

На правах рукописи

Жданова Ольга Викторовна

**Магнитные свойства, процессы перемагничивания и
доменная структура орторомбических магнетиков FeV и Co₃V**

01.04.11 – Физика магнитных явлений

Автореферат диссертации на соискание ученой степени
кандидата физико-математических наук

Тверь – 2013

Работа выполнена на кафедре магнетизма Тверского государственного университета.

Научный руководитель доктор физико-математических наук,
профессор Пастушенков Юрий Григорьевич

Официальные оппоненты: доктор физико-математических наук,
профессор Лилеев Алексей Сергеевич,
Национальный исследовательский
технологический университет «МИСиС»,
профессор кафедры физического
материаловедения

кандидат физико-математических наук, доцент
Афанасьева Людмила Евгеньевна, Тверской
государственный технический университет,
доцент кафедры технологии металлов и
материаловедения

Ведущая организация: Челябинский государственный университет,
кафедра физики конденсированного состояния

Защита состоится 20 декабря 2013 г. в 14 час. 00 мин. на заседании
диссертационного совета Д 212.263.09 при Тверском государственном
университете по адресу: 170002, г. Тверь, Садовый пер., 35, ауд. 226.

С диссертацией можно ознакомиться в научной библиотеке Тверского
государственного университета.

Автореферат разослан 16 декабря 2013 г.

Ученый секретарь
диссертационного совета

Ляхова Марина Борисовна

ОБЩАЯ ХАРАКТЕРИСТИКА РАБОТЫ

Актуальность темы

В настоящее время сплавы на основе кобальта или железа вызывают повышенный интерес исследователей. Это связано как с интенсивным поиском новых магнитных материалов (магнитотвердых, магнитомягких, магнитострикционных), пригодных для широкого практического использования, так и с тем, что многие сплавы на основе кобальта и железа являются интересными объектами для изучения особенностей физических свойств магнетиков: процессов перемагничивания, магнитокристаллической анизотропии, спин-переориентационных переходов, доменной структуры и ее поведения в магнитном поле.

В последние несколько лет мировая промышленность начала испытывать трудности с поставками редкоземельных металлов (РЗМ). Это связано, главным образом, с тем, что основная добыча сырья для производства РЗМ ведется в Китае (более 90%). КНР, являясь главным монополистом на данном рынке металлов, начала вводить ограничения на экспорт РЗМ, чтобы удовлетворить потребности своей национальной, активно развивающейся промышленности. В связи с этим проблема поиска и синтеза новых магнитных материалов, не содержащих РЗМ, на сегодняшний день стала особенно актуальной.

Большинство соединений, которые при комнатной температуре проявляют ферромагнитные свойства, имеют кубическую, тетрагональную или гексагональную кристаллические решетки. Известны ферромагнетики с орторомбической решеткой, однако подавляющее большинство из них имеет температуру Кюри ниже 0°C. В связи с этим данные о магнитокристаллической анизотропии (МКА), доменной структуре, процессах перемагничивания орторомбической магнетиков в литературных источниках встречаются крайне редко.

Описание кристаллической и магнитной структуры, магнитных свойств орторомбических магнитных материалов проведено, в основном, для редкоземельных ортоманганитов (RMnO_3) и ортоферритов (RFeO_3). В системах В-Со, В-Fe и В-Mn также образуются соединения с орторомбической структурой, но ферромагнитные свойства проявляют только соединения FeV , Co_3V и MnV . Определены пространственная группа и параметры решетки данных соединений, известно, что их температура Кюри значительно выше комнатной [1], однако практически отсутствуют данные о магнитокристаллической анизотропии, процессах перемагничивания и доменной структуре.

Цель работы и задачи исследования:

Целью данной работы стало теоретическое описание и экспериментальное исследование процессов намагничивания и доменной структуры орторомбических ферромагнитных боридов FeB и Co₃B.

Были поставлены следующие задачи:

- Провести теоретический анализ магнитокристаллической анизотропии орторомбических магнетиков в рамках феноменологического подхода. Определить положения легких и трудных осей намагничивания, построить магнитную фазовую диаграмму, получить аналитические выражения для величины полей анизотропии.
- В рамках модели фаз Нееля провести теоретический анализ процессов намагничивания орторомбических магнетиков. Определить величины полей насыщения вдоль легкой и трудной осей намагничивания.
- Синтезировать образцы сплавов FeB и Co₃B и провести аттестацию их структуры.
- Измерить кривые намагничивания монокристаллов FeB вдоль различных кристаллографических направлений. Провести сравнение теоретических и экспериментальных кривых. Определить величины констант МКА соединений FeB и Co₃B.
- Получить аналитические выражения для расчета поверхностной плотности энергии и ширины доменных границ орторомбических кристаллов. Определить эти микромагнитные параметры для соединений FeB и Co₃B.
- Исследовать конфигурацию доменной структуры соединений FeB и Co₃B на различных кристаллографических плоскостях. Описать ее основные закономерности и особенности. Предложить модель доменной структуры орторомбических магнетиков.

Научная новизна и практическая значимость

Впервые проведен теоретический анализ магнитокристаллической анизотропии орторомбических магнетиков в рамках феноменологического подхода, определены положения легких и трудных осей намагничивания, построена магнитная фазовая диаграмма.

В рамках модели фаз Нееля впервые проведен теоретический анализ кривых намагничивания орторомбических магнетиков. Измерены кривые намагничивания монокристаллов FeB вдоль различных кристаллографических направлений. Получено хорошее совпадение теоретических и экспериментальных кривых. Определены величины констант МКА соединений FeB и Co₃B.

Впервые исследована доменная структура соединений FeV и Co₃V. Предложена модель доменной структуры орторомбических магнетиков. Получены аналитические выражения для расчета поверхностной плотности энергии и ширины доменных границ орторомбических кристаллов. Определены эти микромагнитные параметры для соединений FeV и Co₃V.

На основании результатов исследования возможно прогнозирование магнитных характеристик и расчет микромагнитных параметров магнитных материалов с орторомбической кристаллической решеткой.

Основные положения, выносимые на защиту:

- Результаты теоретического анализа магнитокристаллической анизотропии и процессов намагничивания орторомбических магнетиков.
- Экспериментальные данные о процессах намагничивания монокристаллов FeV вдоль различных кристаллографических направлений.
- Аналитические выражения для расчета поверхностной плотности энергии и ширины доменных границ орторомбических кристаллов.
- Результаты экспериментальных исследований доменной структуры соединений FeV и Co₃V.
- Модель доменной структуры орторомбических магнетиков.

Апробация работы

Материалы диссертации докладывались на Международной научно-технической конференции «Молодые ученые – науке, технологиям и профессиональному образованию» (г. Москва, 2008 г.), XVI–XIX Региональных Каргинских чтениях «Химия, физика и новые технологии» (г. Тверь, 2009 г., 2010 г., 2011 г., 2012 г.), XVIII Международной конференции по постоянным магнитам (г. Суздаль, 2011 г.), Международных научно-технических конференциях INTERMATIC-2011 и INTERMATIC-2012 (г. Москва, 2011 г., 2012 г.), XXII Международной конференции «Новое в магнетизме и магнитных материалах» (НМММ-XXII) (г. Астрахань, 2012 г.), IV Международной конференции с элементами научной школы для молодежи «Функциональные наноматериалы и высокочистые вещества» (г. Суздаль, 2012 г.).

Публикации

По теме диссертации опубликовано 10 печатных работ, из них 3 статьи в изданиях из перечня ВАК.

Личный вклад автора в разработку проблемы

Выбор темы, планирование работы, постановка задач и обсуждение полученных результатов проводились автором совместно с научным руководителем. Автором были лично получены все основные экспериментальные результаты, выполнен теоретический анализ магнитных свойств и процессов перемагничивания, проведена интерпретация экспериментальных и теоретических данных.

Структура и объем диссертационной работы

Диссертация состоит из введения, четырех глав, выводов, списка цитированной литературы. Объем диссертации составляет 152 страницу машинописного текста, включая 69 рисунков и 10 таблиц. Список цитируемой литературы содержит 70 наименований.

ОСНОВНОЕ СОДЕРЖАНИЕ РАБОТЫ

Во введении дано обоснование актуальности исследования магнитных свойств и процессов перемагничивания орторомбических магнитных материалов. Сформулированы цель и задачи работы.

В первой главе представлен обзор литературы по теме исследования. Проанализированы данные о ферромагнитных соединениях с орторомбической кристаллической структурой. Рассмотрено современное состояние исследований магнитных материалов данного типа. Приведено описание доменных структур для магнетиков с различными типами МКА.

Вторая глава содержит описание методики проведения эксперимента. Рассмотрены методы подготовки образцов, проведения магнитных измерений и структурных исследований.

Исходные сплавы получали методом высокочастотной индукционной плавки в атмосфере аргона. Для получения крупнозернистых слитков применялось медленное охлаждение расплава. Монокристаллы FeV выкалывались из слитков и представляли собой одно зерно сплава. Образцам придавалась сферическая форма диаметром 2–3 мм.

Ориентация монокристаллов соединения FeV вдоль трех основных кристаллографических направлений [100], [010] и [001] была проведена методом Лауэ на химическом факультете МГУ им. М.В. Ломоносова.

Исследования фазового и химического состава образцов проводились на растровом электронном микроскопе JEOL JSM-6610LV.

Магнитные измерения проводились в открытой магнитной цепи методом вибрационного магнитометра. Величина поля электромагнита достигала 25–30 кЭ, специальная приставка позволяла осуществлять магнитные измерения в интервале температур от 20°C до 500°C. Точность

измерения магнитного поля не превышала 2,5 %, погрешность измерения удельной намагниченности по отношению к эталонному образцу из отожженного никеля – 1,5 %.

Металлографические шлифы для проведения металлографических исследований изготавливались по стандартной методике с применением алмазных паст различной крупности.

Доменная структура исследовалась методами полярного эффекта Керра и порошковых осадков Акулова-Биттера, микроструктура – методами химического и электрохимического травления. Микроструктура и доменная структура исследовалась на металлографических микроскопах Neophot-30 и Axiovert 200 MAT.

Конфигурация магнитных полей рассеивания образцов исследовалась методом магнитно-силовой микроскопии на установке Solver P47. Применялся колебательный полуконтактный метод сканирования поверхности образцов кантелевером, покрытым кобальтом.

Третья глава посвящена теоретическому описанию магнито-кристаллической анизотропии и процессов намагничивания магнетиков с орторомбической кристаллической решеткой.

В первом параграфе проведено теоретическое рассмотрение МКА орторомбических магнетиков. Анализ всех возможных симметричных преобразований в орторомбических кристаллах показал, что в выражении для объемной плотности энергии МКА (E_A) магнетиков такого типа должны содержаться четные степени трех направляющих косинусов вектора I_S . С учетом первых трех членов разложения в декартовой системе координат функция E_A имеет вид, аналогичный приведенному в [2]:

$$E_A = K_1 \cos^2\alpha + K_2 \cos^2\beta + K_3 \cos^2\gamma, \quad (1)$$

где K_1 , K_2 и K_3 – константы МКА; α , β и γ – углы между направлением вектора I_S и осями OX, OY и OZ декартовой системы координат.

В сферической системе координат функция (1) принимает вид:

$$E_A = K_1 \sin^2\theta \cos^2\varphi + K_2 \sin^2\theta \sin^2\varphi + K_3 \cos^2\theta. \quad (2)$$

Исследование функции $E_A(\theta, \varphi)$ (2) на экстремумы показало, что в орторомбических кристаллах всегда существуют две выделенных взаимно перпендикулярных оси, одна из которых является осью легкого намагничивания (ОЛН), где энергия МКА минимальна (E_A^{\min}), а другая – осью трудного намагничивания (ОТН), где энергия МКА максимальна (E_A^{\max}). Оси ОЛН и ОТН совпадают с осями симметрии второго порядка кристаллической решетки (рисунок 1), а их ориентация относительно элементарной ячейки кристалла определяется соотношением констант МКА (таблица 1). Построена магнитная фазовая диаграмма орторомбических магнетиков в координатах « $K_2 - K_3$ » – « $K_1 - K_3$ ».

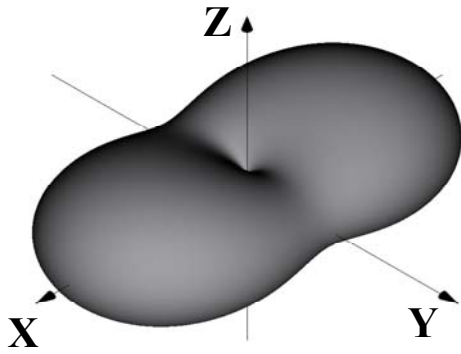


Рисунок 1. Трехмерное изображение функции $E_A(\theta, \varphi)$ орторомбического кристалла при $K_3 < K_2 < K_1$

Таблица 1. Типы МКА орторомбических кристаллов

Соотношения констант МКА	Оси легкого намагничивания		Оси трудного намагничивания	
	Положение ОЛН	E_A^{\min}	Положение ОТН	E_A^{\max}
$K_1 < K_2 < K_3$	[100]	K_1	[001]	K_3
$K_1 < K_3 < K_2$	[100]	K_1	[010]	K_2
$K_2 < K_1 < K_3$	[010]	K_2	[001]	K_3
$K_2 < K_3 < K_1$	[010]	K_2	[100]	K_1
$K_3 < K_2 < K_1$	[001]	K_3	[010]	K_2
$K_3 < K_2 < K_1$	[001]	K_3	[100]	K_1

Величинами, количественно описывающими явление МКА, являются константы МКА (K) и поле анизотропии (H_A). Если, используя соотношение для направляющих косинусов $\cos^2\alpha + \cos^2\beta + \cos^2\gamma = 1$, преобразовать выражение (1):

$$E_A = (K_1 - K_3) \cos^2\alpha + (K_2 - K_3) \cos^2\beta + K_3, \quad (3)$$

$$E_A = (K_1 - K_2) \cos^2\alpha + (K_3 - K_2) \cos^2\gamma + K_2, \quad (4)$$

$$E_A = (K_2 - K_1) \cos^2\beta + (K_3 - K_1) \cos^2\gamma + K_1, \quad (5)$$

то станет очевидно, что поверхностная плотность энергии МКА орторомбического кристалла определяется двумя эффективными константами, каждая из которых представляет собой разность двух констант МКА в выражении (1). Например, для случая (3) эффективные константы МКА имеют вид:

$$K_1^* = K_1 - K_3 \quad (6)$$

$$K_2^* = K_2 - K_3 \quad (7)$$

Поле анизотропии (H_A) является поле, в котором магнетик достигает насыщения в направлении, перпендикулярном ОЛН. Для орторомбических магнетиков H_A рассчитывается по формулам

$$H_A = \frac{1}{I_S} \left(\frac{\partial^2 E_A}{\partial \theta^2} \right)_{\theta_0} \quad \text{или} \quad H_A = \frac{1}{I_S} \left(\frac{\partial^2 E_A}{\partial \varphi^2} \right)_{\varphi_0}, \quad (8)$$

в зависимости от того, в каком направлении осуществляется отклонение вектора намагниченности от ОЛН.

Общая формула для поля анизотропии орторомбических магнетиков получена на основании выражений (2) и (8):

$$H_A = \frac{2 K^*}{I_S}, \quad (9)$$

где K^* – эффективная константа МКА, равная разности констант в двух направлениях $K^* = K_{\perp} - K_{\parallel}$, а K_{\perp} соответствует направлению действия магнитного поля, перпендикулярного ОЛН, K_{\parallel} – в направлении ОЛН.

Во втором параграфе представлено теоретическое рассмотрение процесса намагничивания орторомбических кристаллов в рамках модели магнитных фаз Нееля [3]. Анализ проведен на примере орторомбического кристалла с соотношением констант $K_3 < K_2 < K_1$.

В размагниченном орторомбическом кристалле существуют две магнитные фазы: в фазе I вектор намагниченности насыщения I_S ориентирован вдоль одного направления ОЛН, в фазе II – в противоположную сторону. Если относительные объемы магнитных фаз обозначить $V_1 = V$ и $V_2 = 1 - V$, то намагниченность магнитных фаз равна:

$$\text{Фаза I: } I_1 = I_S \cdot V_1 = I_S \cdot V; \quad \text{Фаза II: } I_2 = I_S \cdot V_2 = I_S \cdot (1 - V).$$

Относительные объемы обеих фаз могут изменяться от 0 до 1, то есть должно выполняться условие: $0 \leq V \leq 1$.

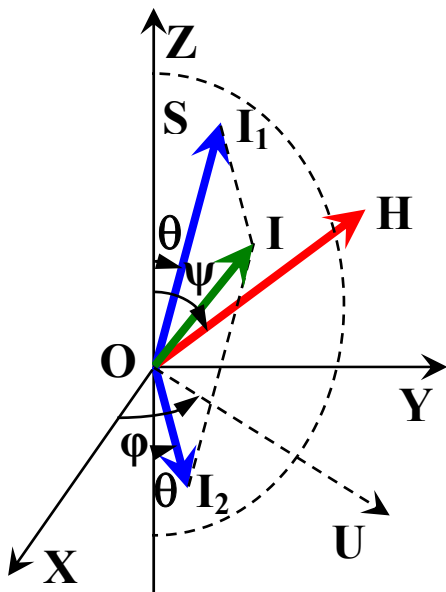


Рисунок 2. Схема процесса намагничивания

Приложим к кристаллу внешнее магнитное поле H так, как показано на рисунке 2, где ψ – полярный угол между H и ОЛН, φ – азимутальный угол, отсчитываемый от ОЛН.

Процесс намагничивания кристалла состоит из двух процессов:

- 1) смещение доменных границ, то есть увеличение относительного объема и, соответственно, намагниченности одной из магнитных фаз;
- 2) вращение векторов намагниченности I_1 и I_2 в обеих магнитных фазах.

В общем случае углы отклонения векторов I_1 и I_2 от ОЛН могут быть различны.

Однако в теории фаз Нееля показано [3], что для того, чтобы в кристалле не появлялась дополнительная магнитостатическая энергия доменных границ, необходимо, чтобы углы между \mathbf{I}_1 и \mathbf{I}_2 и ОЛН одинаковы (углы θ на рисунке 2). Будем считать, что вектора \mathbf{I}_1 , \mathbf{I}_2 , \mathbf{I} и \mathbf{H} всегда лежат в одной плоскости S (ZOU) (рисунок 2).

В полной энергии кристалла учитывались три составляющих: энергия МКА, энергия во внешнем поле и энергия собственного размагничивающего поля:

$$E = K_1 \sin^2\theta \cos^2\varphi + K_2 \sin^2\theta \sin^2\varphi + K_3 \cos^2\theta - \quad (10)$$

$$- I_S H (2V \cos\psi \cos\theta - \cos\psi \cos\theta + \sin\psi \sin\theta) + 2N I_S^2 [(V^2 - V) \cos^2\theta + \frac{1}{4}],$$

где K_1 , K_2 , K_3 – константы МКА, I_S – намагниченность насыщения, H – внешнее магнитное поле, V – относительный объем магнитных фаз, N – размагничивающий фактор, углы θ , φ и ψ – обозначены на рисунке 2.

В выражении (10) углы ψ и φ – параметры, задающие направление поля \mathbf{H} , а полная энергия кристалла является функцией двух переменных $E = E(V, \theta)$. В работе проведено исследование функции (10) на минимум, и разработан алгоритм расчета кривых намагничивания орторомбических кристаллов. Основные результаты сводятся к следующему.

Показано, что для орторомбических магнетиков существуют три характерных поля – собственное размагничивающее поле (H_0), поле анизотропии (H_A) в направлениях, перпендикулярных ОЛН, и поле, где заканчиваются процессы смещения доменных границ ($H_{см}$), которые задаются формулами:

$$H_0 = N I_S; \quad (11)$$

$$H_A = \frac{2(K_1 \cos^2\varphi + K_2 \sin^2\varphi - K_3)}{I_S}; \quad (12)$$

$$H_{см} = \frac{H_0 (H_A + H_0)}{\sqrt{(H_A + H_0)^2 \cos^2\psi + H_0^2 \sin^2\psi}}. \quad (13)$$

Установлено, что в интервале полей $0 \leq H \leq H_{см}$ кривая намагничивания $I_H(H)$ описывается линейной функцией

$$I_H = I_S H \left(\frac{\cos^2\psi}{H_0} + \frac{\sin^2\psi}{H_A + H_0} \right), \quad (14)$$

угол отклонения вектора \mathbf{I}_S от ОЛН задается выражением

$$\theta = \arcsin \left(\frac{H \sin\psi}{H_A + H_0} \right), \quad (15)$$

а относительный объем магнитных фаз формулой

$$V = \frac{1}{2} + \frac{H(H_A + H_0)\cos\psi}{2H_0\sqrt{(H_A + H_0)^2 - H^2\sin^2\psi}}. \quad (16)$$

При $H = H_{см}$ заканчиваются процессы смещения доменных границ, т.е. относительный объем одной магнитной фазы, намагниченность которой ближе к направлению поля достигает значения $V_{см} = 1$. Намагниченность кристалла, соответствующая полю $H_{см}$, равна

$$I_{H_{см}} = I_S \frac{(H_A + H_0)\cos^2\psi + H_0\sin^2\psi}{\sqrt{(H_A + H_0)\cos^2\psi + H_0\sin^2\psi}}, \quad (17)$$

а угол отклонения вектора I_S от ОЛН

$$\theta_{см} = \arcsin \left(\frac{H_0\sin\psi}{\sqrt{(H_A + H_0)^2\cos^2\psi + H_0^2\sin^2\psi}} \right). \quad (18)$$

При увеличении поля $H > H_{см}$ объем магнитной фазы не может расти ($V = 1 = \text{const}$) и дальнейший процесс намагничивания происходит только за счет процессов вращения вектора I_S .

Рассмотрены частные случаи кривых намагничивания $I_H(H)$ орторомбических кристаллов. Основные результаты сводятся к следующему.

Если внешнее магнитное поле направлено вдоль ОЛН $\parallel OZ$ ($\psi = 0$), то кривая намагничивания описывается линейной функцией (рисунок 3):

$$I_H = \frac{I_S}{H_0} H. \quad (19)$$

Магнитное насыщение достигается за счет только процессов смещения доменных границ во внешнем поле, равном собственному размагничивающему полю кристалла $H_S = H_0$.

Если внешнее магнитное поле направлено перпендикулярно ОЛН $\parallel OZ$ ($\psi = \pi/2$), то кривая намагничивания $I_H(H)$ также описывается линейной функцией (рисунок 4):

$$I_H = \frac{I_S}{H_0 + H_A} H. \quad (20)$$

Но насыщение в этом случае достигается за счет только процессов вращения вектора I_S в обеих магнитных фазах во внешнем поле, равном

$$H_S = H_0 + H_A = N I_S + \frac{2(K_1\cos^2\varphi + K_2\sin^2\varphi - K_3)}{I_S}. \quad (21)$$

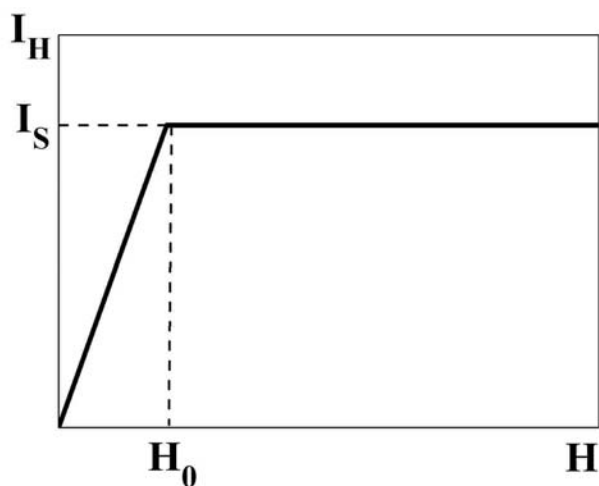


Рисунок 3. Теоретическая кривая намагничивания орторомбического кристалла вдоль ОЛН

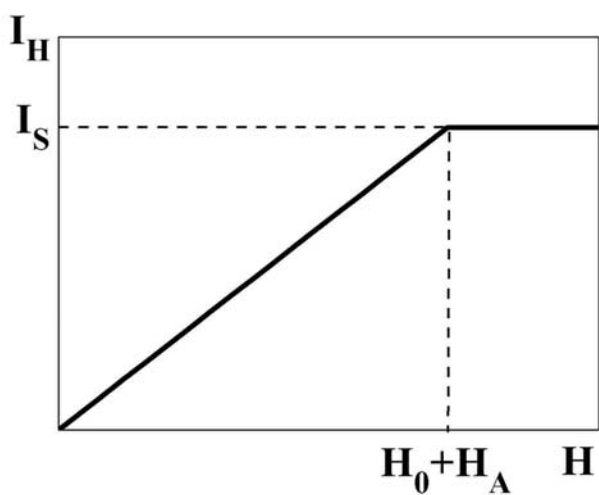


Рисунок 4. Теоретическая кривая намагничивания орторомбического кристалла перпендикулярно ОЛН

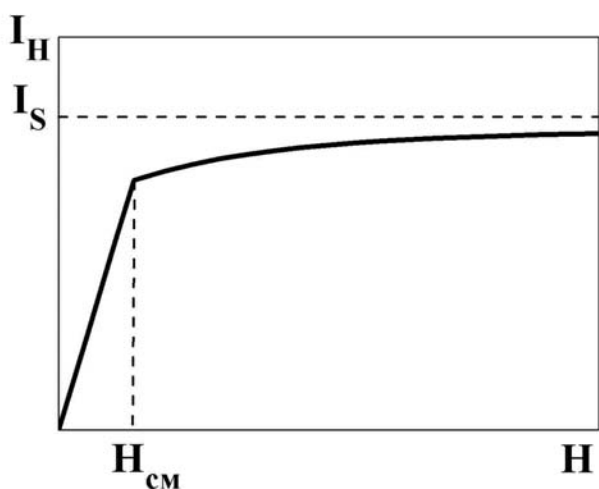


Рисунок 5. Теоретическая кривая намагничивания орторомбического кристалла под произвольным углом к ОЛН

Если внешнее магнитное поле направлено под произвольным углом к ОЛН $\parallel OZ$, то кривая намагничивания состоит из двух участков (рисунок 5). В полях $0 \leq H \leq H_{см}$ кривая $I_H(H)$ является линейной, одновременно происходят процессы смещения доменных границ и вращения вектора I_S . Во внешнем поле $H = H_{см}$ процессы смещения заканчиваются, и при дальнейшем увеличении поля происходят только процессы вращения вектора I_S . Величина проекции намагниченности на направления поля I_H асимптотически приближается к I_S , т.е. полное магнитное насыщение наступает только в бесконечных полях.

В третьем параграфе получены аналитические формулы для расчета поверхностной плотности энергии (γ) и эффективной ширины (δ) доменных границ орторомбических кристаллов в рамках теории блоховских границ [4–5].

Рассмотрены два предельных случая ориентации плоскости 180° -ной доменной границы в орторомбическом кристалле с соотношением констант МКА $K_3 < K_2 < K_1$.

Для 180° -ной доменной границы, плоскость которой ориентирована параллельно ОЛН и ОТН кристалла, получены соотношения:

$$\gamma_{\parallel} = 4\sqrt{A(K_1 - K_3)} = 4\sqrt{A K_1^*}. \quad (22)$$

$$\delta_{\text{эфф}}^{\parallel} = \pi \sqrt{\frac{A}{K_1^*}}. \quad (23)$$

Для 180° -ной доменной границы, плоскость которой параллельна ОЛН и перпендикулярна ОТН, справедливы выражения:

$$\gamma_{\perp} = 4\sqrt{A(K_2 - K_3)} = 4\sqrt{A K_2^*}. \quad (24)$$

$$\delta_{\text{эфф}}^{\perp} = \pi \sqrt{\frac{A}{K_2^*}}. \quad (25)$$

Четвертая глава диссертации посвящена экспериментальным исследованиям процессов намагничивания орторомбических ферромагнитных боридов FeB и Co₃B и их магнитной доменной структуры.

В первом параграфе приведены результаты аттестации исследуемых образцов. Химический состав первого сплава точно соответствовал соединению FeB. Согласно данным металлографии и дифференциального термического анализа этот сплав являлся однофазным и после медленного охлаждения слиток имел крупные зерна, из которых и изготавливались монокристаллы для исследований.

Второй исследуемый сплав кобальта с бором оказался многофазным. По данным металлографической и растровой электронной микроскопии матрица исследованных сплавов – соединение Co_3B . Выделения второй фазы, объем которых после специально подобранного режима термических обработок не превышал 10 об.%, представляли собой эвтектическую смесь двух фаз Co_2B и Co .

Во втором параграфе представлены результаты магнитных измерений монокристаллов FeB , ориентированных методом Лауэ вдоль трех кристаллографических осей $[100]$, $[010]$ и $[001]$. Установлено, что ось легкого намагничивания (ОЛН) (кривая 1 на рисунке 6) совпадает с кристаллографической осью $[010]$, ось трудного намагничивания (ОТН) (кривая 2 на рисунке 6) – с $[100]$.

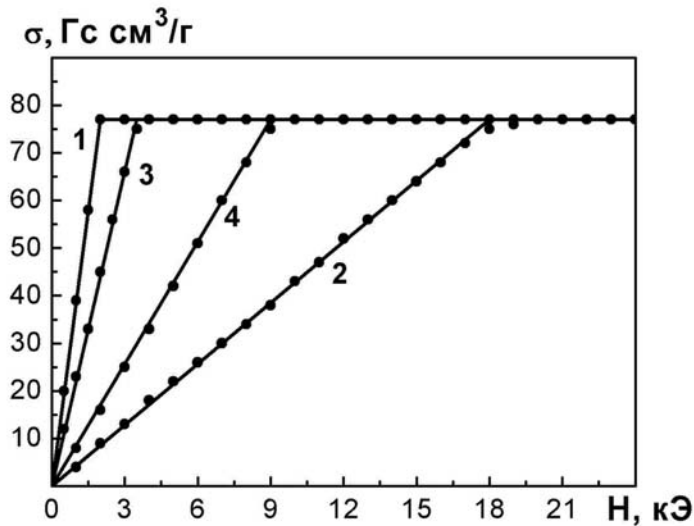


Рисунок 6. Экспериментальные (точки) и теоретические (линии) кривые намагничивания монокристаллов FeB вдоль ОЛН (1), ОТН (2), в плоскости, перпендикулярной к ОЛН под углом $\varphi = 90^\circ$ (3) и 45° (3) к ОТН

Аппроксимация экспериментальных кривых намагничивания линейными зависимостями $I_H(H)$ (рисунок 6) позволила точно определить поля насыщения монокристалла FeB в различных направлениях:

- кривая 1 (ОЛН) – $H_{S1} = H_S^{\text{ОЛН}} = H_0 = 2$ кЭ;
- кривая 2 (ОТН) – $H_{S2} = H_S^{\text{ОТН}} = 18$ кЭ;
- кривая 3 (\perp ОЛН и \perp ОТН) – $H_{S3} = H_S^\perp = 3,5$ кЭ;

Исходя из выражений (19), (20) и (21) получены формулы для определения эффективных констант МКА

$$K_1^* = \frac{I_S (H_S^{\text{ОТН}} - H_0)}{2}; \quad K_2^* = \frac{I_S (H_S^\perp - H_0)}{2}. \quad (26)$$

Подстановка экспериментальных значения полей насыщения монокристаллов FeB в направлениях $[100]$ и $[001]$, а также величины намагниченности насыщения $I_S = \rho \sigma_S = 485$ Гс ($\rho \approx 6,3$ г/м³) в формулу (26) дает величины констант МКА соединения FeB : $K_1^* = 3,9 \cdot 10^6$ эрг/см³ и $K_2^* = 3,6 \cdot 10^5$ эрг/см³.

Для монокристаллов FeV измерены кривые намагничивания в полях, ориентированных под произвольными углами к ОЛН и ОТН, а также построены аналитические угловые зависимости поля смещения $H_{см}$, удельной намагниченности ($\sigma_{см}$) и углов отклонения вектора I_s от ОЛН ($\theta_{см}$) и направления поля ($\psi - \theta_{см}$). Получено хорошее совпадение с теоретических и экспериментальных данных (рисунок 7).

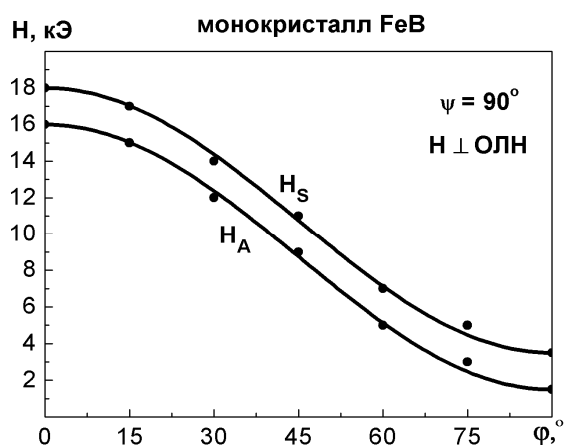


Рисунок 7. Экспериментальные (точки) и теоретические (линии) угловые зависимости поля насыщения H_s и поля анизотропии H_A в плоскости (010), перпендикулярной ОЛН монокристаллов FeV

Высокотемпературные измерения кривых намагничивания монокристаллов FeV проведены вдоль осей ОЛН, ОТН и оси, перпендикулярной ОЛН и ОТН. Измерена температурная зависимость удельной намагниченности насыщения вдоль ОЛН (рисунок 8).

По формулам (26) определены величины констант МКА в интервале температур от комнатной до T_C . На рисунке 9 виден убывающий характер температурных зависимостей эффективных констант K_1^* и K_2^* с ростом температуры. Можно отметить, что выше 300°C монокристаллы FeV становятся практически изотропными.

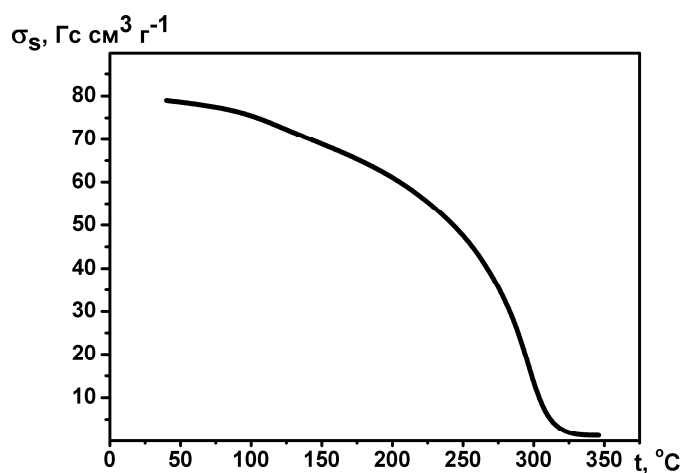


Рисунок 8. Температурная зависимость намагниченности монокристалла FeV вдоль ОЛН в магнитном поле 3 кЭ

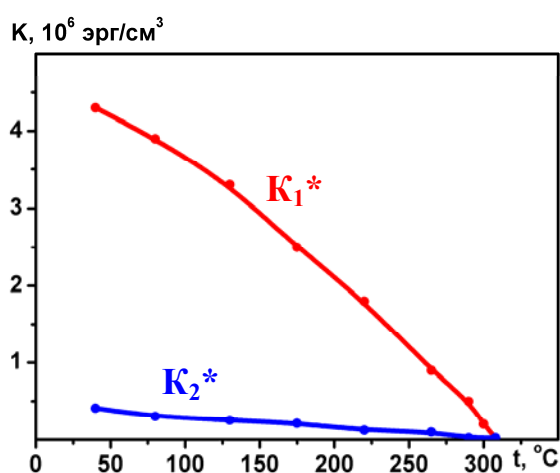


Рисунок 9. Температурные зависимости констант МКА монокристаллов FeV

В третьем параграфе приведены результаты исследований доменной структуры соединений FeV и Co₃V.

На рисунках 10а–б показаны картины доменной структуры на плоскости (010) монокристалла FeV, перпендикулярной ОЛН, выявленные при помощи индикаторной пленки феррита-граната и полярного эффекта Керра. Основные домены имеют среднюю ширину ~25 мкм и по конфигурации близки к лабиринтной структуре одноосных магнетиков (рисунок 10а). Поверхностная доменная структура (рисунок 10б) состоит из полосовых или зигзагообразных доменов одного знака, внутри которых расположены более мелкие замыкающие домены другого знака. Такую конфигурацию структуры можно условно назвать «рядами и зигзагами из звездочек». В структуре существует выделенное направление в ориентации границ основных доменов – направление [001]. Кроме того, при очень больших увеличениях видно, что замыкающие домены имеют правильную форму ромбов. Размер самых мелких деталей структуры на МСМ изображениях составлял приблизительно 500 нм.

На рисунках 9в–е показана доменная структура на плоскостях (001) и (100) монокристаллов FeV. Хорошо видно, что основной объем образца занимают полосовые домены. Установлено, что доменные границы основных доменов ориентированы вдоль ОЛН и перпендикулярно ОТН, а их ширина составляет ~40 мкм.

Исследование доменной структуры соединения Co₃V проведено на ориентированных произвольным образом поверхностях зерен поликристаллического образца. Часть зерен имела полосовую или клиновидную доменную структуру (рисунок 11а–б). На поверхности многих зерен выявляются домены в виде «звездочек» (рисунок 11в–г), причем в рядах «звездочек» прослеживается выделенное направление, вдоль которого они ориентированы. Аналогичная доменная структура в виде «рядов или зигзагов из звездочек» выявляется на плоскости (010) орторомбических монокристаллов FeV.

В четвертом параграфе приведены результаты расчетов микромагнитных параметров доменных границ соединения FeV.

Для соединения FeV величины поверхностной плотности энергии доменных границ, рассчитанные по формулам (22) и (24), составили $\gamma_{\parallel} \approx 13$ эрг/см² и $\gamma_{\perp} \approx 4$ эрг/см². Такая значительная разница в величине γ_{\parallel} и γ_{\perp} свидетельствует о преимущественной ориентации плоскости границ основных доменов параллельно ОЛН и перпендикулярно ОТН. Кроме того значение γ для соединения FeV, рассчитанное по методу Боденбергера-Хуберта [6] ($\gamma = 3,2-3,7$ эрг/см²), близко к величине γ_{\perp} .

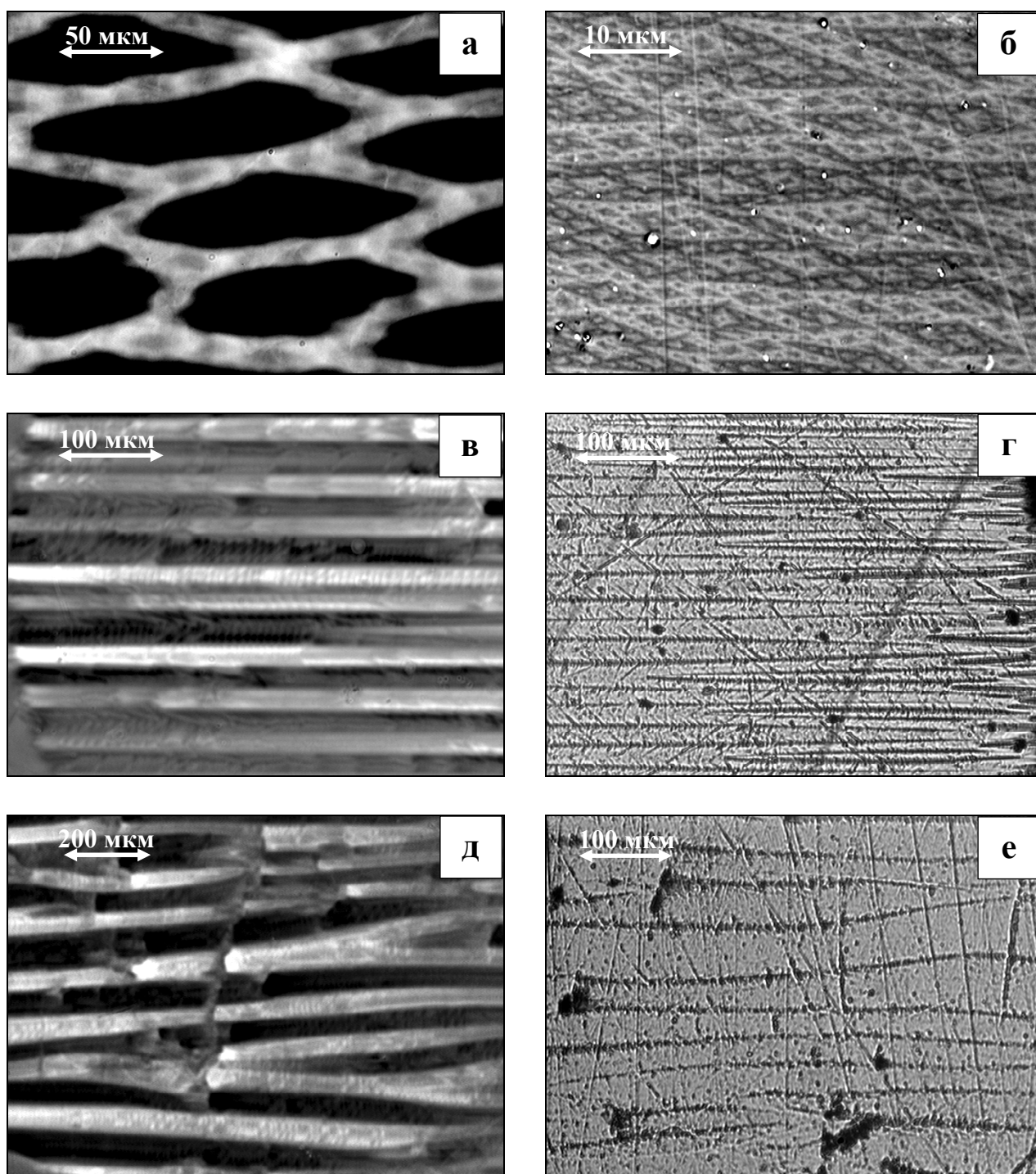


Рисунок 10. Доменная структура монокристаллов FeV на кристаллографических плоскостях (010) (а, б); (001) (в, г); (100) (д, е), выявленная при помощи индикаторной пленки феррита-граната (а, в, д), полярного эффекта Керра (б) и порошковых осадков (г, е)

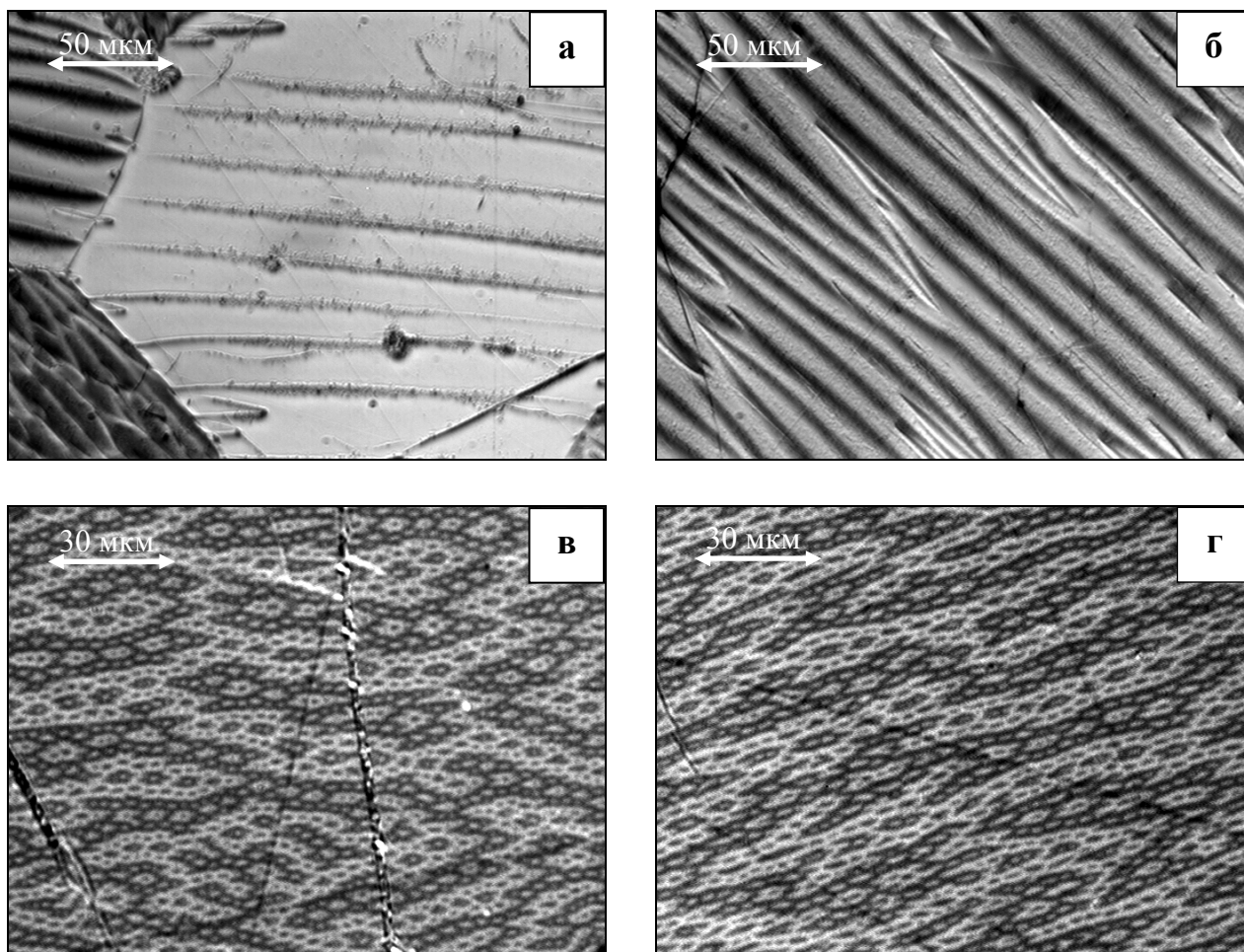


Рисунок 11. Доменная структура поликристалла Co_3V , выявленная методом порошковых осадков (а–б) полярного эффекта Керра (в–г)

Ширина доменных границ соединения FeV , рассчитанная по формулам (23) и (25), составляет $\delta_{\text{эфф}}^{\perp} \approx 87$ нм и $\delta_{\text{эфф}}^{\parallel} \approx 26$ нм.

Для соединения Co_3V величина поверхностной плотности энергии доменных границ была рассчитана по методу Боденбергера-Хуберта, получено значение $\gamma = 7,8\text{--}9,0$ эрг/см².

Согласно выражениям (22) и (24) величину константы МКА можно оценить по формуле:

$$K^* = \frac{\gamma^2}{16A}. \quad (27)$$

Расчет по (27) показал, что величина константы МКА соединения Co_3V лежит в интервале $K^* = 1,7\text{--}2,2 \cdot 10^6$ эрг/см³, что приблизительно в два раза меньше чем K_1^* соединения Co_3V . Оценка эффективной ширины доменных границ по (23) и (25) для соединения Co_3V дает величину $\delta_{\text{эфф}} = 32\text{--}36$ нм.

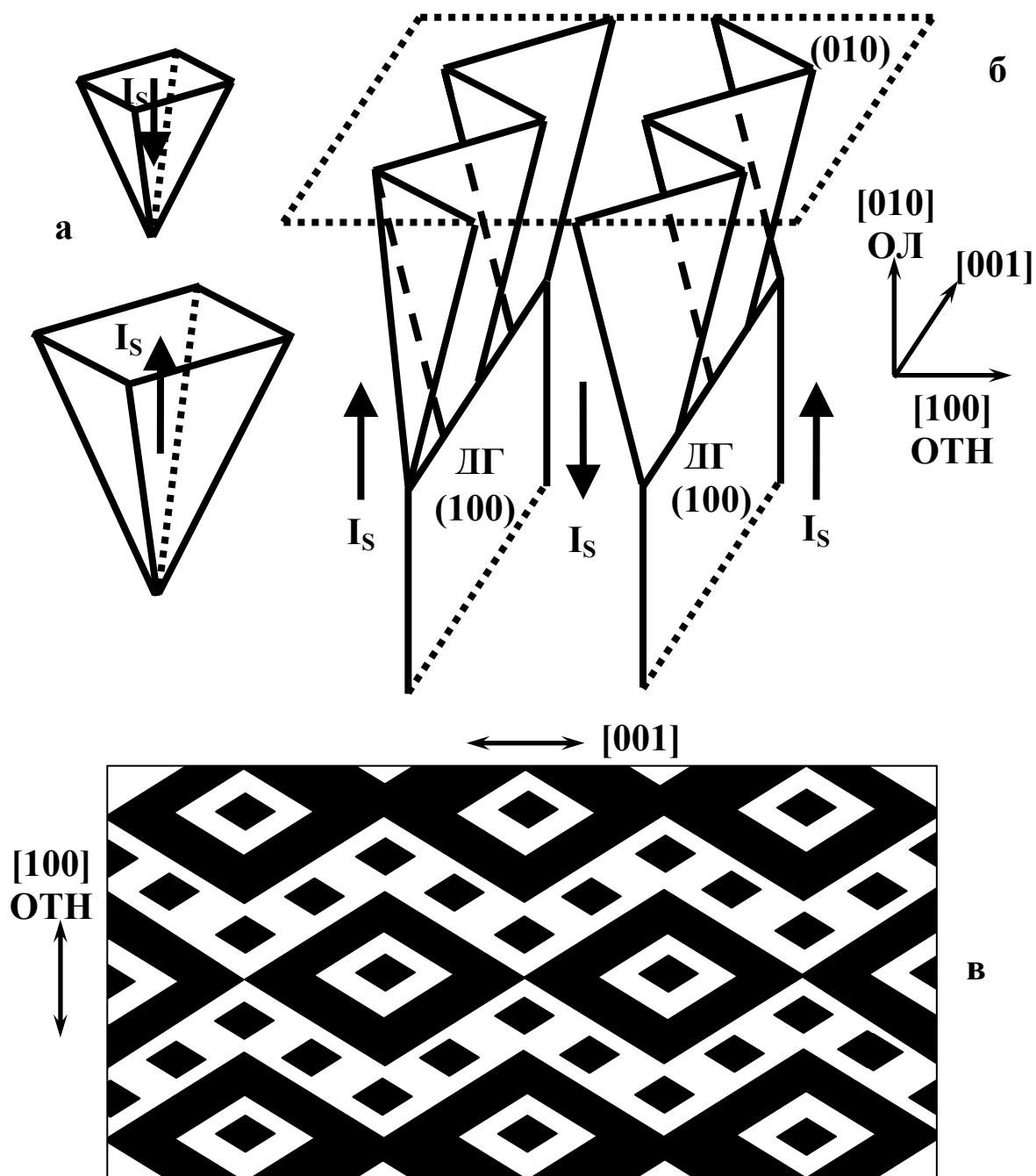


Рисунок 12. Модель доменной структуры орторомбического магнетика FeV.
 (а) – изгиб границ основных доменов вблизи плоскости (010);
 (б) – конфигурация дополнительных замыкающих доменов;
 (в) – структура замыкающих доменов на плоскости (010)

В пятом параграфе описана предложенная на основании полученных данных модель доменной структуры орторомбических магнетиков. На рисунке 12 показана схема модели доменной структуры монокристалла FeV с учетом особенности ориентации ОЛН и ОТН относительно кристаллографических осей.

В основном объеме монокристаллов формируется полосовая структура. Плоскости 180° -ных границ основных полосовых доменов совпадают с кристаллографическими плоскостями (100). Вблизи поверхности формируются несквозные «пирамидообразные» замыкающие домены (рисунок 12а). Основания «пирамид», выходящие на поверхность, имеют правильную форму ромбов. Возможно появление нескольких рядов таких замыкающих доменов. На рисунке 12в показана схема поверхностной доменной структуры на плоскости (010) монокристалла FeV с тремя рядами замыкающих доменов, а в экспериментальных картинах структуры наблюдалось до четырех рядов таких доменов.

Предложенная модель близка к модели доменной структуры ферромагнетиков с МКА типа «легкая ось» [7]. Однако эти модели имеют и существенные различия – строгая ориентация границ основных доменов и правильная форма замыкающих доменов. Эти особенности доменной структуры связаны с сильной МКА в плоскости монокристаллов FeV, перпендикулярной ОЛН.

ОСНОВНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ И ВЫВОДЫ

1. Впервые проведен теоретический анализ магнитокристаллической анизотропии орторомбических магнетиков в рамках феноменологического подхода. Определены положения легких и трудных осей намагничивания. Построена магнитная фазовая диаграмма. Получены выражения для полей анизотропии орторомбических магнетиков.
2. Установлено, что в орторомбических магнетиках существуют две выделенных взаимно перпендикулярных оси, совпадающих с осями симметрии второго порядка, одна из которых является осью легкого, а другая – осью трудного намагничивания. Ориентация ОЛН и ОТН относительно элементарной ячейки кристалла определяется соотношением констант МКА.
3. Впервые проведен теоретический анализ процессов намагничивания орторомбических магнетиков в рамках модели магнитных фаз Нееля. Получены аналитические выражения для величины полей насыщения и других параметров процесса намагничивания.
4. Установлено, что кривые намагничивания вдоль ОЛН и перпендикулярно ОЛН являются линейными. Процесс намагничивания вдоль ОЛН осуществляется за счет только процессов смещения доменных границ, а перпендикулярно ОЛН – только вращения вектора I_s . При произвольной ориентации внешнего поля процесс намагничивания происходит за счет обоих процессов, а кривые намагничивания состоят из двух участков: линейного и асимптотического приближения к насыщению.

5. Впервые измерены кривые намагничивания монокристаллов FeV в различных кристаллографических направлениях. Получено хорошее совпадение теоретических и экспериментальных данных. Определены величины полей насыщения в направлениях вдоль ОЛН и перпендикулярно ОЛН. Рассчитаны значения $K_1^* = 3,9 \cdot 10^6$ эрг/см³ и $K_2^* = 3,6 \cdot 10^5$ эрг/см³.
6. Впервые получены аналитические выражения для поверхностной плотности энергии и эффективной ширины блоховских доменных границ в орторомбических кристаллах. Рассчитаны значения этих микромагнитных параметров для соединений FeV и Co₃V.
7. Впервые исследована доменная структура на плоскостях (100), (010) и (001) монокристаллов FeV. Показано, что основной объем образцов занимают полосовые домены, плоскости границ которых имеют кристаллографическую ориентацию (100). Замыкающие домены на плоскости (010) имеют конфигурацию «звездочек», причем в структуре существует выделенное направление в ориентации границ основных доменов, а замыкающие домены имеют правильную форму ромбов.
8. Исследована доменная структура поликристаллов Co₃V. Обнаружено, что в одних зернах наблюдаются полосовые или каплевидные домены, а в других – структура замыкающих доменов в виде ориентированных рядов «звездочек», аналогичная структуре доменов на плоскости (010) монокристаллов FeV.
9. Предложена модель доменной структуры орторомбических ферромагнетиков.

ОСНОВНЫЕ ПОЛОЖЕНИЯ ОПУБЛИКОВАНЫ В РАБОТАХ:

в журналах из перечня ВАК:

1. Жданова, О. В. Магнитокристаллическая анизотропия, кривые намагничивания и доменная структура монокристаллов FeV / О. В. Жданова, М. Б. Ляхова, Ю. Г. Пастушенко // Физика металлов и металловедение. – 2011. – Т. 112. – № 3. – С. 239–246.
2. Жданова, О. В. Магнитные свойства и доменная структура монокристаллов FeV / О. В. Жданова, М. Б. Ляхова, Ю. Г. Пастушенко // Металловедение и термическая обработка металлов. – 2013. – № 2. – С. 12–16.
3. Жданова, О. В. Расчет кривых намагничивания орторомбических магнетиков в теории фаз Нееля / О. В. Жданова, М. Б. Ляхова, Ю. Г. Пастушенко // Физика металлов и металловедение. – 2013. – Т. 114. – № 7. – С. 603–608.

и в других рецензируемых изданиях:

4. Жданова, О. В. Доменная структура и магнитные свойства соединения FeV / О. В. Жданова, М. Б. Ляхова // *Фундаментальные проблемы радиоэлектронного приборостроения*. – 2008. – Т. 8. – № 4. – С. 149–152.
5. Жданова, О. В. Теоретический анализ магнитокристаллической анизотропии ромбических магнетиков / О. В. Жданова // *Фундаментальные проблемы радиоэлектронного приборостроения*. – 2009. – Т. 9. – № 2. – С. 165–167.
6. Ляхова, М. Б. Доменная структура и магнитные свойства соединений железа и бора / М. Б. Ляхова, О. В. Жданова // *Вестник Тверского государственного университета. Серия: Физика*. – 2009. – № 24. – Вып. 5. – С. 9–17.
7. Жданова, О. В. Температурные исследования процессов намагничивания соединения FeV / О. В. Жданова, Н. А. Воронин // *Фундаментальные проблемы радиоэлектронного приборостроения. Материалы Международной научно-технической конференции «INTERMATIC–2011», 14–17 ноября 2011 г., Москва*. – М.: МГТУ МИРЭА – ИРЭ РАН, 2011. – Ч. 2. – С. 177–179.
8. Жданова, О. В. Влияние температуры на процессы перемагничивания и магнитную анизотропию моноборида железа / О. В. Жданова, М. Б. Ляхова // *Новое в магнетизме и магнитных материалах. Сборник трудов XXII Международной конференции. 17–21 сентября 2012 г., Астрахань*. – Астрахань: Астраханский государственный университет, 2012. – С. 396–398.
9. Жданова, О. В. Микромагнитные параметры соединений FeV и Co₃V / О. В. Жданова, М. Б. Ляхова, Ю. Г. Пастушенков / *IV Международная конференция с элементами научной школы для молодежи «Функциональные наноматериалы и высокочистые вещества». ФНМ–2012. 1–5 октября 2012 г., Суздаль. Сборник материалов*. – М.: ИМЕТ РАН, 2012. – С. 106.
10. Жданова, О. В. Микромагнитные параметры орторомбических боридов кобальта и железа / О. В. Жданова, М. Б. Ляхова // *Фундаментальные проблемы радиоэлектронного приборостроения. Материалы Международной научно-технической конференции «INTERMATIC–2012», 3–7 декабря 2012 г., Москва*. – М.: МГТУ МИРЭА – ИРЭ РАН, 2012. – Ч. 3. – С. 11–14.

СПИСОК ЦИТИРУЕМОЙ ЛИТЕРАТУРЫ

1. Buschow, K.H.J. Magneto-optical properties of metallic ferromagnetic materials / K.H.J. Buschow, P.G. van Engen, R. Jongebreur // *J. Magn. Magn. Mater.* – 1983. – V. 38. – P. 1–22.
2. Hubert, A. Magnetic domains the analysis of magnetic microstructures / A. Hubert, R. Schafer. – Springer, 2009. – 686 p.
3. Неель, Л. Процессы намагничивания и ферромагнитные области монокристаллов железа / Л. Неель // *Физика ферромагнитных областей.* – 1951. – С. 240–283.
4. Киттель, Ч. Физическая теория ферромагнитных областей самопроизвольной намагниченности / Ч. Киттель // *Физика ферромагнитных областей.* – 1951. – С. 19–116.
5. Lilley, B. A. Energies and widths of domain boundaries in ferromagnetics / B. A. Lilley // *J. Phil. Mag.* – 1950. – V.41. – P.792–813.
6. Bodenberger, R. Zur Bestimmung der Blochwandenergie von einachsigen Ferromagneten / R. Bodenberger, A. Hubert // *Phys. Stat. Sol. (a).* – 1977. – V.44. – P.K7–K11.
7. Кандаурова, Г.С. Модель сложной доменной структуры магнитоодноосного кристалла / Г. С. Кандаурова, В. Н. Бекетов // *Физика твердого тела.* – 1974. – Т. 16. – №7. – С.1857–1862.

Подписано в печать 14.11.2013. Формат 60 x 84 1 / 16.
Усл.печ.л. 1,5. Тираж 100 экз. Заказ № 444.

Тверской государственный университет,
Физико-технический факультет.
Адрес: Россия, 170002, г. Тверь, Садовый пер., 35.