов. *Фазовые переходы и доменная структура в  $R\text{Ba}_2\text{Cu}_3\text{O}_{6+\delta}$  в антиферромагнитном состоянии.* ФТТ. 1990, т. 32, в. 6, с. 1749-1753
20. A. N. Bogdanov, A. Hubert. *Termodynamically stable magnetic vortex states in magnetic crystals.* JMMM. 1994, v. 138, p.255-269
21. A. N. Bogdanov, A. Hubert. *The Properties of Isolated Magnetic Vortices.* physica status solidi (b). 1994, v. 186, p.527-543
22. А. Н. Богданов. *Новые локализованные решения нелинейных полевых уравнений.* Письма в ЖЭТФ. 1995, т. 62, в. 3, с. 231-235
23. А. Н. Богданов, А. И. Пузыня. *Индукцированные магнитным полем фазовые переходы в доменных границах ромбических антиферромагнетиков.* ФТТ. 1996, т. 38, в. 7, с. 2072-2082

## ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

- [1]. Fert A., Grünberg P., Burthelmy A., Petroff F., Zinn W. Layered magnetic structures: interlayer exchange coupling and giant magnetoresistance // JMMM. V. 140-144. 1995. P. 1-8
- [2]. Ландау Л. Д. К теории сверхпроводимости. // ЖЭТФ. - 1937. - т.7. вып.3. - с.371-378
- [3]. Landau L. D., Lifshitz E. M. On the theory of the dispersion of magnetic permeability in ferromagnetic bodies. // Phys. Z. Sowjetunion. - 1936. v.8. - p. 153-169
- [4]. Wyatt A. F. G. Magnetization of dysprosium aluminium garnet. // J.Phys. C (Proc. Phys.Soc.). - 1968. ser.2 v.1. - p.684-686
- [5]. Барьяхтар В. Г., Боровик А. Е., Понов В. А. Теория промежуточного состояния антиферромагнетиков при фазовом переходе первого рода во внешнем поле. // Письма в ЖЭТФ. - 1969. - т.9. вып.11. - с.634-637
- [6]. Дудко К. Л., Ерменко В. В., Фридман В. М. Магнитное расслоение при опрокидывании подрешеток антиферромагнитного фторида марганца. // ЖЭТФ. - 1971. - т.61. вып.2(8). - с.678-688
- [7]. Платченко С. Л., Харченко Н. Ф., Шимчак Р. Г. Визуальное и магнитооптическое исследование сосуществования магнитных фаз в окрестности температуры Морина в ортоферрите диспрозия // Изв. АН СССР, сер. физ. - 1980. т. 44, № 7. с. 1460-1472
- [8]. Лисовский Ф. В., Шаповалов В. И. Несоллинеарность подрешеток и существование доменной структуры в высоких полях подмагничивания в  $Dy_2Fe_3O_{12}$  вблизи точки магнитной компенсации. // Письма в ЖЭТФ. - 1974. - т.55. вып.2(8). - с.419-425
- [9]. Звездин А. К., Каленков С. Г. Доменная структура ортоферритов вблизи температуры переориентации спинов и влияние ее на фазовый переход. // ФТТ. - 1972. - т.14 вып.10. с.2835-2840
- [10]. Васильковский В. О., Кандаурова Г. С., Силин Е. В. Особенности доменной структуры в области спиновой переориентации. // ФТТ. - 1977. - т.19 вып.5. с.1245-1251
- [11]. Кандаурова Г. С., Памятных Л. А. Мультиплетные магнитные домены в кристаллах ферритов-гранатов // Письма в ЖЭТФ. - 1984. - т.8 № 10. - с.600-604
- [12]. Дикштейн И. Е., Лисовский Ф. В., Мансветова Е. Г., Тарасенко В. В., Шаповалов В. И., Щеглов В. И. Доменная структура одноосных ферромагнетиков с точкой компенсации в сильных магнитных полях. // ЖЭТФ. - 1980. - т.79. вып.2(8). - с.507-517
- [13]. Мицек А. И., Колмакова Н. П., Гайданский П. Ф. Метастабильные состояния одноосных антиферромагнетиков. // ФТТ. - 1969. - т.11. вып.5. - с.1258-1264;

- Мипек А. И., Гайданский П. Ф., О доменной структуре в области метамгнитного перехода. // ЖЭТФ. - 1972.- т.62, вып.6. - с.2252-2254
- [14]. Белов К. П., Звездин А. К., Кадомцева А. М., Левитин Р. З. Ориентационные переходы в редкоземельных магнетиках. - М.: Наука. 1979.- 436 с.
- [15]. Néel L. Les lois de l'aimantation et de la subdivision en domaines élémentaires d'un monocristal de fer(II). // J. Phys. Rad. 1944. - v.5. - p.241-251
- [16]. Александров К. С., Федосеева Н. В., Спесивова Н. П. Магнитные фазовые переходы в галлоидных кристаллах. - Новосибирск.: Наука. 1983. - 214 с.
- [17]. Хуберт А. Теория доменных стенок в упорядоченных средах. - М.: Мир. 1977. - 308 с.
- [18]. Залесский А. В., Саввинов А. М., Желудев И. С., Иващенко А. Н. ЯМР на ядрах  $^{57}\text{Fe}$  и спиновая переориентация в доменах и доменных границах кристаллов  $\text{ErFeO}_3$  и  $\text{DyFeO}_3$ // ЖЭТФ. 1975. - т. 68, вып. 4.- с. 1449-1459
- [19]. Абрикосов А. А. О магнитных свойствах сверхпроводников второй группы // ЖЭТФ. 1957. - т.32 вып.6. - с. 1442-1459.
- [20]. Дзялошинский И. Е. Теория геликоидальных структур в антиферромагнетиках. I. Неметаллы. // ЖЭТФ. 1964.- т.46. вып.4.- с.1420-1437.
- [21]. Изюмов Ю. А. Дифракция нейтронов на длиннопериодических структурах. М.: Энергоатомиздат. 1987. 200 с.
- [22]. Цитируется по Рассел Б. История западной философии. Москва: ИИЛ. 1959. - 936 с.; стр. 491

Богданов О. М. Магнітні фазові переходи та неоднорідний стан у магнетиках. Дисертація у формі рукопису на здобуття наукового ступеня доктора фізико-математичних наук за спеціальністю 01.04.11 – магнетизм. Донецький фізико-технічний інститут НАН України. Донецьк. 1996.

Робота ґрунтується на 23 наукових працях. Розвинуті основні положення теорії, яка дозволяє з єдиних позицій описувати магнітні властивості всіх термодинамічно стійких доменних структур у магнетиках. Розроблена загальна схема розрахунку різних магнітних властивостей магнетиків з доменною структурою при довільній орієнтації зовнішнього поля в усій області існування доменів. З'ясовано природу доменних структур при різних спіно-переорієнтаційних переходах.

Теоретично обґрунтована можливість існування термодинамічно стійкого вихрового стану у магнетиках з взаємодією Дзялошинського і досліджені магнітні властивості вихрових ґраток та ізольованих вихорів в легковісних ферромагнетиків та антиферромагнетиків, а також у кубічних гелімагнетиках.

*Ключові слова:* магнітний фазовий перехід, неоднорідні структури, домени, магнітний вихор, модульовані структури

Bogdanov A. N. Magnetic phase transitions and inhomogeneous states in magnetic materials a thesis presented for the Doctor's Degree in Physics and Mathematics. A subject classification code is 01.04.11 – "Magnetism". The thesis has a form of a manuscript. Institute for Physics & Engineering of Ukrainian National Academy of Sciences. Donetsk. 1996.

This thesis is based on 32 articles. Thermodynamically stable magnetic domain structures in magnetic materials are always connected with the field induced first-order phase transitions. These multidomain states can be treated in the framework of a common theory. The main features of such a theory are derived. The mentioned theory is used for systematic investigations of domains near the region of spin-reorientation transitions in different magnetic materials.

It was proved that magnetic vortices are stabilized in magnetic materials by a Dzyaloshinsky interaction which can be represented as an energy contribution linear in the first spatial derivatives of the magnetization vector. Thermodynamically stable and metastable vortex states are studied theoretically in easy-axis ferromagnetic and antiferromagnetic crystals as well as in cubic helimagnets.

*Key words:* magnetic phase transitions, inhomogeneous states, domains, magnetic vortices, modulate states

*A. Bogdanov*

Ответственный за выпуск М. А. Белоголовский

---

Подписано к печати 25.07.1996 г. Формат 60 × 84 1/16  
Уч.-изд. л. 2.0 Тираж 100 экз. Заказ 8

---

Донецкий физико-технический институт НАН Украины  
Донецк, ул. Розы Люксембург 72. тел. 55-42-05.

43.6165

AB 35.298

**AB 35.298**