

ФЕДЕРАЛЬНОЕ ГОСУДАРСТВЕННОЕ БЮДЖЕТНОЕ УЧРЕЖДЕНИЕ
НАУКИ ИНСТИТУТ ПРОБЛЕМ ТЕХНОЛОГИИ МИКРОЭЛЕКТРОНИКИ И
ОСОБОЧИСТЫХ МАТЕРИАЛОВ РОССИЙСКОЙ АКАДЕМИИ НАУК
(ИПТМ РАН)

на правах рукописи

Фомин Лев Александрович

МИКРОМАГНИТНЫЕ СОСТОЯНИЯ ЭПИТАКСИАЛЬНЫХ
МИКРО- И НАНОСТРУКТУР Fe (001) И Fe (011)

05.27.01 – Твердотельная электроника, радиоэлектронные
компоненты, микро- и наноэлектроника, приборы на квантовых
эффектах

ДИССЕРТАЦИЯ
на соискание ученой степени
кандидата физико-математических наук

Научный руководитель:
доктор физико-математических наук
Г. М. Михайлов

Черноголовка – 2012

Содержание

ВВЕДЕНИЕ.....	4
Глава 1. Обзор литературы	12
1.1. Микромагнитные состояния ферромагнитных микро- и наноструктур.....	12
1.1.1. Область квазиоднодоменных состояний	12
1.1.2. Область многодоменных состояний	13
1.1.3. Переходная область размеров.....	14
1.2. Методы экспериментального исследования магнитного строения микро- и наноструктур	16
1.3. Методики расчетов магнитного строения микро- и наноструктур	19
1.4. Выращивание эпитаксиальных пленок Fe	20
1.5. Экспериментальные исследования магнитных структур переходной области размеров	24
1.6. Перемагничивание микроструктур пропусканием спинполяризованного электрического тока	34
Введение	37
2.1. Выращивание эпитаксиальных пленок	38
2.1.1. Метод импульсного лазерного осаждения	38
2.1.2. Подготовка подложки для роста.....	41
2.2. Изготовление эпитаксиальных микро- и наноструктур по субтрактивной технологии	42
2.3. Методы характеристики пленок и микроструктур из ферромагнитных металлов	44
2.3.1. Рентгеновская дифрактометрия.....	44
2.3.2. Транспортные измерения	46
2.3.3. Параметры, характеризующие качество эпитаксиальных пленок.....	47
2.3.4. Атомно-силовая микроскопия.....	49
2.4. Магнитно-силовая микроскопия	54
2.5. Микромагнитные расчеты	57
2.6. Развитие метода магнитосиловой микроскопии для исследования магнитного строения микро- и наноструктур Fe (001) и Fe (011)	62
2.6.1. Разработка электромагнитной приставки и адаптера для 4-х точечного измерения сопротивления образца к МСМ	62
2.6.2. Повышение чувствительности, пространственного разрешения МСМ зондов и их стойкости во внешнем магнитном поле.....	64
2.6.3. Тестовые объекты	77
Заключение к главе 2	78
Глава 3. Выращивание и исследования свойств эпитаксиальных пленок Fe (001) и Fe (011).....	80
Введение	80
3.1.1. Сравнение пленок Fe, выращенными на А- плоскости сапфира с пленками Ni, выращенными на той же подложке	85
3.1.2. Рентгеновская дифрактометрия пленок Fe (011).....	87
3.1.3. Влияние подслоя Мо на эффективную длину свободного пробега электронов и морфологию поверхности пленок Fe (011).....	89
3.2. Рост эпитаксиальных пленок Fe (001)	91

3.2.1. Зависимость морфологии и эффективной длины свободного пробега электронов от температуры роста	92
Заключение к главе 3	100
Глава 4. Магнитное строение микро- и наноструктур из железа	103
Введение	103
4.1. Магнитное строение поликристаллических микроструктур из железа	104
4.2.1. Структура доменных стенок в пленках и микроструктурах Fe (011)	106
4.2.2. Зависимость магнитного строения от магнитной анизотропии и аспектного отношения для прямоугольных структур Fe (011)	110
4.2.3 Магнитное строение крестообразных структур Fe (011)	120
4.2.4. Изменение магнитного строения и электрического сопротивления микроструктур во внешнем магнитном поле	122
4.3. Магнитное строение микро- и наноструктур Fe (001)	131
4.3.1. Доменные стенки в пленках и микроструктурах Fe (001)	131
4.3.2. Зависимость магнитного строения от магнитной анизотропии и аспектного отношения для прямоугольных структур Fe (001)	134
4.3.3. Магнитное строение крестообразных структур Fe (001)	146
4.4. Изменение магнитного строения микроструктур Fe (001) под воздействием импульсов спин-поляризованного тока	150
Заключение к главе 4	153
ЗАКЛЮЧЕНИЕ	158
СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ	160
СПИСОК ОСНОВНЫХ ПУБЛИКАЦИЙ АВТОРА ПО ТЕМЕ ДИССЕРТАЦИИ	171

ВВЕДЕНИЕ

За последние десятилетия возникла и интенсивно развивается спинтроника – новое направление электроники, связанное с изучением спин-поляризованного электронного транспорта [1, 2]. Это направление имеет большое практическое значение. Считывающие головки современных магнитных дисков уже используют гигантский магниторезистивный и туннельный магниторезистивный эффекты [3 - 7]. В недалеком будущем появится магниторезистивная оперативная память нового поколения [8]. Более сложные устройства, например спиновые транзисторы находятся на стадии исследований [9, 10]. Микро- и наноструктуры из ферромагнитных металлов широко используются в спинтронике в качестве спиновых инжекторов и детекторов [11, 12]. На основе магнитных многотерминальных (в частности крестообразных) микро- и наноструктур может быть реализована многоуровневая логика [13], которая является удобным аппаратом для обработки сложноструктурированной информации.

Перспективным является использование эпитаксиальных структур, так как их свойства в большей степени контролируемы и воспроизводимы за счет совершенного кристаллического строения. Появляется возможность использовать определенное расположение структур относительно кристаллографических осей для создания нужных микромагнитных состояний. В устройствах на их основе электроны (и спины) могут пробегать большие расстояния без рассеяния, проявлять баллистические эффекты, которые способствуют увеличению магнитосопротивления [14]. Сравнительно недавно обнаружено, что гетероэпитаксиальные туннельные структуры на основе ферромагнитного металла, например, железа, демонстрируют гигантское магнитосопротивление за счет нового явления – когерентного туннелирования электронов [15, 16].

Для практических применений микро- и наноструктур необходимо уметь контролировать их магнитное строение, которое зависит от их формы, размеров, и магнитной анизотропии. В свою очередь, коэрцитивные поля, магнитное взаимодействие между частями структуры и, тем самым, магнитные и магнитотранспортные свойства структур определяются их магнитным строением. Однако, несмотря на большой практический и научный интерес, магнитное строение эпитаксиальных планарных микро- и наноструктур, в частности из железа, и влияние на него геометрических размеров и кристаллографической ориентации в области размеров структур порядка 10 – 1000 нм исследовано недостаточно. Отсюда следует **актуальность темы** диссертации.

Цель диссертационной работы заключается в изучении и выявлении закономерностей формирования магнитного строения эпитаксиальных микро- и наноструктур Fe (001) и Fe (011) высокого качества прямоугольной и крестообразной формы, в зависимости от их размеров и ориентации относительно кристаллографических осей, а также способов реализации определенных микромагнитных состояний. Для достижения поставленной цели в диссертационной работе необходимо решить следующие **задачи**:

1. Развить экспериментальные подходы и методики получения эпитаксиальных пленок Fe (001) и Fe (011) на подложках Al_2O_3 методом импульсного лазерного осаждения в сверхвысоком вакууме и последующего изготовления на основе полученных пленок эпитаксиальных микро- и наноструктур высокого качества с использованием субтрактивной технологии микроструктурирования.
2. Развить методы экспериментального исследования магнитного строения микро- и наноструктур Fe (001) и Fe (011) с использованием магнитосилового микроскопа во внешнем управляемом магнитном поле.
3. Адаптировать методы микромагнитного расчета к исследуемым объектам и

провести исследования магнитного строения эпитаксиальных микро- и наноструктур Fe (001) и Fe (011) с использованием расчета и сопоставить с результатами эксперимента.

4. Выявить закономерности формирования магнитного строения эпитаксиальных микро- и наноструктур Fe (001) и Fe (011) прямоугольной и крестообразной формы в зависимости от их размеров, аспектного отношения и ориентации относительно осей легкого намагничивания.
5. Исследовать влияние спин-поляризованного тока на реализацию микромагнитных состояний в эпитаксиальных квадратных микроструктурах из железа.

Выбор объектов исследований

Железо – один из основных ферромагнитных материалов, используемых в магнитоэлектронике. Известно, что эпитаксиальные пленки Fe (001) могут быть выращены на практически значимых полупроводниковых подложках Si и GaAs (001) и диэлектрических подложках MgO и Al₂O₃, что позволяет создавать на их поверхностях функциональные эпитаксиальные микро- и наноструктуры. Это определяет важность выбора объекта исследования.

Основные положения, выносимые, на защиту:

1. Основные микромагнитные состояния микро- и наноструктур Fe (001) и Fe (011) высокого качества, изготовленных из эпитаксиальных пленок, характеризуются регулярностью и определяются размерами структур, их формой и ориентацией относительно осей легкого намагничивания.
2. Реализуемые микромагнитные состояния в прямоугольных микро- и наноструктурах Fe (001) и Fe (011), полученные из экспериментальных и расчетных данных в зависимости от их ширины в диапазоне латеральных размеров 100 - 1000 нм и аспектного отношения (отношения длины к ширине) при значениях 1 – 8, могут быть представлены в виде 2d диаграмм. В построенных диаграммах показано, что:
 - в прямоугольных микроструктурах Fe (001), ориентированных вдоль осей трудного намагничивания, реализуются микромагнитные состояния двух типов: меандр и последовательность вихрей и гиперболических вихрей. Микромагнитное состояние в виде вихрей и гиперболических вихрей реализуется при аспектных отношениях, близких к 4. При меньших аспектных отношениях реализуются вихри, а при больших – меандры. При увеличении ширины микроструктуры до 600 нм эти микромагнитные состояния переходят в доменные структуры типа "cross-tie" и "concertina";
 - переход от многодоменного состояния к квазивихревому при уменьшении размеров структур происходит плавно за счет увеличения доли объема с неколлинеарным распределением намагниченности.
3. В крестообразных микроструктурах Fe (001) и Fe (011) магнитное строение плеч креста аналогично строению прямоугольников таких же размеров. Магнитное строение в перекрестии не является суперпозицией магнитных структур плеч, и зависит от ориентации структуры относительно осей легкого

намагничивания. При уменьшении ширины плеч крестообразной микроструктуры Fe (001), ориентированной под углом 45° к одной из осей легкого намагничивания в плоскости пленки, до 500 нм и менее перекрестие переходит в квазиоднодоменное состояние с направлением намагниченности под углом 45° к плечам.

4. В прямоугольных микроструктурах Fe (011), ориентированных вдоль оси трудного намагничивания, наблюдается корневая зависимость размера полоскового домена от ширины микроструктуры. При этом ширина домена не зависит от аспектного отношения.
5. Для пленок Fe (001), выращенных на R- плоскости сапфира с подслоем Mo, с использованием комплементарного анализа для оптимизации технологии их выращивания установлено, что:
 - имеет место обратная корреляция остаточной длины свободного пробега, шероховатости и коэрцитивной силы, свидетельствующая о прямой связи центров рассеяния электронов и центров пиннинга доменных стенок, определяемой морфологией поверхности;
 - оптимальная температура роста составляет 280°C , при которой остаточная длина свободного пробега максимальна и составляет $l_{eff} = 320$ нм, коэрцитивная сила и шероховатость малы, на уровне $H_c \approx 5$ Гс и $S_q \approx 0,6$ нм.
6. В эпитаксиальных пленках Fe (011), выращенных методом импульсного лазерного осаждения в сверхвысоком вакууме при оптимальных условиях, максимальное значение эффективной остаточной длины свободного пробега электронов составляет $l_{eff} = 540$ нм, что близко к рекордным результатам для эпитаксиальных пленок железа и может быть использовано для создания планарных баллистических устройств.
7. При пропускании через квадратную эпитаксиальную микроструктуру Fe (001) спин-поляризованного тока плотностью больше или равной 10^8 А/см² во

внешнем магнитном поле 300 Э, направление намагниченности микроструктуры при выключении поля меняется на противоположное и определяется спиновой поляризацией тока.

Личный вклад автора в опубликованных с соавторами работах:

1. Участие в постановке задач проектирования магнитоэлектронных устройств на основе эпитаксиальных микроструктур из железа и формулировке экспериментальных и теоретических методов их решения.
2. Совместное с Михайловым Г.М. и Калачом К.М. участие в создании электромагнитной приставки и адаптера для 4-х точечного измерения сопротивления образца к магнитосиловому микроскопу.
3. Совместное с Маликовым И.В. и Пяткиным С.В. участие в технологическом процессе изготовления микро- и наноструктур из эпитаксиальных пленок.
4. Самостоятельное проведение измерений на магнитосиловом микроскопе и проведение компьютерных расчетов.
5. Совместное с Маликовым И.В. и Винниченко В.Ю. участие в обработке и интерпретации данных измерений магнитосопротивления, рентгеновской дифрактометрии и атомносиловой микроскопии эпитаксиальных пленок железа.

Научная новизна работы:

1. Обнаружена обратная корреляция зависимостей коэрцитивной силы и остаточной длины свободного пробега от температуры роста пленок Fe (001) высокого качества, впервые выращенных на R-плоскости сапфира с подслоем Mo (001).
2. Впервые построены диаграммы двумерных микромагнитных состояний, реализуемых в микро- и наноструктурах Fe (001) и Fe (011), от размеров и аспектного отношения при разной ориентации структур относительно осей легкого намагничивания.

3. Впервые интерпретирована структура намагниченности в перекрестии крестообразных микроструктур Fe (001), ориентированных вдоль осей трудного намагничивания в плоскости пленки.
4. Обнаружено переключение направленности круговой намагниченности в квадратных эпитаксиальных микроструктурах Fe (001) спин-поляризованным током.

Практическая ценность результатов работы:

Развитые экспериментальные подходы получения эпитаксиальных структур железа высокого качества, закономерности образования определенных микромагнитных состояний и влияние на них геометрических размеров и кристаллографической ориентации, а также методики диагностики таких структур с применением магнитосиловой микроскопии и микромагнитного расчета могут найти практическое применение при разработке и создании устройств на основе эпитаксиальных микро- и наноструктур из железа. Это могут быть компактные датчики магнитного поля, ячейки энергонезависимой памяти для вычислительной техники, магнитные вентили, эффективные источники микроволнового и терагерцевого излучений и т.д.

Апробация работы.

Основные результаты диссертации были доложены:

На **Международных конференциях и совещаниях**: "Scanning Probe Microscopy" – International Workshop (Russia, Nizhny Novgorod 2003, 2005); International Conference "Micro- and Nanoelectronics" (Russia, Zvenigorod 2007, 2009, 2012); International Symposium "Nanostructures: Physics and Technology" (Russia, St. Petersburg 2003, Belarus, Minsk 2009); Международный симпозиум "Нанопизика и нанозлектроника", (Россия, Нижний Новгород, 2006, 2007, 2008, 2009, 2010, 2011, 2012); IV Euro-Asian Symposium "Trends in magnetism" EASTMAG-2010 (Russia, Ekaterinburg, 2010).

Материалы выступлений опубликованы в тезисах и трудах вышеперечисленных конференций.

Публикации.

Основные результаты диссертации отражены в 23 работах, в том числе в 8 статьях из списка ВАК. Список статей приведен в конце диссертации.

Структура и объем диссертации.

Диссертационная работа состоит из введения, обзора литературы по теме диссертации, трех оригинальных глав, заключения, списка публикаций автора по результатам диссертационной работы, списка цитируемой литературы. Объем диссертации составляет 174 страницы, в том числе 90 рисунков, одну таблицу и 122 литературных ссылки.

Глава 1. Обзор литературы

1.1. Микромагнитные состояния ферромагнитных микро- и наноструктур.

Технология современных микроэлектронных устройств основана на планарной технологии. Латеральные размеры элементов магнитоэлектроники обычно лежат в диапазоне 50 – 1000 нм. Таким образом, магнитное строение ферромагнитных микроструктур в области размеров от сотни нанометров до нескольких микрон представляет практический интерес. Кроме того, оно представляет отдельный научный интерес, так как планарные размеры магнитной структуры (L) сравнимы с некоторыми характеристическими длинами в магнетике, например, с шириной доменной стенки (δ). Указанная область размеров принадлежит к переходной области, ограниченной снизу структурами, находящимися в однодоменном состоянии ($L < \delta$) и ограниченной сверху многодоменными макроструктурами ($L \gg \delta$), для которых значения магнитостатической энергии можно считать равными нулю. В переходной области ($L \sim \delta$ и $L > \delta$) необходим учет всех составляющих энергии магнитной структуры, включая магнитостатическую (магнитодипольную), обменную, энергию анизотропии и энергию Зеемана.

1.1.1. Область квазиоднодоменных состояний

Если размеры частицы меньше или сравнимы с шириной доменной стенки, то она будет находиться либо в однодоменном, либо в квазиоднодоменном состоянии. Для однодоменных частиц теория перемагничивания была разработана Стоунером и Вольфартом еще в 40-х годах [17]. Ими была предложена модель когерентного вращения намагниченности, согласно которой магнитный момент частицы во внешнем поле вращается как одно целое. Впоследствии многими

авторами, в частности Кондорским [18] была разработана теория квазиоднодоменных состояний. Были рассмотрены модели магнитного строения для наночастиц в форме эллипсоидов, а также пленок и нанопроводов [19 - 22].

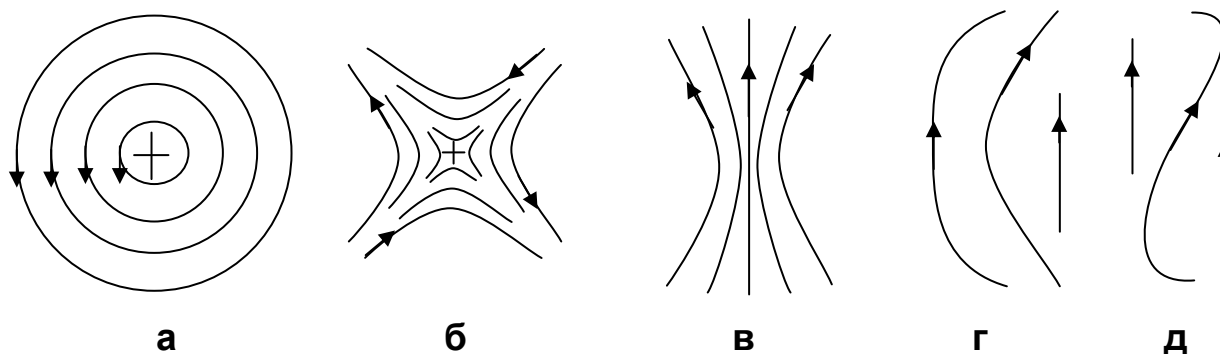


Рис. 1.1. Элементарные микромагнитные состояния микроструктур в переходной области размеров: вихрь (vortex) (а); гиперболический вихрь (antivortex) (б); цветок (flower) (в); С (с), S (д).

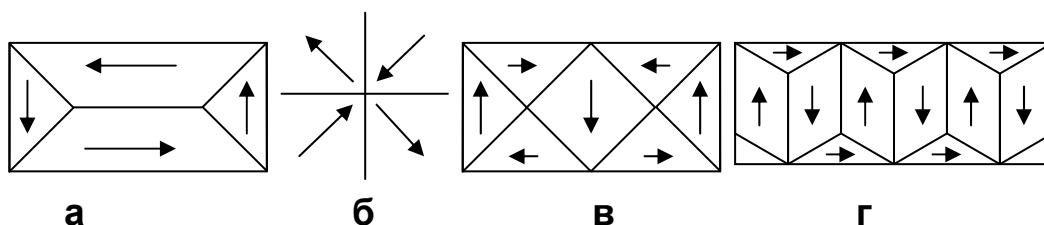


Рис. 1.2. Типы магнитного доменного строения микроструктур в области размеров много большей ширины доменной стенки: структура Ландау (а), четыре домена с 90-градусными стенками ("quartet") (часть структуры) (б), алмаз ("diamond") (в), меандр ("concertina") (г).

1.1.2. Область многодоменных состояний

С другой стороны, если размеры ферромагнитного образца на два или более порядков превышают ширину доменной стенки, то его магнитное строение может быть описано аналитическими моделями, разработанными в 40-х годах [23].

Модели магнитного строения планарных микроструктур без анизотропии размерами порядка единиц и десятков микрон были позже разработаны ван ден Бергом [24].

1.1.3. Переходная область размеров

Для микроструктур в области размеров 10 – 1000 нм короткодействующие (обменное, спин-орбитальное) и дальнодействующие (магнитостатическое) взаимодействия сравнимы по величине. Из-за этого макроскопическое описание магнитного строения не годится. Однодоменное состояние также энергетически невыгодно, поскольку оно приводит к большим значениям магнитостатической энергии. В этом смысле данную область размеров можно назвать переходной. Уменьшение только одного размера, такого как толщина пленки, приводит к появлению так называемых поверхностных магнитных структур (Surface Magnetic Structures, SMS) [25]. SMS имеют место в микроструктурах из пленок, толщина которых меньше или сравнима с шириной доменной стенки. К ним относятся такие магнитные структуры, как вихрь (“vortex”), гиперболический вихрь (“antivortex”), цветок (“flower”), C-структура, S-структура и др. (рис. 1.1). Существование этих новых магнитных состояний и других так называемых

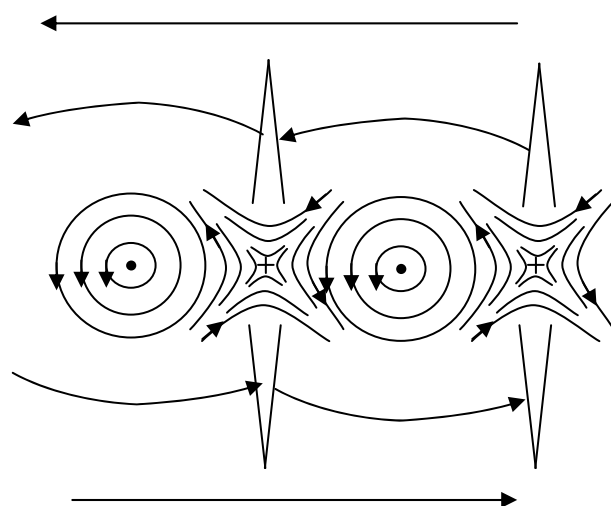


Рис. 1.3. Структура доменной стенки с поперечными связями для пленки с намагниченностью, лежащей в плоскости (вид сверху).

"основных микромагнитных состояний", то есть состояний с минимальной свободной энергией, было теоретически предсказано в работе [26]. Все они были экспериментально обнаружены в работах [27 - 41] Микромагнитное состояние в виде вихря ("vortex") (рис. 1.1a) представляет собой распределение намагниченности, такое, что вектор намагниченности направлен везде по касательной к окружностям с общим центром, за исключением небольшой области в центре вихря (кора), в которой он направлен перпендикулярно плоскости планарной микроструктуры. Радиус кора в планарных микроструктурах из железа составляет около 5 нм [42]. Структура Ландау (рис 1.2a) является предельным случаем вихря при увеличении размеров. Микромагнитное состояние типа гиперболического вихря ("antivortex", "hyperbolic vortex") (рис. 1.1б), представляет собой структуру, подобную вихрю за исключением того, что вектор намагниченности направлен по касательной к гиперболам. В его центре также имеется кор. Предельным случаем его при увеличении размеров является схождение 4-х 90° -ных доменных стенок (рис. 1.2б).

Магнитные структуры, подобные SMS, также могут быть обнаружены в доменных стенках. Как известно, в ферромагнитных пленках есть два основных (классических) типа доменных стенок - стенки Блоха и стенки Нееля. В стенке Блоха вектор намагниченности поворачивается вокруг оси, параллельной плоскости пленки, а в стенках Нееля - вокруг оси, перпендикулярной этой плоскости. Однако, даже эти простого типа стенки могут быть неоднородными. В них могут существовать линии Блоха и точки Блоха, намагниченность в которых образует вихри и гиперболические вихри [43]. Есть также и другие типы доменных стенок. Это в частности стенки с поперечными связями "cross-tie", которые можно рассматривать как комбинации стенок Блоха и Нееля. [44, 45] (рис. 1.3). Такая 180° -ная стенка состоит из последовательности круговых вихрей и гиперболических вихрей. В микроструктурах, размеры которых сравнимы с

длиной поперечной связи, такое магнитное строение тоже называется "cross-tie", хотя о доменах и стенках в данном случае говорить нельзя. В толстых пленках структура доменной стенки по толщине может быть неоднородной, в частности вихревой [46]. Структура доменных стенок в ферромагнитных пленках, в частности железа, изучалась во многих работах как теоретически, так и экспериментально [47 - 58].

Размеры микро- и наноструктур, при которых происходит переход от однодоменного к квазивихревому состоянию, зависят от их формы и магнитной анизотропии. В работе [26] методами численного моделирования исследовалось магнитное строение ферромагнитного образца в форме кубика, имеющего одну ось легкого намагничивания параллельно одной из сторон кубика, в зависимости от размера кубика и отношения энергии анизотропии к магнитостатической энергии (Q) материала. Установлено, что при уменьшении размеров образца в области $Q \ll 1$ переход из многодоменного состояния в однодоменное состояние происходит через вихревое состояние. Микроструктуры другой формы не рассматривались.

1.2. Методы экспериментального исследования магнитного строения микро- и наноструктур

Для исследований магнитного строения микро- и наноструктур в настоящее время используется множество методик. Из них наиболее распространены следующие.

1. Лоренцевская просвечивающая электронная микроскопия (ЛПЭМ) [58]. Изменение направления вектора намагниченности в образце приводит к изменению направления силы Лоренца, действующий на электроны пучка. Электроны, проходящие через пленку в соседних магнитных доменах, отклоняются в разные стороны, что приводит либо к усилению, либо к ослаблению интенсивности детектируемого сигнала визуализации. Контраст

возникает в дефокусированном изображении, причем знак контраста меняется при изменении знака дефокусировки. Эта методика используется по большей части для исследования магнитного строения пленок. Однако на ее основе возникла другая, весьма перспективная методика исследования магнитного строения микро- и наноструктур, - электронная голография [59]. В этой методике электронный пучок разделяется на два - опорный и проходящий через образец. Наблюдается картина интерференции этих пучков, которая дает исчерпывающую информацию о магнитном строении образца.

2. Сканирующая электронная микроскопия с анализом поляризации (spin-SEM или SEMPA) [60]. В этой методике измеряется спиновая поляризация вторичных электронов, которые собираются детектором, чувствительным к спину электрона. Спиновая поляризация прямо пропорциональна намагниченности образца. Данная методика позволяет одновременно мерить топографию и пространственное распределение намагниченности на поверхности образца.

3. Магнитооптические методики [61 - 63]. Вследствие магнитооптического эффекта Керра, линейно поляризованная волна, падающая на поверхность магнитного образца, меняет плоскость поляризации. Линейно поляризованный луч лазера падает на образец и после его отражения определяется изменение плоскости поляризации луча с использованием светового поляризатора для определения намагниченности образца. При сканировании поверхности образца с помощью оптического световода возможно получение изображения его поверхности в виде магнитного контраста поверхности. Реализация ближнеполевого сканирования позволила бы наблюдать контраст магнитооптического отклика даже на нанометровом масштабе [63]. Также для исследования магнитного строения пленок и микроструктур из некоторых материалов (например слабых ферромагнетиков) может применяться метод комбинационного (Рамановского) рассеяния [64].

4. Спин-поляризованная сканирующая туннельная микроскопия (Spin-Polarized Scanning Tunneling Microscopy, SP-STM) [65]. Это методика позволяет визуализировать распределение намагниченности поверхности образца с атомным разрешением. Для реализации этой методики игла туннельного микроскопа покрывается слоем магнитного материала, например Fe. Туннельный ток между иглой и образцом зависит от плотности состояний на уровне Ферми у поверхности образца, которое в ферромагнетике зависит от направления проекции спина. Методика SP-STM нечувствительна к полному магнитному моменту образца и к внешнему магнитному полю.

5 Рентгеновская магнитная микроспектроскопия [66]. Новая методика, которая объединяет фотоэлектронную эмиссионную микроскопию (PEEM) и магнитный круговой дихроизм в мягком рентгеновском излучении (XMCD). Интенсивности поглощения ферромагнитным материалом фотонов циркулярно-поляризованного мягкого рентгеновского излучения зависят от направления спина фотона по отношению к намагниченности образца. Это позволяет наблюдать его магнитное строение. Методика может быть осуществлена только на синхротронном излучении.

6. Магнитно-силовая микроскопия (Magnetic Force Microscopy, MFM) [67]. Эта методика есть развитие атомносиловой микроскопии, и она позволяет отображать магнитные поля вблизи поверхности образца с латеральным меньше 100 нм. В качестве MFM зонда используется ферромагнитная игла, прикрепленная к гибкой балке. Обычно используются стандартные AFM иглы с ферромагнитным покрытием. Игла проходит над поверхностью образца на некотором расстоянии, и по отклонению балки можно судить о магнитном поле, создаваемом магнитным образцом, в данной точке. Эта методика является наиболее простой из перечисленных. Она не требует сверхвысоковакуумной техники, синхротрона и других очень сложных и дорогих установок. Несмотря на ее недостатки, такие как

влияние магнитного поля зонда на образец, не очень высокое разрешение (по сравнению, например с SP-STM), большинство экспериментальных исследований магнитного строения микро- и наноструктур были проведены с ее помощью. Именно эта методика использована в данной диссертационной работе. Она также имеет свое развитие - это магнитная обменно-силовая микроскопия (MExFM), которая позволяет исследовать магнитное строение микро- и наноструктур с атомарным разрешением [68].

1.3. Методики расчетов магнитного строения микро- и наноструктур

Для расчетов магнитного строения микроструктур в переходной области размеров применяют модельный подход, который получил название "микромагнетизм" [69]. Согласно этому подходу магнитный образец разбивается на элементарные ячейки счета, магнитный момент которых остается постоянным по величине. Размер ячейки желательно выбрать равным обменной длине для данного вещества, то есть расстоянию, на котором обменное взаимодействие между атомами достаточно сильно, чтобы их магнитные моменты были все время параллельны друг другу. Изменения локальной намагниченности сводятся к поворотам магнитного момента, величина которого остается постоянной. Решается временное уравнение эволюции микромагнитного состояния из некоторого начального, которое эволюционирует к стационарному состоянию, соответствующему некоторому минимуму свободной энергии, например уравнение Ландау-Лифшица. Существует множество программных пакетов для микромагнитных расчетов, это в частности OOMMF [70], LLG [71], Magpar [72], nmag [73], mumax [74]

1.4. Выращивание эпитаксиальных пленок Fe

Микроструктуры из эпитаксиальных пленок ферромагнитных металлов исследованы в меньшей степени, чем те, которые изготавливались из поликристаллических пленок пермаллоя, поскольку эпитаксиальный рост требует особых условий.

Эпитаксиальный рост пленок Fe был осуществлен разными методами на подложках из разных материалов разных кристаллографических ориентаций, в том числе на практически значимых полупроводниковых материалах, таких как GaAs и Si. Методом молекулярно-лучевой эпитаксии выращивали Fe (110) на GaAs (110) [75], а также Fe (100) на GaAs (100) и InAs (100) [76]. Удалось осуществить эпитаксиальный рост пленок железа на Si(100), Si(110), и Si(111) [77].

Наиболее употребимыми подложками для Fe являются MgO и сапфир (Al_2O_3), поскольку они химически нейтральны и обладают на определенных срезах значениями параметра решетки близкими к Fe ($a = 2,866 \text{ \AA}$). Эти материалы также являются практически значимыми, поскольку в частности, кремний эпитаксиально растет на Al_2O_3 , а MgO(001) на Si(001), что важно для интеграции с полупроводниковой электроникой. Кроме этого, они являются хорошими туннельными диэлектриками. Для эпитаксиальных туннельных структур Fe//MgO//Fe были получены очень большие величины магниторезистивного эффекта с высокой воспроизводимостью результатов [15]. Был реализован

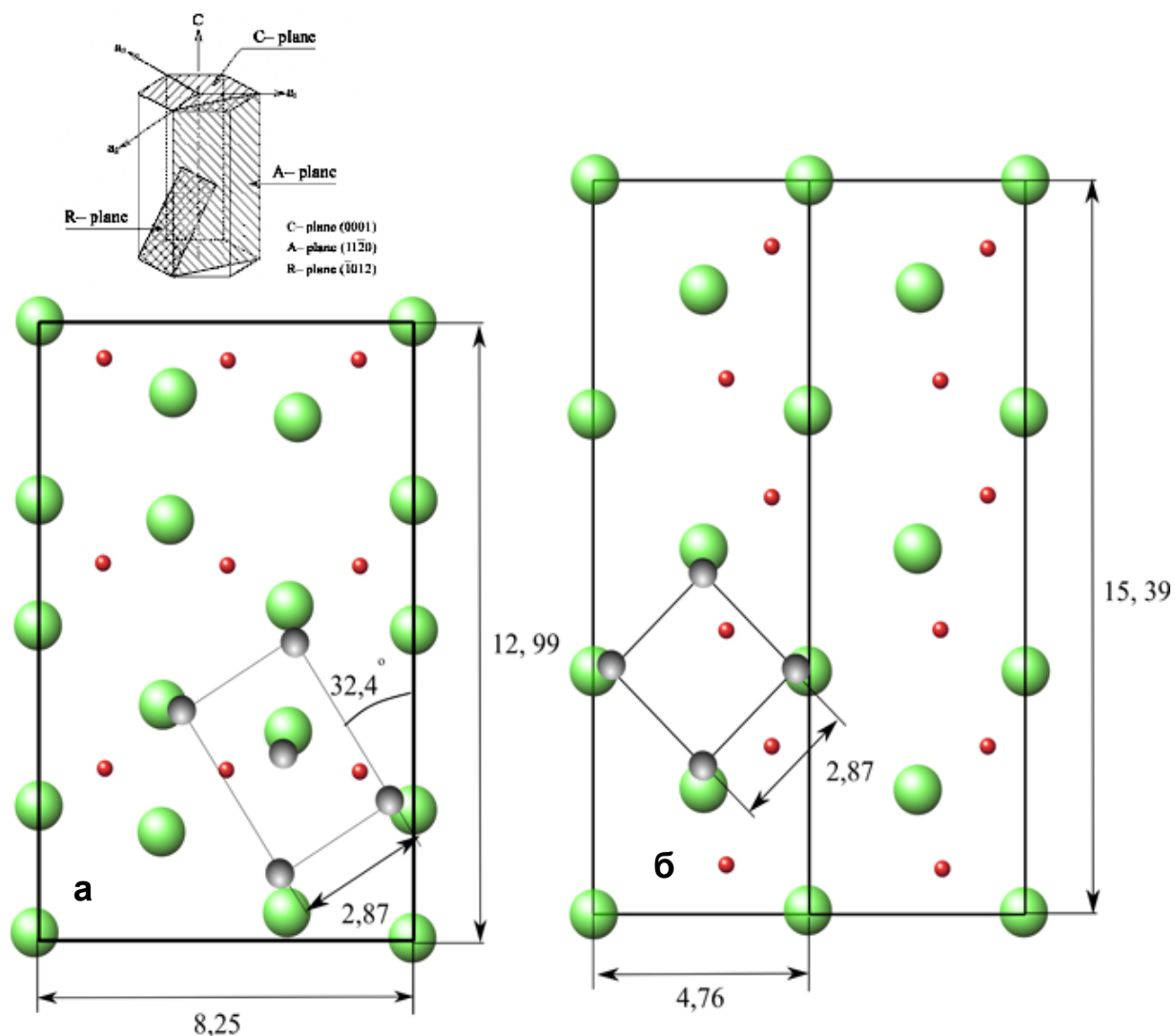


Рис. 1.4. Вид A-плоскости сапфира (а) и R-плоскости сапфира (б). Красные маленькие кружки — атомы кислорода, зеленые большие — атомы алюминия. Серые кружки - атомы железа. Все значения указаны в ангстремах. На вкладке показаны расположения плоскостей в гексагональной решетке.

послойный рост эпитаксиальной пленки Fe (001) на MgO (001) при комнатной температуре. Было показано, что железо вырастает псевдоморфно с поворотом в плоскости (001) на 45°.

Эпитаксии Fe на MgO и сапфире, однако, препятствует плохая смачиваемость. Поверхностная энергия железа ($\gamma_{\text{Fe}} = 2.4 \text{ Дж/м}^2$) больше, чем у MgO ($\gamma_{\text{MgO}} = 1.1 \text{ Дж/м}^2$) и сапфира ($\gamma_{\text{Al}_2\text{O}_3} = 1.2 \text{ Дж/м}^2$) [79]. Тем самым железу энергетически выгодно собираться в капли. Для устранения проблемы смачивания используются буферные слои из тугоплавких металлов, таких как W и Mo. Железо обладает рассогласованием решеток близким к 10% как с Mo ($a = 3,150 \text{ \AA}$) так и с W ($a = 3,165 \text{ \AA}$). Поверхностная энергия W и Mo ($\gamma_{\text{W}} = 4.0 \text{ Дж/м}^2$, $\gamma_{\text{Mo}} = 3.4 \text{ Дж/м}^2$) больше, чем у Fe, что способствует смачиванию [80]. В отличие от MgO сапфир имеет довольно сложную кристаллическую решетку, которую можно представить, в частности, как гексагональную. В одной элементарной ячейке ее находятся 12 атомов алюминия и 18 атомов кислорода. Хотя расчетов расположения атомов железа на поверхностях сапфира при эпитаксиальном росте пленок Fe на них не проводилось, исходя из экспериментальных результатов, полученных в работе [80] и в данной диссертационной работе, можно предполагать, что атомы железа расположены так, как показано на рис. 1.4. На нем показано возможное расположение атомов железа при эпитаксиальном росте на R- и A- плоскостях сапфира. Расположение этих плоскостей относительно гексагональной решетки сапфира показано на вкладке.

Эпитаксиальные пленки Fe (011) выращивались на подложках A- плоскости сапфира (11-20) с подслоем Mo методом молекулярно-лучевой эпитаксии в работах [81 - 83]. Было показано, что пленки Mo (011) и соответственно затем Fe (011) растут с поворотом в плоскости (011) на угол приблизительно 35° . В работах авторов из этой же группы, а также группы Кента [93 - 95] выращенные эпитаксиальные пленки были исследованы разными методиками. В частности измерялось отношение сопротивлений при комнатной температуре и при температуре жидкого гелия (RRR). Для пленок толщиной 200 нм были получены рекордные RRR (31,7), что соответствует остаточной длине свободного пробега

электронов более 500 нм. Этот результат, а также и другие результаты свидетельствуют о том, что были получены пленки высокого качества.

Эпитаксиальные пленки Fe (001) хорошего качества также были выращены на подложках MgO с подслоем Mo, в частности, в работах группы Фручара [83]. Однако по эпитаксии железа на R-плоскости сапфира опубликованных данных не найдено. На рис. 1.4а показано, как может располагаться решетка Mo (и соответственно решетка Fe) на поверхности A- плоскости сапфира (11-20) [80]. Атомы Mo располагаются вблизи атомов алюминия, причем соответствие решеток наступает при росте вдоль направления [011]. Для сравнения на рис. 1.4б показана R-плоскость сапфира. В наших работах [85] было найдено, что пленки W и Mo эпитаксиально растут на R-плоскости сапфира. Это означает, что эпитаксиальный рост Fe с подслоем W или Mo на R-плоскости сапфира возможен.

Таким образом, для выращивания эпитаксиальных пленок Fe хорошего качества подходят подложки MgO и сапфир (R- или A-плоскость), и при этом желательно использовать подслой W или Mo.

1.5. Экспериментальные исследования магнитных структур переходной области размеров

В конце 1990-х - начале 2000-х годов в связи с практическим интересом и массовым распространением методики МСМ начались экспериментальные исследования магнитных структур переходной области размеров. Большая часть работ была посвящена микроструктурам из пермаллоя. В работе [86] с помощью МСМ были исследованы планарные микроструктуры из пермаллоя ($\text{Ni}_{80}\text{Fe}_{20}$) в форме кругов диаметром от 0,3 до 1 мкм и толщиной 50 нм.

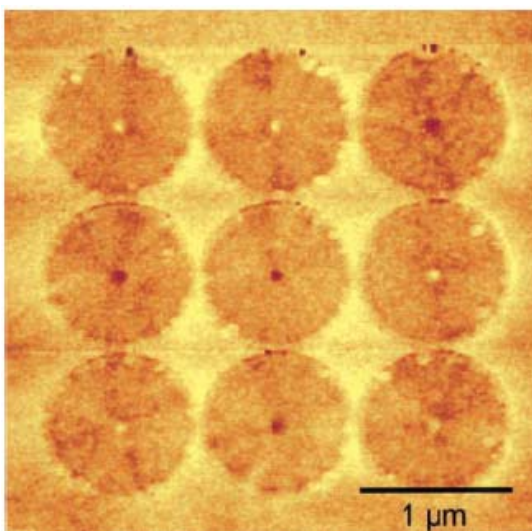


Рис. 1.5. МСМ изображение кругов из пермаллоя диаметром 1 мкм и толщиной 50 нм из работы [86].

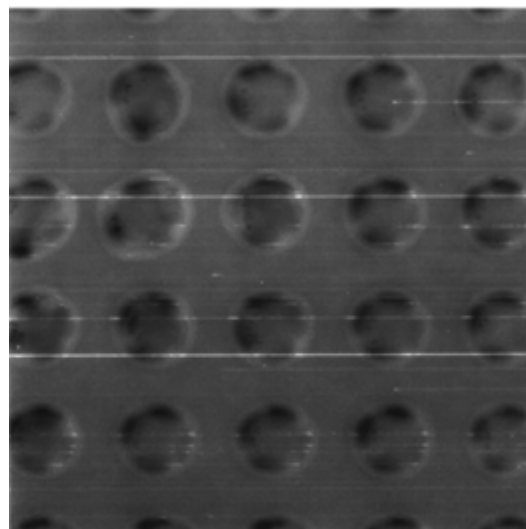


Рис. 1.6. МСМ изображение кругов из Fe(001) диаметром 0,6 мкм и толщиной 50 нм из работы [87].

Было экспериментально показано существование магнитной структуры в виде вихря и присутствия области перпендикулярной намагниченности в центре вихря (кора). На рис. 1.5 Изображено МСМ изображение пермалловых кругов диаметром 1 мкм и толщиной 50 нм, полученное в той работе. Видно, что МСМ контраст не имеет особенностей по всей поверхности отдельно взятого круга за

исключением его центра. Черные и белые точки в центре соответствуют разным направлениям кора - вверх и вниз. Это пример МСМ изображения вихря, каким оно должно быть в отсутствии магнитной анизотропии. В эпитаксиальных микроструктурах анизотропия обычно есть.

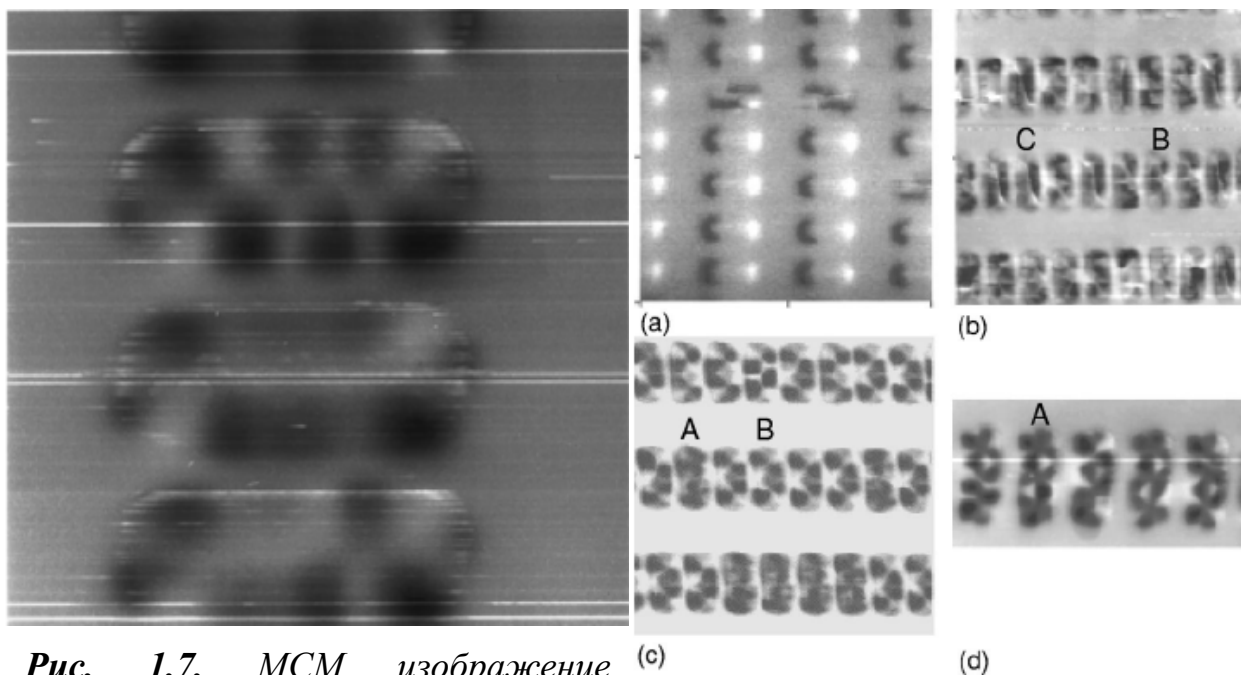


Рис. 1.7. МСМ изображение прямоугольников из Fe(001) размерами 0,9 мкм × 0,3 мкм и толщиной 50 нм, ориентированных под 45° к ОЛН из работы [87].

Рис. 1.8. МСМ изображение прямоугольников из Fe(001) размерами 0,9 мкм × 0,3 мкм и толщиной 10 нм (a); 15 нм (b); 30 нм (c); 50 нм (d) ориентированных под вдоль ОЛН из работы [88].

Эпитаксиальным микроструктурам из железа было посвящено сравнительно мало работ. В работе группы Хэнсона [87] исследовалось магнитное строение структур субмикронных размеров из эпитаксиальных пленок Fe (001) толщиной 50 нм. Структуры имели форму кругов и прямоугольников, ориентированных под углом 45° к оси легкого намагничивания (ОЛН) (вдоль проекции оси трудного

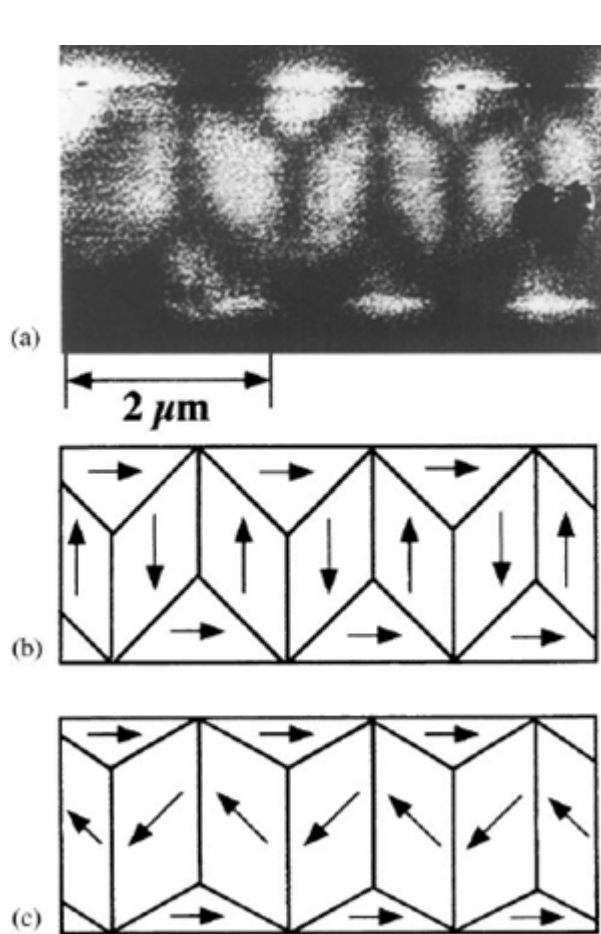


Рис. 1.9. MCM изображение полосы из Fe(001) шириной 2 мкм и толщиной 50 нм (a), схематичное изображение ее магнитного в основном состоянии (b) и в промежуточном состоянии (c); из работы [89].

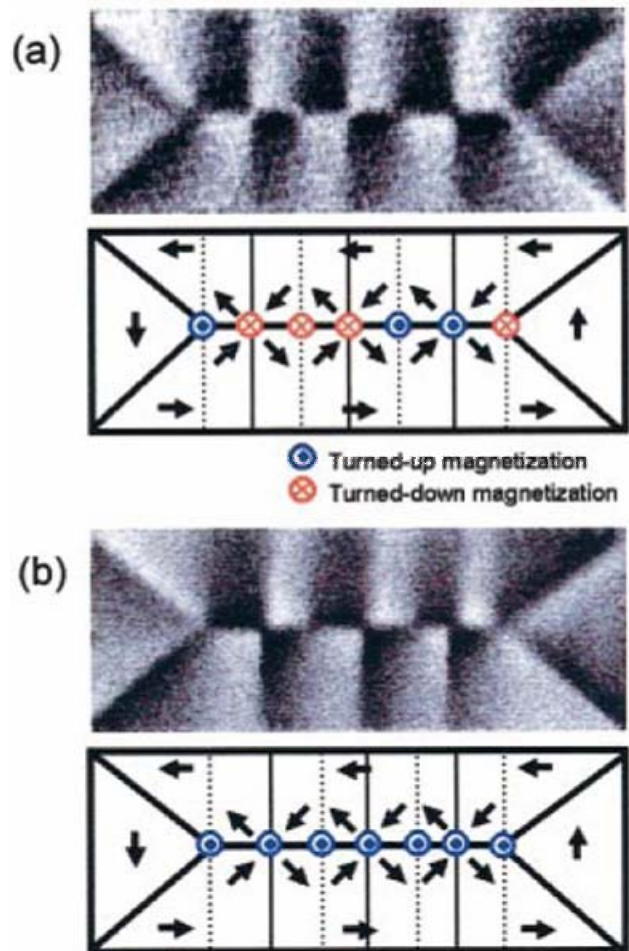


Рис. 1.10. MCM изображения и их интерпретация прямоугольной микроструктуры из пермаллоя ($\text{Ni}_{80}\text{Fe}_{20}$) размерами 1 мкм $\times$ 3 мкм и толщиной 50 нм, в начальном состоянии (a) и после приложения перпендикулярного поля с индукцией 1,5 Тл (b), из работы [90].

намагничивания на плоскость пленки). В MCM изображениях кругов из эпитаксиальных пленок Fe (001) наблюдались дополнительные особенности в MCM контрасте, связанные с двуслойной анизотропией в плоскости пленки. На рис.

1.6 показано МСМ изображение участка поверхности образца с кругами диаметром 0,6 мкм из этой работы. Две оси легкого намагничивания ориентированы вдоль направлений [100] и [010]. Сканирование производилось вдоль направления [110]. В МСМ контрасте отдельного круга просматривается симметрия 4-го порядка, и не видно кора. Таким образом, видно, что анизотропия очень сильно повлияла на магнитное строение. На рис. 1.7 показано МСМ изображение участка поверхности образца с прямоугольниками размерами $0,9 \times 0,3$ мкм, ориентированными под 45° к ОЛН, из той же работы. По нашим предположениям, магнитное строение этих прямоугольников представляет собой структуру в виде вихрей и гиперболических вихрей, однако, в самой работе интерпретация МСМ контраста не была приведена.

В работе той же группы [88] методами МСМ и анализа кривых магнитного гистерезиса было исследовано магнитное строение прямоугольников Fe (001) размерами $0,9 \times 0,3$ мкм в зависимости от толщины. Наблюдалось постепенное изменение МСМ контраста по мере уменьшения толщины в диапазоне от 50 до 10 нм. При толщине 50 нм в размагниченном состоянии формировалась структура "diamond", состоящая из трех замкнутых вихревых подструктур (рис. 1.8d). В прямоугольниках с толщинами 30 нм (рис. 1.8c) и 15 нм (рис. 1.8b) количество замкнутых подструктур уменьшалось до двух и двух- одной соответственно. Прямоугольники с толщиной 10 нм находились в квазиоднодоменном состоянии, образуя структуру цветка ("flower state"). Такое поведение намагниченности объяснялось увеличением ширины доменной стенки с уменьшением толщины. Предполагалось, что стенка имеет Неелевскую и Блоховскую компоненты, и с уменьшением толщины структуры доля Неелевской компоненты растет. Был также проведен микромагнитный расчет, который показал наличие вихревых магнитных структур в прямоугольных микроструктурах, ориентированных вдоль ОЛН. Однако, расчет проводился по двумерной модели, и подтвердить гипотезу

уширения доменной стенки с его помощью не представлялось возможным. Как видно по МСМ изображениям, при толщинах 15 и 30 нм реализуется одновременно многие типы магнитных структур. Некоторые изображения можно интерпретировать как структуру Ландау со 180° доменной стенкой, ориентированной под небольшим углом к оси структуры. На других можно

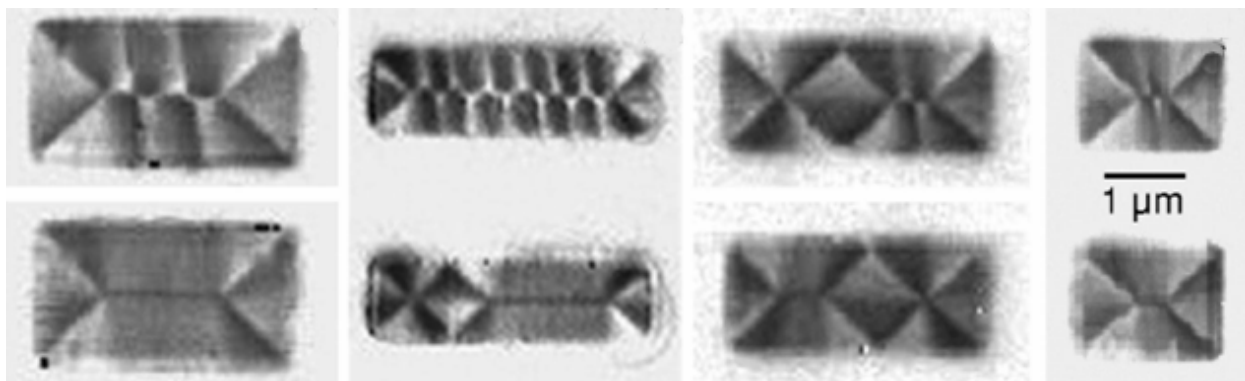


Рис. 1.11. Магнитное строение пермалловых микроструктур толщиной 70 нм (верхний ряд) и 100 нм (нижний ряд) из работы [91].

заметить гиперболический вихрь. Это, возможно, обусловлено тем, что хотя разные микромагнитные состояния имеют разную свободную энергию, отличия в этих энергиях небольшие. Поэтому даже в эпитаксиальных микроструктурах одинаковых размеров и формы реализуются несколько микромагнитных состояний.

В работе [89] методом МСМ было найдено магнитное строение микроструктур в форме длинных полосок шириной 2 мкм из эпитаксиальных пленок Fe (001) с толщинами 50 и 100 нм, ориентированных вдоль оси трудного намагничивания. Вначале на микроструктуру воздействовали внешним полем с индукцией 9 Тл в плоскости подложки. Поле направлялось вдоль полоски,

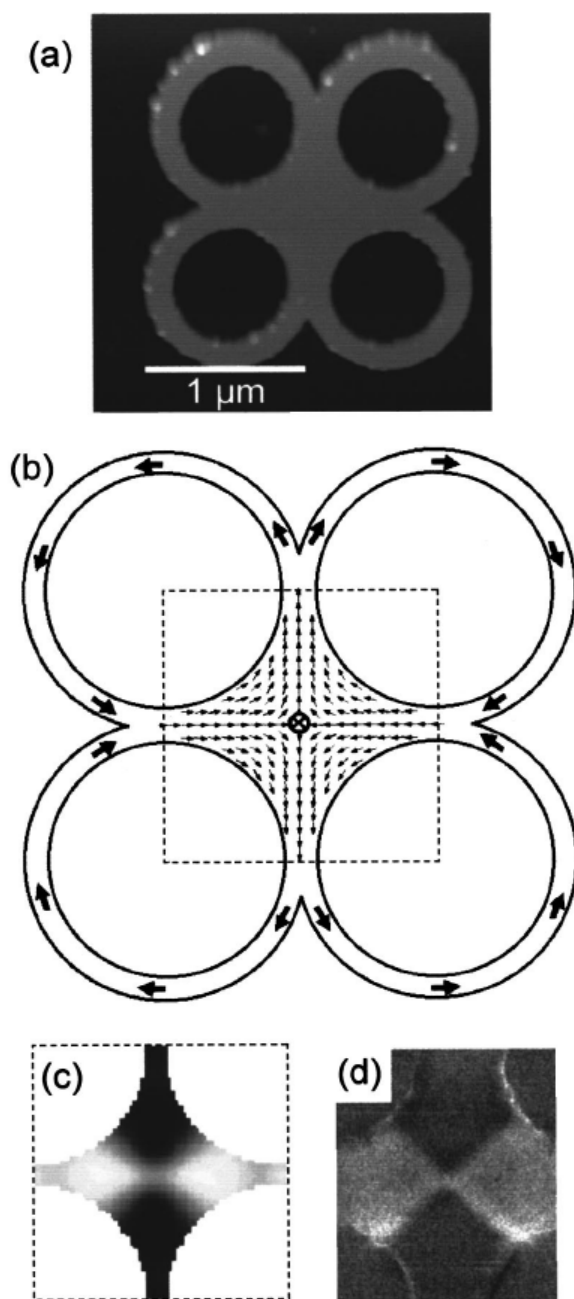


Рис. 1.12. (a) АСМ изображение топографии специально спроектированной в работе [91] микроструктуры, имеющей в центре гиперболический вихрь. (b) Результат микромагнитного моделирования структуры гиперболического вихря. (c) смоделированное МСМ изображение на основе магнитного строения, показанного на (b), (d) полученное МСМ изображение вокруг центра образца в начальном не намагниченном состоянии.

перпендикулярно полоске и под углом 45° к ней. После того, как поле убиралось, снималось МСМ изображение. МСМ контраст и его интерпретация из этой работы показаны на рис. 1.9. Как утверждают авторы, во всех случаях после выключения поля микроструктура приходит к одному и тому же микромагнитному состоянию в виде меандра, схематично показанному на рис. 1.9b. На рис. 1.9c изображено промежуточное состояние сразу после снятия поля, когда микроструктура еще не

пришла к основному состоянию. Интерпретация основного микромагнитного состояния, схематично изображенная на рис. 1.9b однако, вызывает сомнения, поскольку ОЛН направлены под 45° к оси полоски, и намагниченность в доменах должна быть направлена вдоль этих осей. Поэтому основным состоянием должно бы быть то, которое изображено на рис. 1.9с.

На момент начала этой диссертационной работы все реализующиеся типы магнитного строения эпитаксиальных микроструктур Fe (001) было узнать невозможно вследствие малого количества работ по ним. Поэтому имеет смысл остановиться на работах, посвященных микроструктурам из пермаллоя. В работах [90, 91] в прямоугольных микроструктурах из пермаллоя толщиной 50 нм наблюдалось магнитное строение в виде вихрей и гиперболических вихрей ("vortex" и "antivortex"). Существование гиперболических вихрей подтверждалось микромагнитным расчетом. Было получено качественное согласие результатов эксперимента и расчета. На рис. 10 показаны МСМ изображения и их интерпретация для прямоугольной микроструктуры из пермаллоя размерами 1×3 мкм, в начальном состоянии (рис. 1.10a) и после приложения перпендикулярного поля с индукцией 1,5 Тл (рис. 1.10б). Видно, что поменялись только направления коров вихрей и гиперболических вихрей. После прикладывания поля коры выстроились в одну сторону. Интересно, что при такой же толщине микроструктуры из Fe (001), ориентированные вдоль ОЛН (рис. 1.8d) имеют совершенно другое магнитное строение ("diamond"). При этом магнитное строение определяется именно толщиной, а не латеральными размерами. Это, по-видимому, связано с тем, что у пермаллоя ширина доменной стенки больше, и толщина, при которой стенка Блоха переходит в стенку с поперечными связями, тоже больше. Этот вывод подтверждается работами [90] и [91], в которых методами МСМ и микромагнитного расчета исследовались прямоугольные микроструктуры из пермаллоя с толщинами 70 нм и 100 нм. На рис. 1.11, взятом

из работы [91], показаны прямоугольники одинаковых латеральных размеров, но разной толщины. Видно, что при толщине 100 нм формируется магнитное строение типа структуры Ландау со стенками Блоха и “diamond”, а при толщине 70 нм - все те же структуры, только вместо стенок Блоха образуются стенки с поперечными связями, то есть появляются дополнительные вихри и гиперболические вихри. Микромагнитный расчет, проведенный в этой работе, в некоторых случаях очень точно воспроизвел результаты MCM измерений.

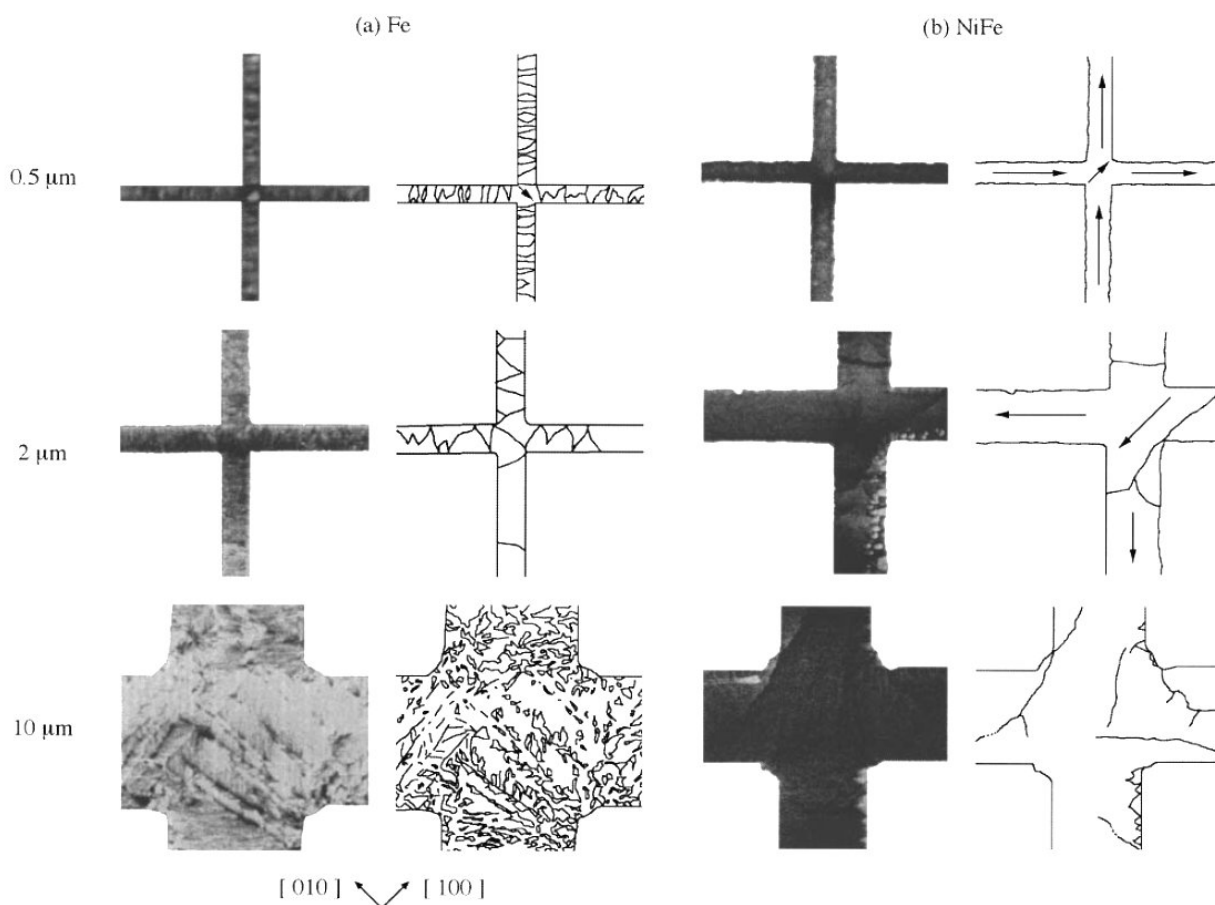


Рис. 1.13. MCM контраст и его интерпретация для крестообразных микроструктур из пленок Fe (001) (a) и пермалловых пленок (b) с шириной дорожки 0,5 мкм, 2 мкм и 10 мкм и толщиной 30 нм из работы [92].

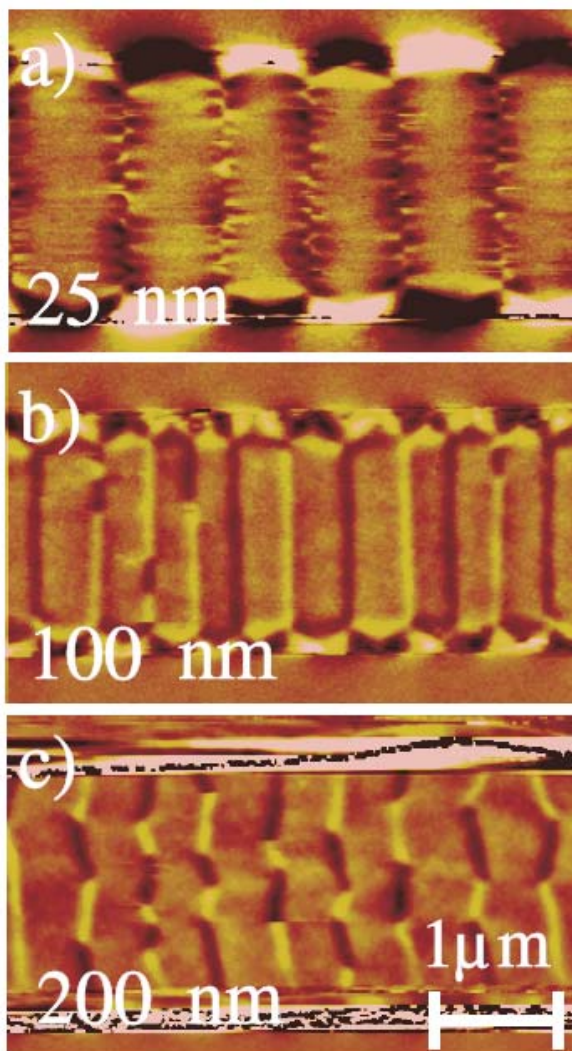


Рис. 1.14. МСМ изображения в нулевом магнитном поле после намагничивания до насыщения полосок Fe(110) шириной 2 мкм и толщиной: (a) 25 нм, (b) 100 нм, и (c) 200 нм, из работы [93].

В отличие от достаточно большого количества работ, посвященных исследованию магнитного строения микроструктур простой формы, такой как прямоугольник, круг, эллипс, работ по исследованию магнитного строения микроструктур более сложной формы довольно мало. Они, однако же, представляют большой практический интерес с точки зрения управления магнитным строением при помощи подбора формы, а также, возможно, реализации многоуровневой логики. В уже упомянутой работе [90] были также изготовлены микроструктуры в виде четырех соединенных колец, в которых наблюдался одиночный гиперболический вихрь намагниченности в месте соединения. На рис. 1.12. из этой работы показаны АСМ изображение топографии

микроструктуры (a), результат микромагнитного моделирования структуры гиперболического вихря (b), смоделированное МСМ изображение (c) и реально полученное МСМ изображение вокруг центра образца в начальном не намагниченном состоянии (d). Таким образом с помощью придания определенной формы микроструктуре оказалось возможным реализовать предсказанное магнитное строение.

В работе [92] методом МСМ исследовались микроструктуры из эпитаксиальных пленок Fe (001), а также из поликристаллических пленок пермаллоя толщиной 30 нм. Пленки Fe (001) были эпитаксиально выращены методом молекулярно-лучевой эпитаксии на подложках GaAs. Микроструктуры имели форму полосок шириной от 0,2 до 50 мкм и длиной 200 мкм, а также уголков и крестов. Было показано, что магнитное строение микроструктур из Fe (001) более сложное, чем у аналогичных микроструктур из пермаллоя, где оно определяется, главным образом, формой. Для крестообразных микроструктур Fe (001) с шириной дорожки 0,5 мкм было найдено, что намагниченность в перекрестии направлена под 45° к плечам креста. На рис. 1.13 показан МСМ контраст и его интерпретация для крестообразных микроструктур из пленок Fe (001) (a) и пермалловых пленок (b) полученный в этой работе [92]. Видно, что магнитное строение микроструктур нерегулярно. По-видимому, эта нерегулярность структуры связана с магнитной неоднородностью полученных пленок Fe(001) при такой толщине.

В работах группы Кента исследовались микроструктуры из тонких пленок Fe (110) [93 - 95]. Было найдено, что они имеют структуру полосовых доменов ("stripe-domain"), намагниченность которых направлена вдоль оси легкого намагничивания в плоскости пленки. Толщина пленки сказывается на типе доменных стенок. При толщине 25 нм (рис 1.14a) доменные стенки представляют собой стенки с поперечными связями, при толщине 100 нм реализуются стенки

Блоха (рис 1.14b), и при толщине 200 нм эти стенки уже разбиваются на отдельные участки с разным направлением поворота вектора намагниченности. Исследовалось также влияние доменных стенок на магнитосопротивление полосок Fe (001). Было найдено, что доменные стенки вносят в него отрицательный вклад.

1.6. Перемагничивание микроструктур пропусканием спинполяризованного электрического тока

В настоящее время представляют большой интерес исследования по управляемому спин-поляризованным током движению доменных стенок в ферромагнитных наноструктурах. Согласно теории Слончевского-Берже [96, 97], пропусканием спин-поляризованного тока высокой плотности $\sim 10^7 - 10^8 \text{ А/см}^2$ через ферромагнитную наноструктуру, можно изменять ее намагниченность, вызывая движение доменных стенок. Уже проведено множество экспериментальных исследований по управляемому током движению доменных стенок, главным образом, в нанопроводах из пермаллоя [98 - 102]. На рис. 1.15. из работы [98] показаны последовательные МСМ изображения полоски из пермаллоя, через которую пропускались импульсы тока длительностью 0,5 мкс. Плотность тока в импульсе составляла $1,2 \times 10^8 = \text{А/см}^2$. Полоска разбивается на два домена с противоположным направлением намагниченности, разделенных стенкой "голова к голове". В МСМ изображении эта стенка представляет собой темное пятно. Ток, протекающий через домен, в котором намагниченность однородна, поляризуется так, что магнитный момент электронов сонаправлен намагниченности в домене. Электроны, попадая в область доменной стенки, испытывают воздействие момента сил со стороны эффективного магнитного поля, создаваемого магнитными моментами атомов стенки, неколлинеарными моменту

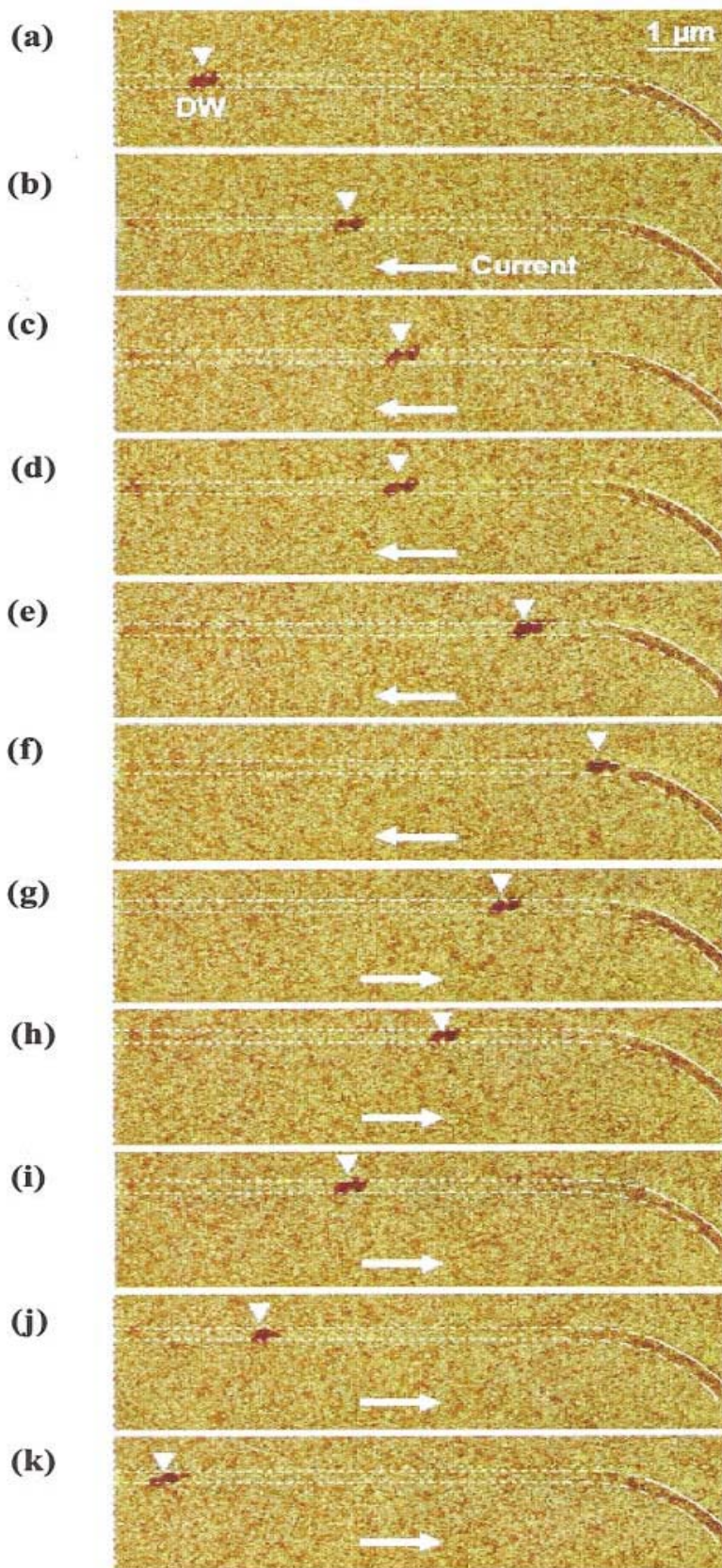


Рис. 1.15. Последовательные МСМ изображения полоски из пермаллоя [98].

Каждое следующее в ряду измерение производилось после подачи одиночного импульса тока. Плотность тока в импульсе составляла $1,2 \times 10^8 \text{ A/cm}^2$, а его длительность была 0,5 мкс. Треугольником показана доменная стенка, а стрелкой - направление тока (противоположное потоку электронов).

электрона. По закону сохранения момента импульса, со стороны электронов происходит воздействие на магнитные моменты атомов такое, чтобы их выстроить вдоль направления намагниченности в домене, из которого идет поток электронов. Тем самым доменная стенка смещается в направлении потока электронов (противоположном току). Из рис. 1.15 (с, d) видно, что доменная стенка смещается не каждый раз после прохождения импульса тока. Смещению стенки противодействует ее пиннинг на дефектах.

С точки зрения практических применений представляют интерес не только пермаллоевые нано- и микроструктуры, но и эпитаксиальные, в частности, из железа. Однако, в эпитаксиальных структурах из железа такие эксперименты еще не проводились. Причина, по-видимому, в том, что коэрцитивная сила у железа выше, чем у пермаллоя. Но, выращивая пленки эпитаксиально, можно, оптимизируя условия роста, уменьшить количество объемных и поверхностных дефектов в них и, как следствие, коэрцитивную силу, которая в большой степени определяется пиннингом доменных стенок на дефектах.

Таким образом магнитное строение и его влияние на электрон-транспортные свойства эпитаксиальных микро- и наноструктур из железа, хотя и изучалось в отдельных работах, но все же не достаточно для того, чтобы предсказывать строение и свойства наперед заданной структуры в зависимости от ее размеров, формы и кристаллографической ориентации. Исследованные эпитаксиальные микроструктуры были плохо охарактеризованы, что снижало достоверность полученных данных. Часть наблюдавшихся магнитных контрастов не была интерпретирована, а возникающие микромагнитные состояния не идентифицированы. Слабо исследовано влияние магнитной анизотропии. В целом не было проведено систематического исследования микромагнитных состояний в подобных микроструктурах. Это послужило основанием для формулирования цели и постановки задач данной диссертационной работы.

Глава 2. Экспериментальные и расчетные методы

Введение

Для изготовления эпитаксиальных ферромагнитных микро- и наноструктур требуется специальная технология выращивания пленок и их микроstructuring. Нужно выбрать подходящие подложки для эпитаксии и метод выращивания. Для оптимизации роста пленок нужно контролировать их параметры, такие как кристаллическая структура, наличие объемных дефектов, шероховатость поверхности и т.д. Для изучения магнитного строения микро- и наноструктур нужно выбрать наиболее подходящую методику, при этом желательно иметь возможность контролировать внешнее магнитное поле в широких пределах. Для интерпретации экспериментальных данных нужны методы расчета магнитного строения микро- и наноструктур. В данной главе описываются выбранные экспериментальные методы и метод расчета.

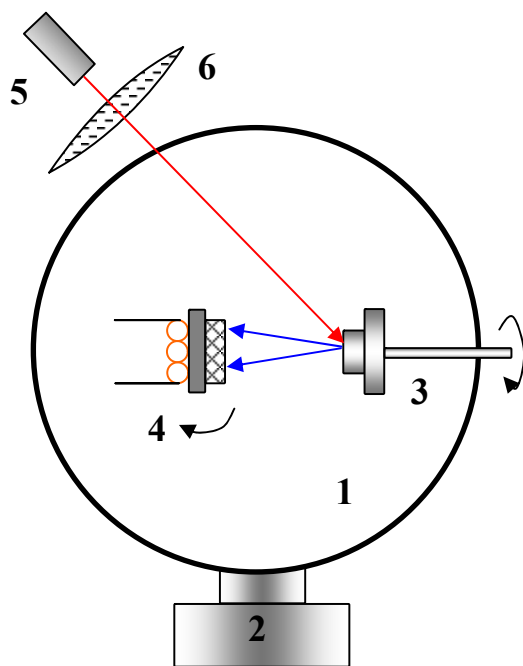


Рис. 2.1. Схема установки для нанесения металлических пленок.

1. Высоковакуумная камера УСУ-4.
2. Система откачки.
3. Вращающаяся мишень для лазерного испарения.
4. Поворачивающийся нагревательный столик с образцом и термопарой.
5. Лазер.
6. Фокусирующая линза.

2.1. Выращивание эпитаксиальных пленок

2.1.1. Метод импульсного лазерного осаждения

Для получения эпитаксиальных пленок металлов высокого качества необходимы высоковакуумные и сверхвысоковакуумные условия. В данной диссертационной работе использовался метод импульсного лазерного осаждения (ИЛО) в условиях сверхвысокого вакуума. Метод ИЛО обладает рядом преимуществ по сравнению с другими методами нанесения пленок металлов. Ими являются простота испарения мишени, поскольку лазерное излучение легко поглощается и вызывает абляцию вещества в виде сильно ионизированного газа. Образованная плазма распространяется в сторону подложки, взаимодействуя с ее поверхностью в сильно не равновесных условиях. Это стимулирует эпитаксиальный рост пленок, что приводит к понижению температуры роста пленки, так как атомы и ионы металла в плазме имеют большую подвижность из-за их более высокой эффективной температуры. При этом средняя температура мишени остается низкой, что благоприятно для сохранения чистых условий роста особенно для веществ с высокой температурой плавления. Кроме этого, преимуществом является простота совмещения этого метода с высоковакуумной установкой, поскольку лазерный луч вводится беспрепятственно через окно камеры. Но основным преимуществом метода ИЛО является создание очень высоких плотностей мощности излучения на малых участках поверхности облучаемого материала мишени, дающее возможность испарять тугоплавкие металлы, такие как W, Mo, Fe, Ni и их сплавы, а также некоторые оксиды, например MgO, с достаточно высокими температурами плавления с сохранением стехиометрии состава испаряемого материала. Схема установки по нанесению пленок показана на рис. 2.1. Установка включает оптическую систему, состоящую из твердотельного лазера на основе алюмината иттрия типа ЛТИ-207 с длиной

волны излучения 1,079 мкм, работающего в режиме модулированной добротности. Модуляция добротности производится с помощью цепи обратной связи. Часть излучения попадает на детектор, который дает сигнал на электрооптическую ячейку Поккельса с кристаллом, имеющим пропускание на данной длине волны, зависящее от приложенного к нему электрического напряжения. Тем самым формируется гигантский импульс, когда все излучение, накопленное при накачке лазера, высвечивается в одном импульсе. Длительность импульса лазерного излучения составляет 15 нс, а частота следования импульсов задается генератором и находится в диапазоне от 1 до 40 Гц. Согласно измерениям с помощью фотометра, энергия в импульсе составляет около 0,42 Дж, что достаточно для того, чтобы испарить тугоплавкий металл при хорошей фокусировке. Для фокусировки пучка установлена линза с фокусным расстоянием около 30 см. Плотность мощности лазерного излучения в импульсе составляет 1 - 2 ГВт/см². Лазерный луч вводится в высоковакуумную камеру на базе УСУ-4 и фокусируется в пятно диаметром около 0,5 мм на мишень из металла, которая вращается со скоростью 10 об/мин для того, чтобы напыление было равномерным. Высоковакуумная камера оборудована ионным насосом ("NORD"), а шлюзовая камера - криогенным цеолитовым насосом. Остаточный вакуум в камере достигается порядка 10⁻⁹ торр. и выше. Образец помещается на поворачивающийся держатель, оборудованный нагревателем, который может создавать температуру в диапазоне от 20 до 750 °С. Держатель находится на расстоянии около 40 мм от мишени по ее оси. Температура образца контролируется с помощью термопары, сделанной пайкой из материалов платинородий - платина (ПП-1). Образец в виде подложки, на которую наносится пленка, представляет собой пластину кристалла с латеральными размерами 6 × 5 мм и толщиной 0,5 мм.

Энергия поглощенного мишенью лазерного излучения достаточна для образования плазмы, температура которой достигает величин порядка $10^4 - 10^7$ К. Формируется плазменный факел, направленный перпендикулярно поверхности мишени. Поглощенная энергия, сообщенная лазером, преобразуется в кинетическую энергию разлета атомов и ионов вещества мишени. По мере расширения плазмы ее температура падает. Изначально энергия ионов и атомов может достигать сотен электрон-вольт, однако при конденсации на подложку основная масса частиц обладает энергией только от 1 до 10 эВ. Однако это еще достаточно высокая кинетическая энергия, и она позволяет реализоваться механизму двумерного эпитаксиального роста даже на тех подложках, про которые известно, что в термодинамическом равновесии эпитаксиальная пленка данного металла может расти только по механизму трехмерного роста. При больших энергиях ионов металла образование островков роста кинетически подавляется, так как ионы падают в разные места и быстро связываются с атомами подложки.

Процесс роста пленок происходит следующим образом. Шток с образцом помещается в шлюз, который откачивается с помощью цеолитового насоса до давления порядка 10^{-3} торр. После открытия шибера, отделяющего шлюз от высоковакуумной камеры, шток вводится в высоковакуумную камеру, где он стыкуется с держателем (манипулятором) образца, оборудованным нагревательным элементом и термопарой. Далее шток выводится из ростовой камеры в шлюзовую камеру, и шибер закрывается. Перед нанесением пленки образец предварительно отжигается в высоковакуумной камере при температуре не ниже 400°C в течение часа для удаления адсорбата с поверхности подложки, состоящего в основном из воды и углеводородов. После отжига устанавливается необходимая температура подложки для роста пленки, и затем уже проводится нанесение на нее металлической пленки методом ИЛО.

2.1.2. Подготовка подложки для роста

Подложки изготавливались из коммерчески доступных пластин монокристаллического сапфира А- и R- ориентаций. Пластины были нарезаны в виде кругов диаметром 5 см с сошлифованным краем вдоль направления [0001] для А- ориентации, и под 45° к проекции направления [0001] на плоскость пластины для и R- ориентации. Вдоль этих направлений соответственно производилась резка пластин с помощью алмазного круга на прямоугольники размером 6×5 мм. После резки осуществлялась очистка подложек от загрязнений. Наиболее распространенными загрязнениями являются пылинки, ворсинки, абразивные материалы, пыль материала пластины и другие посторонние частицы, химически не связанные с поверхностью пластин, а также органические загрязнения – неполярные жиры, масла, и другие органические вещества. Производилось промывание пластин. Для промывания применялась дистиллированная и деионизованная вода. Для ускорения процесса очистки и с целью повышения качества очистки использовались обработка струей, гидромеханическая обработка подложек струей воды, беличьими кистями, а также ультразвуковая обработка. Для ультразвуковой очистки подложки помещались в чашку Петри или тому подобную химическую посуду с деионизованной или дистиллированной водой, которая помещалась в ультразвуковую ванну с водой, на которую подавались ультразвуковые колебания от генератора. После ультразвуковой очистки подложек производилось их обезжиривание. Пластины сапфира погружались в чашку с растворителем, который подогревался для ускорения процесса. В качестве растворителей применялись изопропиловый спирт, этиловый спирт и ацетон. После обезжиривания осуществлялась повторное промывание в деионизованной или дистиллированной воде.

2.2. Изготовление эпитаксиальных микро- и наноструктур по субтрактивной технологии

Нанотехнология эпитаксиальных ферромагнитных структур включает в себя субтрактивное микроstructuring с использованием электронной литографии для изготовления маски. Эта методика была разработана в нашей лаборатории для изготовления эпитаксиальных наноструктур из тугоплавких металлов [103]. Схема процесса показана на рис. 2.2. Сначала на подложке выращивается эпитаксиальная пленка металла. После этого образец покрывается слоем позитивного электронного резиста РММА-950. Чтобы резист ложился равномерно, его нанесение производилось на центрифуге, вращавшейся со скоростью 3000 об/мин. После этого резист отжигается в печи при температуре 170 °С в течение 30 мин. Затем производится экспонирование резиста электронным лучом на сканирующем электронном микроскопе (прибор JEOL-840). Для создания литографического рисунка используется программа Nanomaker [104]. Полученный литографический рисунок на резисте проявляется в растворителе МІВК:ІРА=1:5 в течение 1 мин. Затем при помощи термического распыления наносится слой алюминия толщиной примерно 100 нм. После этого осуществляется процесс взрывной литографии (“lift-off”) в ацетоне в ультразвуковой ванне, и таким образом на пленке металла формируется маска из алюминия в форме нужных микроstructures. После этого производится плазменное

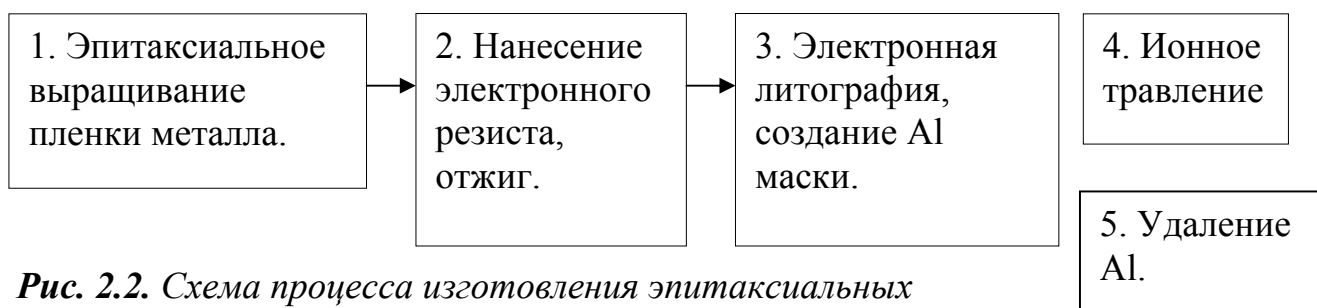


Рис. 2.2. Схема процесса изготовления эпитаксиальных микроstructures.

травление ионами аргона при давлении 10^{-3} торр. Энергия пучка ионов в установке травления составляет 500 эВ, плотность тока между анодом и катодом может варьироваться в диапазоне от 100 до 300 мА/см². После ионного травления оставшийся алюминий удаляется химическим травлением в растворе щелочи КОН или NaOH с концентрацией 0,4% .

Преимущества данной методики перед обычной взрывной литографией следующие. Во-первых, перед проведением процесса эпитаксиального роста подложка может быть значительно более чистой, поскольку на нее не наносился резист. Во-вторых, во время роста температуру подложки можно варьировать в более широком диапазоне, чем в присутствии резиста. В третьих, вакуум в ростовой установке может быть значительно выше, чем в присутствии резиста. Известно, что органический резист является источником быстро испаряющихся компонент растворителя, ухудшающих вакуум в камере роста. Все это приводит к тому, что использование субтрактивной методики более предпочтительно и приводит к изготовлению микроструктур высокого качества.

2.3. Методы характеристики пленок и микроструктур из ферромагнитных металлов

2.3.1. Рентгеновская дифрактометрия

Объемное строение пленок изучалось методом рентгеновской дифрактометрии. Использовался дифрактометр Bruker D8 DISCOVER с вращающимся медным анодом (излучение $\text{CuK}_{\alpha 1}$, длина волны $1,5405 \text{ \AA}$). Дифрактометр позволяет проводить $\theta - 2\theta$, φ - и Ω -сканирование, строить полюсные фигуры. Принципиальная схема прибора показана на рис. 2.3. Три точки - центр источника излучения, центр образца, а также центр приемной щели детектора определяют плоскость дифракции. Эта плоскость горизонтальна. Ось, проходящая через центр образца и перпендикулярная плоскости дифракции, называется главной осью прибора. Ее направление остается фиксированным во время эксперимента (вертикальным). В плоскости, перпендикулярной плоскости дифракции, находится кольцо, центр которого лежит в плоскости дифракции. Образец закрепляется держателем так, что его центр совпадает с центром кольца.

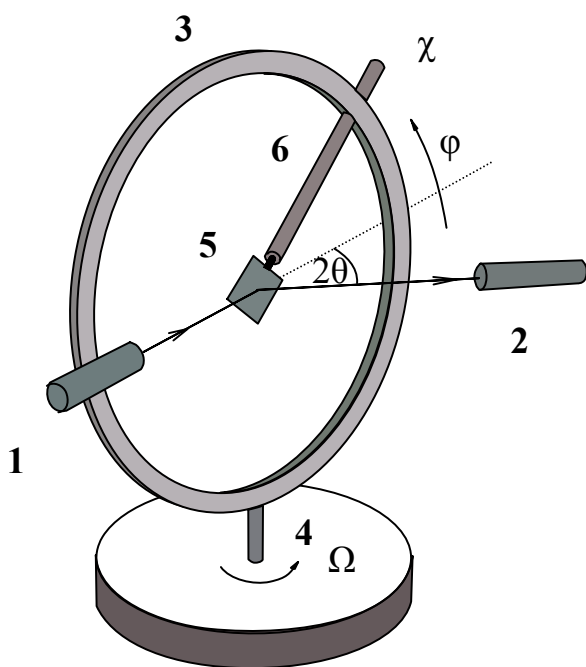


Рис. 2.3. Принципиальная схема рентгеновского дифрактометра.

1. Источник.
2. Детектор.
3. Кольцо.
4. Главная ось.
5. Образец.
6. Держатель образца.

Держатель образца перемещается по внутренней поверхности кольца, и ось, проходящая из центра кольца к точке крепления к нему держателя, образует угол φ с плоскостью дифракции. Детектор может поворачиваться вокруг главной оси прибора на угол 2θ относительно плоскости кольца. Независимо от вращения детектора вокруг главной оси прибора кольцо может поворачиваться вокруг этой оси на угол Ω . Образец вместе с держателем могут также поворачиваться вокруг своей общей оси, лежащей в плоскости кольца, на угол χ (между нормальными к плоскости образца и плоскости кольца).

При θ - 2θ -сканировании образец (в виде пленки на подложке) ставится под углами $\varphi=0^\circ$ к плоскости дифракции, $\chi=0^\circ$ к плоскости кольца и $\theta=0^\circ$ к оси, направленной от центра образца к источнику. Затем кольцо поворачивают вокруг главной оси прибора на угол θ относительно источника. При этом детектор поворачивают на угол 2θ к направлению падающего пучка. Таким образом, направление на детектор образует угол θ к плоскости образца. При выполнении условия Брэгга-Вульфа для некоторого семейства плоскостей $\{hkl\}$ детектор находится в положении, соответствующем направлению дифрагированного луча, и детектирует соответствующий пик.

При Ω -сканировании образец ставится под углами $\varphi=0^\circ$ к плоскости дифракции $\chi=0^\circ$ к плоскости кольца и Ω равным Брэгговскому углу θ для заданного семейства атомных плоскостей. Затем угол Ω немного уменьшают (на несколько градусов), и вновь начинают увеличивать (образец поворачивают вдоль оси Ω). Положение детектора при этом остается неизменным. Таким образом, прописывается форма отдельного Брэгговского пика, то есть зависимость интенсивности зафиксированного детектором излучения от угла Ω , которая называется "кривой качания".

При φ -сканировании образец ставится под углами $\varphi=0^\circ$ к плоскости дифракции $\chi=0^\circ$ к плоскости кольца и θ равным Брэгговскому углу для заданного семейства атомных плоскостей. Затем угол φ постепенно увеличивают до 360° .

При построении полюсной фигуры пленки, вначале выбрав определенную линию HKL, образец устанавливается под Брэгговским углом θ к падающему пучку, а детектор – под углом 2θ . При съемке источник рентгеновского излучения и детектор неподвижны, а образец вращается вокруг нормали к его плоскости (по углу φ , $0^\circ < \varphi < 360^\circ$). После нахождения пиков, соответствующих данному семейству плоскостей $\{hkl\}$, образец и детектор вновь выставляются под другим Брэгговским углом, соответствующим другому семейству плоскостей, и процесс повторяется.

2.3.2. Транспортные измерения

Электрон-транспортные измерения проводились по стандартной 4-х точечной методике на переменном токе частотой 1 - 40 Гц с помощью вольтметра на основе узкополосного усилителя с синхронным детектором (“lock-in”) Stanford Research SR830. Измерения проводились при комнатной температуре, а также при температуре жидкого азота и жидкого гелия. Для этого исследуемый образец помещался в держатель с поджимными электрическими контактами. Держатель прикреплялся к концу вставки в криостат с жидким He^4 . На держателе в непосредственной близости к образцу находился полупроводниковый термометр сопротивления, калиброванный для области температур от 4 до 300 К. Для измерений магнитосопротивления на образец подавалось внешнее магнитное поле в диапазоне ± 400 Э. Источником магнитного поля служили катушки Гельмгольца, питаемые от программируемого источника тока. Разные конструкции держателя позволяли прикладывать магнитное поле как параллельно, так и перпендикулярно плоскости образца. Для того чтобы избежать нежелательных магнитных полей,

все части вставки в криостат были изготовлены из немагнитного материала. Из кривых магнитосопротивления определялись коэрцитивная сила (H_c) и резкость перемагничивания (ΔH).

2.3.3. Параметры, характеризующие качество эпитаксиальных пленок

Для характеристики качества выращиваемых пленок Fe использовалось отношение их сопротивлений при комнатной температуре и при температуре жидкого гелия (residual resistivity ratio, $RRR = \rho_{RT}/\rho_{He}$). Из этого параметра, в предположении, что выполняется правило Матиссена:

$$\rho = \rho_{e-ph} + \rho_{res}, \quad (2.1)$$

где ρ - измеряемое удельное сопротивление, ρ_{e-ph} - удельное сопротивление, связанное с рассеянием электронов на фононах, ρ_{res} - остаточное удельное сопротивление, связанное с рассеянием на дефектах и примесях, можно рассчитать остаточную длину свободного пробега электронов l_{res} . Чем больше l_{res} , тем выше качество пленки. Электрон-фононное удельное сопротивление ρ_{e-ph} в первом приближении зависит только от температуры, и при комнатной температуре одинаково для всех пленок. При температуре жидкого гелия оно пренебрежимо мало для хорошего качества пленок. Из правила Матиссена (2.1) и формулы Друде-Лорентца следует, что

$$(RRR-1) = \rho_{e-ph}/\rho_{res} = l_{res}/l_{e-ph}, \quad (2.2)$$

где l_{e-ph} - длина свободного пробега электронов, определяемая электрон-фононным взаимодействием при комнатной температуре, l_{res} - остаточная длина свободного пробега электронов. Следовательно, зная длину свободного пробега электронов при комнатной температуре для кристаллов хорошего качества, можно легко вычислить остаточную длину свободного пробега электронов. Другим важным для изготовления микро- и наноструктур параметром пленок является морфология их поверхности. Для количественной характеристики морфологии

поверхности пленок использовались среднеквадратичная шероховатость S_q , корреляционная длина l_c , а также спектральная плотность флуктуаций (СПФ), которая рассчитывается из АСМ скана поверхности $z(\mathbf{r})$ с помощью численного преобразования Фурье по формуле:

$$СПФ = |F[h](\mathbf{q})|^2, \quad (2.3)$$

где $h(\mathbf{r}) = z(\mathbf{r}) - \langle z(\mathbf{r}) \rangle$ (угловые скобки означают усреднение по поверхности); $\mathbf{q}$ - волновой вектор. СПФ усредняется по азимутальному углу:

$$\langle СПФ \rangle(\mathbf{q}) = \frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} |F[h](\mathbf{q})|^2 d\varphi \quad (2.4)$$

Корреляционная длина рассчитывается из полуширины $\langle СПФ \rangle(\mathbf{q})$, $l_c = \pi/q_{1/2}$.

Морфология поверхности влияет на рассеяние электронов проводимости из-за несовершенствах поверхности пленок. С точки зрения теории Фукса в приближении, что длина свободного пробега в объеме много больше толщины пленки $l \gg d$ справедлива формула [112]:

$$\rho = \rho_0 \left[1 + \frac{4}{3} \frac{l}{d} \frac{1-p}{1+p} \left(\ln \frac{l}{d} \right)^{-1} \right] \quad (2.5)$$

где $0 \leq p \leq 1$ - средний коэффициент зеркальности, который характеризует, насколько зеркально отражаются электроны от поверхности пленки. При $p = 1$ отражение полностью зеркально и не влияет на сопротивление пленки, а при $p = 0$ оно полностью диффузно. Произведение удельного сопротивления объемного материала на длину свободного пробега в объеме $\rho_0 l$ есть константа для данного материала. Зная ее и строя зависимость удельного сопротивления при температуре жидкого гелия от толщины пленки, можно найти остаточную длину свободного пробега электронов.

2.3.4. Атомно-силовая микроскопия

Рельеф поверхности пленок исследовался методом атомно-силовой микроскопии (АСМ). В основе работы атомно-силового микроскопа [105 - 108] лежит силовое взаимодействие между зондом и поверхностью образца. АСМ зонд, кантилевер (cantilever), представляет собой кремниевый чип с упругой балкой, на конце которой находится игла. Зонды изготавливаются из кремниевых пластин

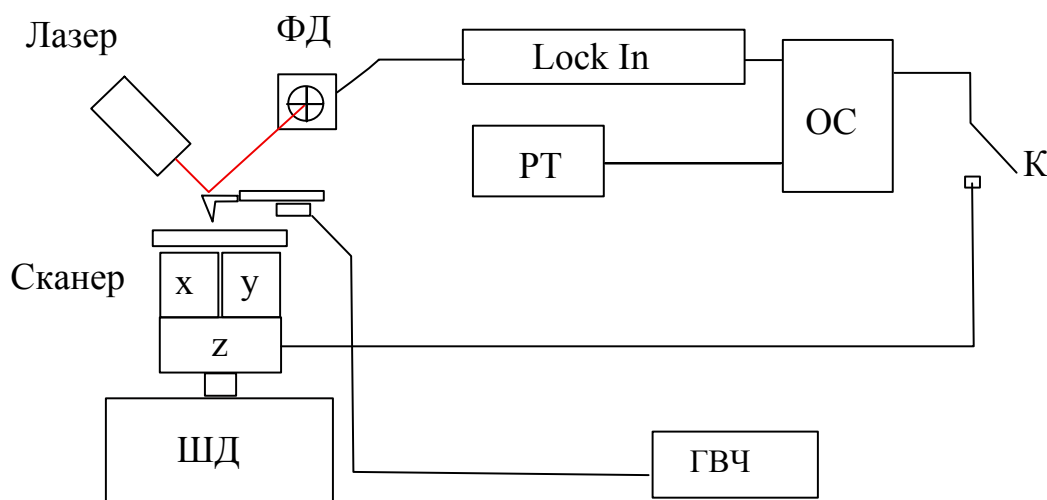


Рис. 2.4. Принципиальная схема АСМ.

методами фотолитографии и травления. Радиус закругления иглы современных АСМ зондов составляет от 1 до 50 нм в зависимости от типа зондов и технологии их изготовления. Угол при вершине иглы варьируется в диапазоне $10^\circ - 20^\circ$. Получение АСМ изображений рельефа поверхности связано с регистрацией малых изгибов балки при ее взаимодействии с поверхностью образца. Обычно для регистрации используются оптические методы, хотя есть и другие, например, пьезоэлектрические. Принципиальная схема АСМ показана на рис. 2.4. Луч лазера направляется на кончик балки кантилевера обратной стороны относительно иглы и, отражаясь, фокусируется на фотодетектор. Чтобы поверхность балки с обратной

стороны была зеркальной, на нее напыляют металл, обычно золото. Фотодетектор, представляет собой четырехсекционный фотодиод (ФД). При этом оптическая система юстируется так, что в положении, когда балка не изогнута, пятно от отраженного луча находится строго по центру фотодетектора, и интенсивность излучения, попадающая во все четыре секции, одинакова. При изгибе балки пятно смещается, и интенсивность, регистрируемая различными секциями, становится различной. Разностный сигнал, пропорциональный изгибу балки, идет на узкополосный усилитель с синхронным детектором (“lock in”). Усиленный и обработанный сигнал идет в цепь обратной связи (ОС). Система обратной связи отрабатывает изменения сигнала так, чтобы отклонение балки вследствие взаимодействия с поверхностью образца поддерживалось на определенном заданном уровне. Для этого выбирается рабочая точка (РТ), то есть уровень сигнала, который должна поддерживать ОС. Сигнал на выходе ОС подается на пьезокерамику сканера, осуществляющую движение вдоль оси z . ОС можно включать и отключать с помощью ключа К. Для подвода зонда к образцу используется шаговый двигатель (ШД), который осуществляет движение образца вдоль оси z до момента касания зонда и появления сигнала обратной связи. Для получения АСМ изображения производится сканирование образца. При сканировании зонд вначале движется по поверхности образца вдоль некоторой прямой, направление которой берется за ось x . При этом величина сигнала на выходе ОС, пропорционального рельефу поверхности, записывается в память компьютера. Затем зонд возвращается в исходную точку, сдвигается на определенное малое расстояние в плоскости образца в перпендикулярном направлении y , переходит на следующую строку сканирования и процесс повторяется. Таким образом получается двумерная поверхность функции сигнала ОС $f = Az(x, y)$. Для нахождения коэффициента A производится калибровка прибора

с помощью тестовых объектов в виде решеток из параллелепипедов известной высоты.

Режимы работы АСМ подразделяются на контактные квазистатические и колебательные. В контактных квазистатических режимах острие зонда находится в непосредственном соприкосновении с поверхностью, при этом силы притяжения и отталкивания, действующие со стороны образца, уравниваются силой упругости балки. Силу упругости балки F можно рассчитать по закону Гука:

$$F = k \Delta z \quad (2.6)$$

где k - жесткость балки; Δz - величина, характеризующая ее изгиб. Коэффициенты жесткости кантилеверов k варьируются в диапазоне $10^{-3} - 10^1$ Н/м в зависимости от используемых при их изготовлении материалов и геометрических размеров. В колебательных режимах острие зонда обычно не касается поверхности, за исключением так называемого полуконтактного режима (tapping). Для возбуждения колебаний кантилевера используется пьезовибратор, на который подается напряжения от генератора высокой частоты (ГВЧ) (рис. 2.4). При работе в колебательных режимах производится регистрация амплитуды и фазы колебаний кантилевера. В первом приближении можно использовать модель сосредоточенной массы [109]. В ее рамках АСМ зонд можно представить в виде упругой балки с жесткостью k и сосредоточенной массой m на одном конце. Другой конец балки закреплен на пьезовибраторе, колеблющемся с частотой ω :

$$u = u_0 \cos(\omega t) \quad (2.7)$$

Тогда уравнение движения такой колебательной системы запишется в виде

$$m\ddot{z} + \gamma \dot{z} + kz = ku_0 \cos(\omega t) \quad (2.8)$$

где член, пропорциональный первой производной z , учитывает силы вязкого трения со стороны воздуха. Разделив уравнение на m и введя параметр добротности системы $Q = \omega_0 m / \gamma$, получаем:

$$\ddot{z} + \frac{\omega_0}{Q} \dot{z} + \omega_0^2 z = \omega_0^2 u_0 \cos(\omega t) \quad (2.9)$$

Из теории колебаний известно, что решение данного уравнения в комплексной плоскости записывается в виде:

$$z = A(\omega) \exp(-i\omega t + \varphi(\omega)) \quad (2.10)$$

Модуль данного выражения равен амплитуде вынужденных колебаний:

$$A(\omega) = \frac{\omega_0^2 u_0}{\sqrt{(\omega_0^2 - \omega^2)^2 + \frac{\omega^2 \omega_0^2}{Q^2}}} \quad (2.11)$$

Фаза колебаний системы равна

$$\varphi(\omega) = \arctg\left(\frac{\omega_0 \omega}{Q(\omega_0^2 - \omega^2)}\right) \quad (2.12)$$

Из выражения (2.6) следует, что амплитуда колебаний зонда на частоте ω_0

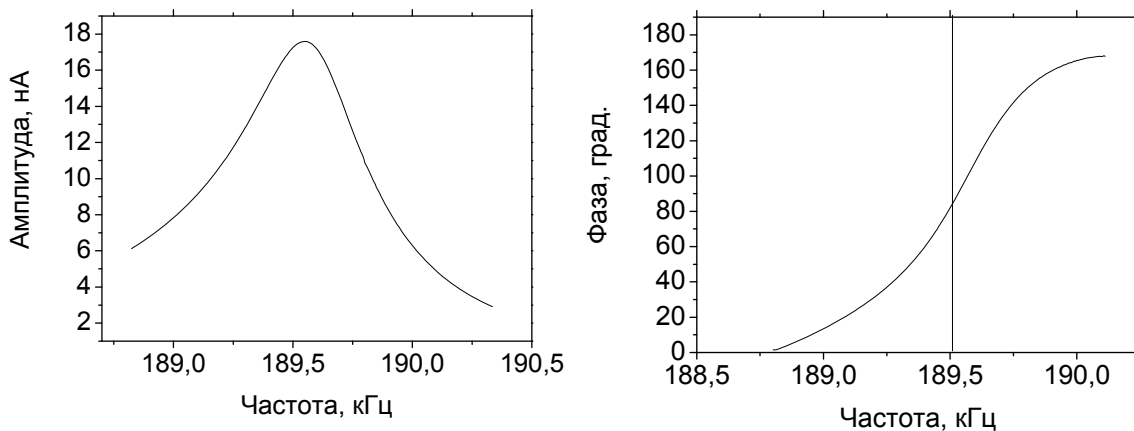


Рис. 2.5. Типичный вид АЧХ (а) и ФЧХ (б) АСМ зонда.

определяется добротностью системы и равна Qu_0 . Кроме того, наличие в системе диссипации приводит к сдвигу резонансной частоты колебаний кантилевера. Сдвиг резонансной частоты для диссипативной системы получается равным

$$\omega^2 = \omega_0^2 \left(1 - \frac{1}{2Q^2} \right) \quad (2.13)$$

Однако, для типичных значений добротности кантилеверов в воздушной среде ($Q=300 - 500$) величина сдвига резонансной частоты вследствие диссипации мала. Влияние диссипации сводится к уменьшению амплитуды колебаний и уширению амплитудно-частотной (АЧХ) и фазо-частотной (ФЧХ) характеристик системы. Пренебрегая $1/Q^2$ по сравнению с единицей, получим приближенно для ширины резонансного пика на полувысоте значение $\Delta\omega=2\omega/Q$. АЧХ и ФЧХ реального АСМ зонда показаны на рис. 2.5. Аппроксимация АЧХ (рис. 6а) Лоренцевским пиком (2.11) дает значение добротности $Q = 400$. Что касается ФЧХ, то строго говоря, формула (2.12) не совсем точна. Арктангенс - это многозначная функция, определенная с точностью до πN , и если взять одну ее ветвь, то в резонансе фаза будет терпеть разрыв, равный π . Но можно взять слева и справа две разные ветви, и в точке резонанса они сомкнутся, сохраняя наклон. Поведение фазы можно объяснить следующим образом. При низких частотах инерцией балки и вязким трением о воздух можно пренебречь. Поэтому разность фаз колебаний балки и пьезовибратора стремится к нулю. При высоких частотах, наоборот, колебания балки будут запаздывать, и время запаздывания будет стремиться к полупериоду (разность фаз равна π). При прохождении через точку резонанса разрыва функции фазы, равного π быть не может, так как иначе происходил бы резкий скачок из одного крайнего положения кончика балки в другое, что приводит к бесконечной силе. Производная фазы в точке резонансного пика максимальна и равна $\varphi' = Q/\omega_0$. Наклон касательной к кривой на рис. 2.5б в точке резонанса (обозначена вертикальной линией) дает значение добротности $Q=427$, что примерно согласуется с предыдущей оценкой, но является более точным. Сдвиг фазы вследствие градиента силы в точке резонанса равен

$$\Delta\varphi = \frac{QF'_z}{k} \quad (2.14)$$

Таким образом, для детектирования малых градиентов силы методом фазового контраста (как, например, в режиме магнитосиловой микроскопии) нужно использовать кантилеверы с мягкими балками и с высокой добротностью. Добротность стандартного кантилевера главным образом обусловлена вязким трением о воздух, и увеличивается при откачке воздуха до 10^{-3} торр примерно в 100 раз, как было показано специалистами из фирмы NTMDT [108], а после этого выходит на насыщение.

Для исследования морфологии поверхности при помощи колебательной методики используется так называемый "полуконтактный" режим колебаний кантилевера ("tapping"). При работе в этом режиме возбуждаются вынужденные колебания кантилевера вблизи резонанса с амплитудой 10 - 50 нм. Кантилевер подводится к поверхности так, чтобы в нижнем полупериоде колебаний происходило касание поверхности образца. Верхняя часть резонансного пика при этом обрезается, так как амплитуда колебаний при касании уже перестает зависеть от частоты. При сканировании образца амплитуда колебаний поддерживается постоянной и регистрируется сигнал на выходе обратной связи, пропорциональный рельефу поверхности.

2.4. Магнитно-силовая микроскопия

Магнитно-силовой микроскоп (МСМ) [67] представляет собой атомно-силовой микроскоп, у которого зонд чувствителен к внешнему магнитному полю. Для этого обычно стандартный АСМ зонд покрывают слоем ферромагнитного материала. Для увеличения разрешения иногда часть магнитного покрытия стравливают, так чтобы магнитная часть зонда была, насколько это возможно, близка к точечному магнитному диполю [109]. В общем случае взаимодействие МСМ с образцом имеет обоюдный характер. Магнитное поле образца действует на

зонд, и может повлиять на его магнитное строение. С другой стороны, магнитное поле зонда также влияет на магнитное строение образца. Чтобы упростить задачу интерпретации МСМ изображения обычно пользуются приближением замороженных моментов [109]. Считается, что распределение намагниченности как образца, так и зонда, не меняется. В этом приближении полная энергия магнитного взаимодействия зонда и образца может быть представлена в следующем виде:

$$W_{\text{маг}} = \int_V (\mathbf{M}(\mathbf{r}') \cdot \mathbf{H}(\mathbf{r} + \mathbf{r}')) d^3 r' \quad (2.15)$$

(интегрирование проводится по объему магнитного покрытия зонда). Отсюда сила взаимодействия зонда с полем образца равна

$$\mathbf{F} = -\text{grad}(W_{\text{маг}}) = - \int_V \nabla_{\mathbf{r}} (\mathbf{M}(\mathbf{r}') \cdot \mathbf{H}(\mathbf{r} + \mathbf{r}')) d^3 r' \quad (2.16)$$

Соответственно z-компонента силы равна

$$F_z = - \frac{\partial W_{\text{маг}}}{\partial z} = - \int_V (M_x \cdot \frac{\partial H_x}{\partial z} + M_y \cdot \frac{\partial H_y}{\partial z} + M_z \cdot \frac{\partial H_z}{\partial z}) d^3 r' \quad (2.17)$$

Для получения МСМ изображений образцов применяются как квазистатические, так и колебательные методики. В случае применения квазистатических методик измеряется величина изгиба балки, пропорциональная силе F_z магнитного взаимодействия зонда с образцом. В случае применения колебательных методик обычно измеряется фаза колебаний зонда, которая пропорциональна производной силы по z (F'_z). При измерении фазы максимум чувствительности достигается, когда частота возбуждения кантилевера совпадает с резонансной частотой системы зонд-образец, с учетом сдвига частоты вследствие действия внешней (магнитной) силы:

$$\omega = \omega_0 (1 - F'_z/k), \quad (2.18)$$

где F_z' – производная внешней силы по z . При этом сдвиг фазы под действием внешней силы определяется по формуле (2.14), то есть пропорционален первой производной силы по z или второй производной по z магнитного поля (2.17). МСМ изображение магнитного строения образцов, имеющих слабо развитый рельеф поверхности, можно получить простым и довольно эффективным способом. Во время сканирования зонд перемещается над образцом на некотором заданном расстоянии z_0 . При этом обратная связь отключена. Измеряется сигнал сдвига фазы колебаний зонда по отношению к сигналу раскачки, подающемуся на пьезовибратор. Тем самым меряется сигнал, пропорциональный производной силы, действующей на зонд. При правильном подборе расстояния между зондом и образцом можно добиться, чтобы эта сила была главным образом магнитной природы. Однако, эта простая методика довольно неустойчива, поскольку трудно подобрать нужное расстояние z_0 , чтобы зонд не уткнулся в поверхность вследствие Ван-дер-Ваальсовых или магнитных сил, так как обратная связь отключена. Кроме того, образец может быть наклонен, что приводит к изменению МСМ контраста вследствие уменьшения или увеличения расстояния зонд-образец и дополнительным трудностям его интерпретации. Методика также не подходит для МСМ исследований магнитных образцов с сильно развитым рельефом поверхности. Более распространенной является двухпроходная методика. Она состоит в том, что при сканировании в каждой строке на первом проходе снимается АСМ изображение рельефа в контактном или "полуконтактном" режиме. Затем зонд отводится от поверхности на расстояние z_0 , и производится второй проход с повторением рельефа поверхности. Расстояние z_0 выбирается таким, чтобы капиллярные и Ван-дер-Ваальсовы силы были настолько малы, что ими можно было бы пренебречь по сравнению с силой магнитного взаимодействия.

2.5. Микромагнитные расчеты

В рамках подхода микромагнетизма [69] феноменологически рассматривается свободная энергия единицы объема магнитного образца. Основным видом взаимодействия в ферромагнетиках является обменное взаимодействие атомов, которое приводит к появлению спонтанной намагниченности. Поскольку обменное взаимодействие является результатом электростатического взаимодействия электронов с учетом симметрии волновой функции системы, оно не зависит от направления суммарного спина. Поэтому в пределах размеров порядка обменной длины, то есть расстояния, на котором обменное взаимодействие между атомами достаточно сильно, чтобы их магнитные моменты были все время параллельны друг другу, и могут быть направлены в любую сторону. Изменения локальной намагниченности сводятся к поворотам магнитного момента, величина которого остается постоянной. Таким образом, уравнение движения магнитного момента элемента объема образца, линейные размеры которого меньше, чем обменная длина есть уравнение прецессии магнитного момента в эффективном магнитном поле. Эффективное поле находится варьированием плотности свободной энергии по вектору намагниченности:

$$H_{eff} = -\frac{\partial E}{\partial \mathbf{M}} \quad (2.19)$$

где E - плотность свободной энергии.

Плотность свободной энергии E есть функция $\mathbf{M}$, определяемая уравнениями Брауна [69]. Она включает плотность обменной энергии, энергии анизотропии, магнитостатической и Зеемановской (энергии взаимодействия с внешним полем).

$$E = E_{ex} + E_{an} + E_{MS} + E_Z \quad (2.20)$$

Плотность обменной энергии может быть представлена в виде положительно определенной квадратичной формы частных производных от компонент намагниченности по пространственным переменным. Она определяет "жесткость" вектора намагниченности по отношению к резким пространственным изменениям. В кубических кристаллах квадратичная форма обменной энергии изотропна и имеет вид:

$$E_{ex} = A \left[(\nabla m_x)^2 + (\nabla m_y)^2 + (\nabla m_z)^2 \right], \quad (2.21)$$

где m_x , m_y и m_z - компоненты единичного вектора $\mathbf{m}$ в направлении намагниченности $\mathbf{M}$. Константа обменного взаимодействия A имеет порядок величины $10^{-6} - 10^{-7}$ эрг/см.

Энергия анизотропии связана со сравнительно слабыми релятивистскими взаимодействиями между атомами магнетика (спин-орбитальное и спин-спиновое). Плотность энергии анизотропии можно получить из соображений симметрии кристаллической решетки в виде ряда по компонентам единичного вектора $\mathbf{m}$. Для одноосных кристаллов она находится по формуле:

$$E_{an} = K_I (m_x^2 + m_y^2) = K_I \sin^2 \theta, \quad (2.22)$$

где θ - угол между $\mathbf{m}$ и осью z , выбранной вдоль главной оси симметрии кристалла. При $K_I > 0$ энергия анизотропии минимальна, если намагниченность образца направлена вдоль оси z (ось легкого намагничивания). При $K_I < 0$ эта энергия минимальна, если направление намагниченности, образца лежит в плоскости xu (плоскость легкого намагничивания). Для кубического кристалла первым исчезающим членом в разложении энергии анизотропии является член четвертого порядка:

$$E_{an} = K_I (m_x^2 m_y^2 + m_x^2 m_z^2 + m_y^2 m_z^2) \quad (2.23).$$

При $K_I > 0$ (как, например, у железа) энергия анизотропии минимальна при намагничивании вдоль ребер куба $[100]$, $[010]$, $[001]$ (трехосный кристалл).

При $K_I < 0$ (как, например, у никеля) она минимальна, когда вектор $\mathbf{m}$ направлен вдоль пространственных диагоналей куба $[111]$, $[1-11]$ и т.д.

Магнитостатическая энергия учитывает тот факт, что магнитный образец может сам создавать магнитные поля. Из уравнения Максвелла $\text{div } \mathbf{B} = 0$ и определения $\mathbf{B} = \mathbf{H} + 4\pi\mathbf{M}$ следует, что $\text{div } \mathbf{H} = -4\pi \text{div } \mathbf{M}$. Таким образом, если дивергенция намагниченности образца отлична от нуля (имеются магнитные полюсы), то возникает магнитное поле, обладающее энергией. Плотность магнитостатической энергии находится путем нахождения магнитного поля, создаваемого всеми атомами образца в данном единичном элементе объема и скалярного умножения его на намагниченность этого элемента по формуле:

$$E_{MS} = -\frac{1}{2} \mathbf{H}_s \cdot \mathbf{M}, \quad (2.24)$$

где $\mathbf{H}_s$ - магнитное поле, создаваемое самим образцом в данной его точке, $\mathbf{M}$ - намагниченность в этой точке. Коэффициент $1/2$ следует из требования не учитывать один и тот же элемент объема образца дважды.

Плотность энергии Зеемана находится по формуле:

$$E_Z = \mathbf{H}_{ex} \cdot \mathbf{M}, \quad (2.25)$$

где $\mathbf{H}_{ex}$ - внешнее магнитное поле.

Уравнение прецессии магнитного момента с учетом диссипации энергии (уравнение Ландау-Лифшица-Гильберта, LLG [110, 111]) записывается в виде

$$\frac{\partial \mathbf{M}}{\partial t} = -|\gamma| \mathbf{M} \times \mathbf{H}_{eff} - \frac{|\gamma| \alpha}{M_s} \mathbf{M} \times \mathbf{M} \times \mathbf{H}_{eff}, \quad (2.26)$$

где $\mathbf{M}$ – вектор намагниченности, M_s - его модуль (намагниченность насыщения), $\mathbf{H}_{eff}$ – эффективное поле, $\gamma = \frac{ge}{2mc}$ – гиромагнитное отношение Ландау-Лифшица, α – коэффициент затухания.

Микромагнитный расчет производится следующим образом. Образец разбивается на ячейки, линейный размер которых меньше или сравним с обменной длиной ($\delta = A/K_1$)^{1/2}. Для каждой ячейки счета задается направление вектора намагниченности (начальные условия). Затем в каждой ячейке рассчитывается плотность свободной энергии. Далее можно использовать два подхода. Первый подход, статический - минимизируется функционал свободной энергии образца в пространстве магнитных моментов всех ячеек счета. Основное микромагнитное состояние соответствует минимуму свободной энергии. Для нахождения этого минимума обычно используется метод сопряженных градиентов. Второй подход, динамический - в каждой ячейке счета вычисляется эффективное поле и решается уравнение LLG (2.26) до тех пор, пока везде в образце $|\mathbf{M} \times \mathbf{H}_{\text{eff}}|/M_s^2$ не станет меньше заданного малого числа. При этом достигается условие локального минимума свободной энергии, и производная магнитного момента по времени становится равной нулю. Оба подхода дают одинаковый результат, однако используя динамический подход, можно также рассчитывать воздействие спин-поляризованного тока на магнитное строение образца. Для этого в уравнение LLG добавляются дополнительные члены [113 - 115]. Для расчетов удобно уравнение LLG записать в форме Гильберта, когда в диссипативном члене стоит производная намагниченности по времени:

$$\begin{aligned} \frac{\partial \mathbf{M}}{\partial t} = & -|\gamma| \mathbf{M} \times \mathbf{H}_{eff} + \frac{\alpha}{M_s} \mathbf{M} \times \frac{\partial \mathbf{M}}{\partial t} - \\ & - \frac{P\mu_B}{eM_s^3(1+\xi^2)} \cdot \mathbf{M} \times (\mathbf{M} \times (\mathbf{j} \cdot \nabla) \mathbf{M}) - \frac{P\mu_B\xi}{eM_s^2(1+\xi^2)} \cdot \mathbf{M} \times (\mathbf{j} \cdot \nabla) \mathbf{M} \end{aligned}, \quad (2.27)$$

где $\mathbf{j}$ - плотность тока, P - его спиновая поляризация, μ_B - магнетон Бора,

$\xi = \tau_{ex}/\tau_{sf}$ - отношение обменного времени ($\tau_{ex} = \hbar/SJ$, S - спин атома, J -обменная константа) к времени спиновой релаксации.

В данной диссертационной работе для расчетов использовалась программа OOMMF [70]. Воздействие спин-поляризованного тока на намагниченность образца рассчитывалось с помощью дополнительного модуля spintevolve [117], который был доработан так, чтобы учитывать неравномерное распределение тока в микроструктуре. Распределение тока рассчитывалось с помощью модуля FiPy для языка Python [116].

2.6. Развитие метода магнитосиловой микроскопии для исследования магнитного строения микро- и наноструктур Fe (001) и Fe (011)

2.6.1. Разработка электромагнитной приставки и адаптера для 4-х точечного измерения сопротивления образца к МСМ

Для достижения целей данной диссертационной работы был разработан магнитно-силовой микроскоп с внешним управляемым магнитным полем и одновременными измерениями электронно-транспортных характеристик образцов, на основе СЗМ Р47 Solver NTMDT [108]. Схема прибора показана на

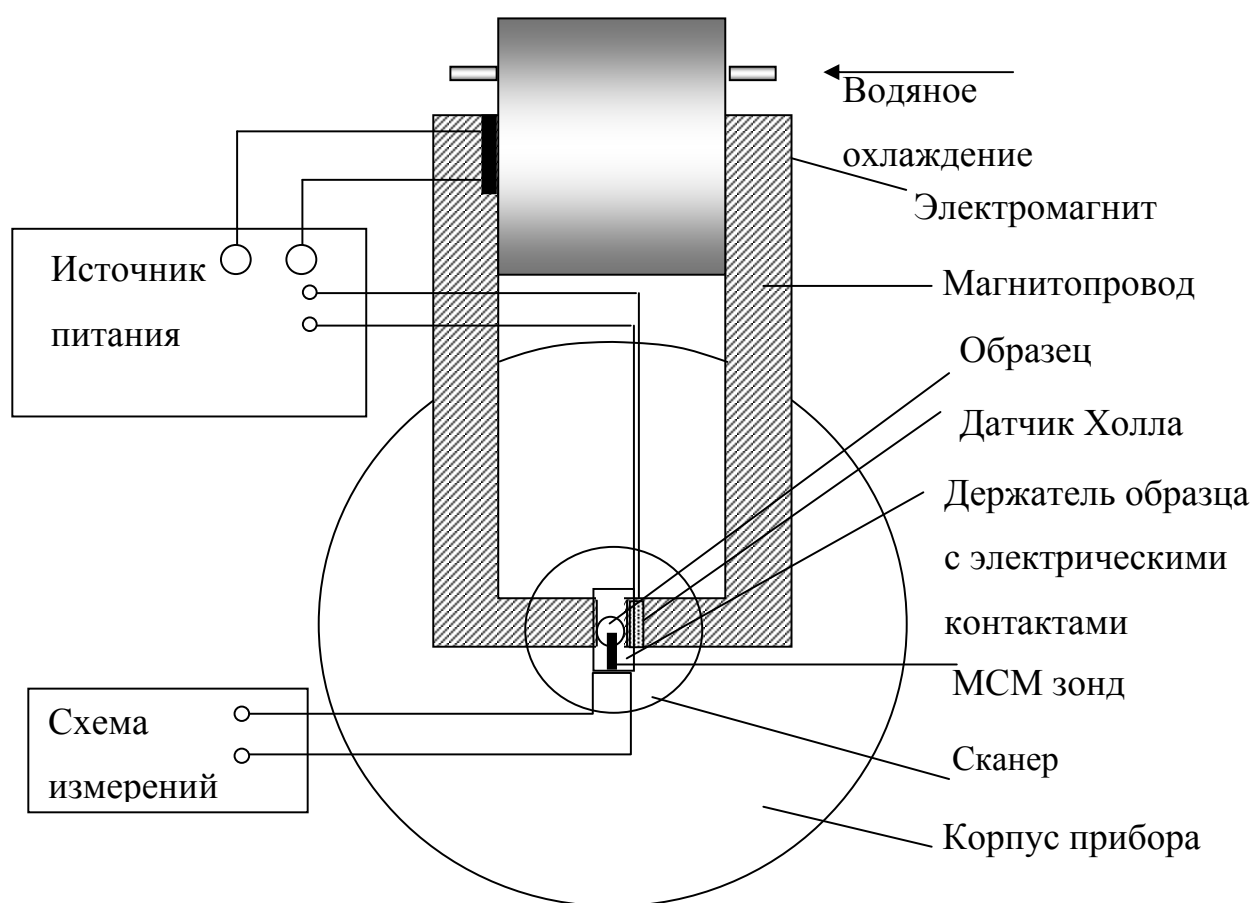


Рис. 2.6. Магнитосиловой микроскоп с внешним управляемым магнитным полем и электронно-транспортными измерениями.

рис.2.6. Источник магнитного поля представляет собой электромагнит с водяным охлаждением и настраиваемым источником тока. Магнитное поле подается на образец с помощью железного магнитопровода с остаточной намагниченностью около 100 Гс. Образец помещается в зазоре магнитопровода шириной 8 мм. Для точной установки величины поля вблизи образца, используется датчик Холла. Для измерений электрон-транспортных свойств образца был изготовлен специальный держатель с поджимными электрическими контактами. Вместе с образцом он помещается в зазор магнитопровода. Электрический сигнал от образца идет на вход АЦП прибора Р47 и отображается его в управляющей программе прибора. Была также реализована возможность управления внешним электромагнитом из

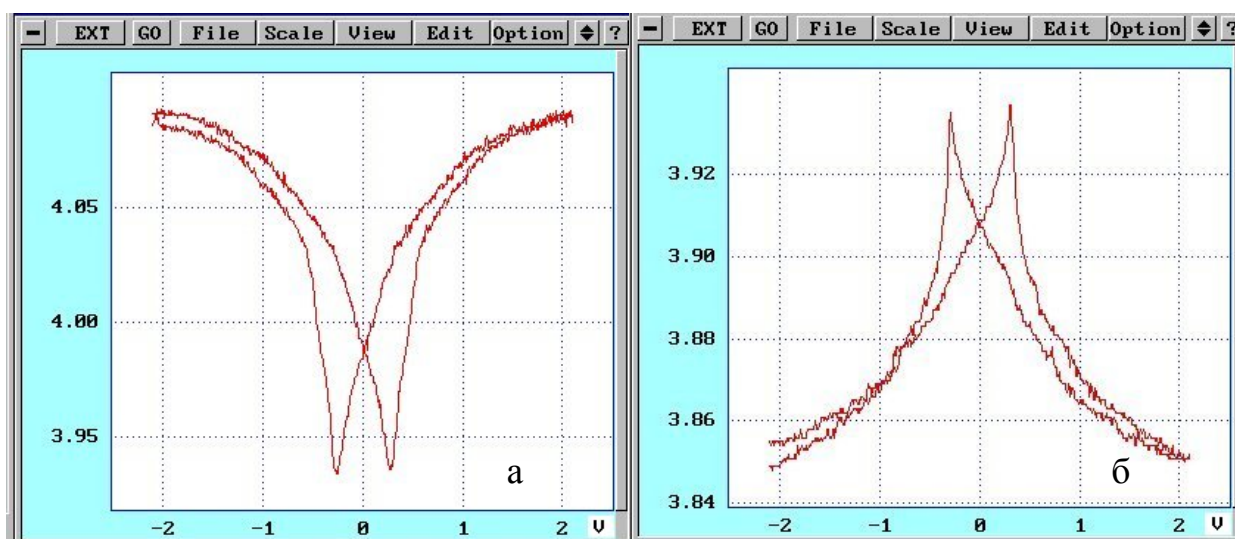


Рис. 2.7. Кривые магнитосопротивления никелевого макростика при комнатной температуре, полученные с помощью развертки магнитного поля в программе управления АСМ: продольное магнитосопротивление (а); поперечное магнетосопротивление (б). По оси x отложено напряжение, подаваемое на блок управления электромагнитом, по оси y – усиленный сигнал напряжения на образце, пропорциональный его сопротивлению.

управляющей программы прибора Р47. При комнатной температуре можно было измерять магнитосопротивление одновременно с МСМ сканированием.

На рис. 2.7 показаны кривые магнитосопротивления для пленок никеля, помещенных в МСМ. Наблюдаемые зависимости магнитосопротивления характерны для пленок ферромагнитных металлов (Fe, Co, Ni), в которых наблюдается эффект анизотропного магнитосопротивления при комнатной температуре. Коэрцитивная сила пленок Ni составила около 100 Э.

2.6.2. Повышение чувствительности, пространственного разрешения МСМ зондов и их стойкости во внешнем магнитном поле

Основной частью МСМ является зонд. От его параметров, прежде всего, зависит чувствительность и разрешение прибора. В идеале МСМ зонд должен представлять собой либо точечный диполь, либо монополь, однако в реальности это не так, и во многих работах исследовалось магнитное строение зонда с целью повышения чувствительности и разрешения. Для таких исследований использовались оптические методы, а также методы электронной микроскопии, в частности, электронной голографии [59], Лоренцевской [58] и спин-поляризованной электронной микроскопии [60]. Изображение картинок магнитных доменов на искривленных поверхностях нетривиально для большинства экспериментальных методов. Оптические методики, с использованием магнитооптического эффекта Керра и эффекта Фарадея, часто используют 180-градусное отражение света и имеют малую глубину фокуса. Из-за этого только часть изображения искривленной или наклонной поверхности имеет приемлемое разрешение. Таким образом, магнитное строение зонда, в основном, мало изучено. В электронной микроскопии глубина фокуса большая и, следовательно, даже на сильно искривленных поверхностях могут быть легко получены резкие изображения. В отдельных работах было исследовано магнитное строение некоторых МСМ зондов. С использованием Лоренцевской электронной

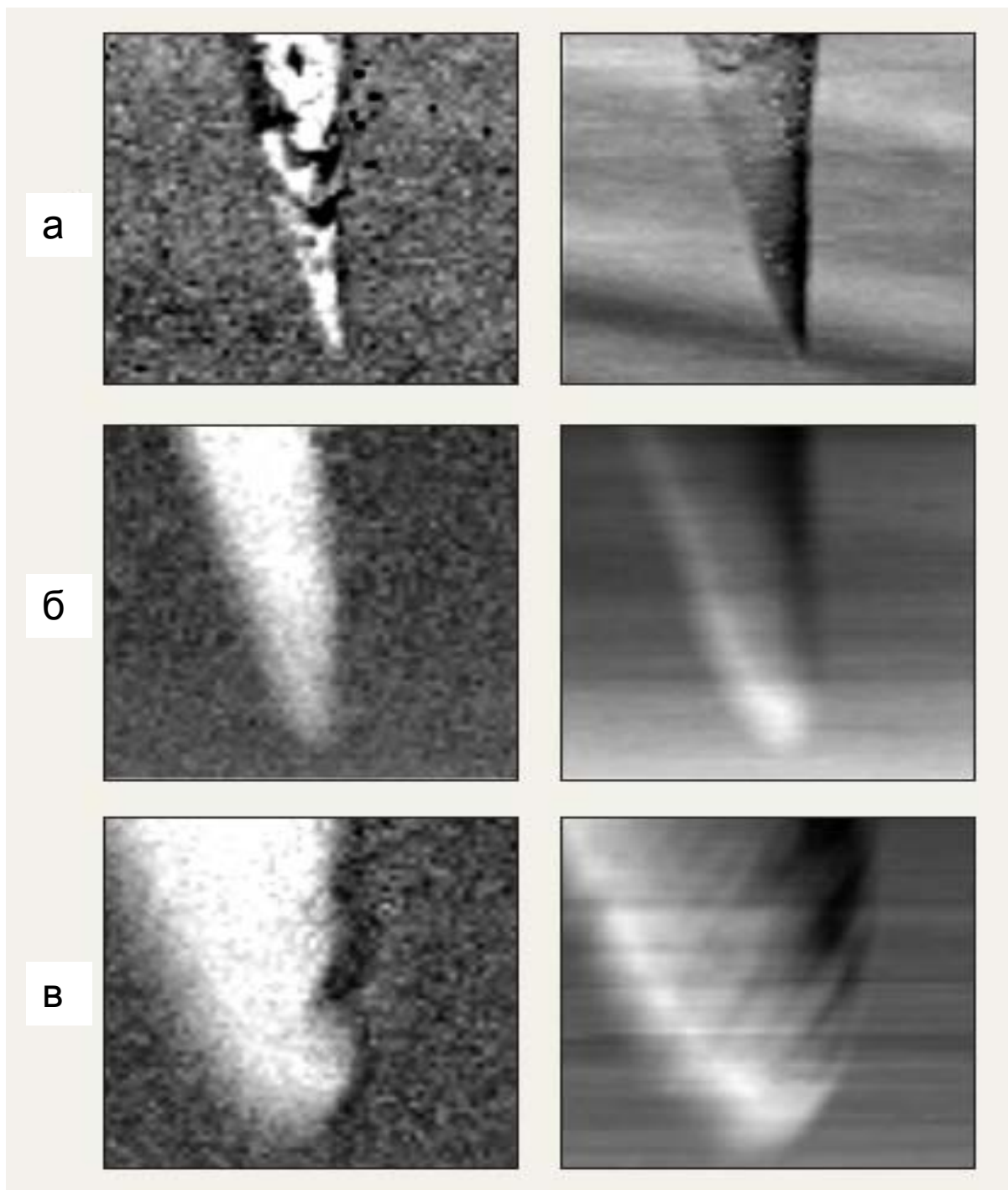


Рис. 2.8. Spin-SEM изображения иглы MCM зонда с покрытием из железа (слева) и одновременно полученные топографические изображения этой иглы (справа). Размеры сканов (а) $50\text{ мкм} \times 50\text{ мкм}$, (б) $7.5\text{ мкм} \times 7.5\text{ мкм}$, (в) $2.5\text{ мкм} \times 2.5\text{ мкм}$ [60].

микроскопии [59] было определено положение доменных стенок, проинтегрированное по сечению иглы. Было найдено, что иглы с покрытием Ni находятся в однодоменном состоянии вплоть до расстояния 20 мкм от кончика, что довольно много, и можно пользоваться монопольным приближением. В работе [59] с использованием электронной голографии было получено количественное согласие с моделью однополюсной иглы для кантилеверов с покрытием Ni, однако, как известно, Ni дает очень малый MCM контраст, его использование в качестве покрытия зонда редко может быть оправдано. Непосредственное определение магнитного строения MCM зонда было сделано с использованием спин-поляризованной электронной микроскопии spin-SEM в работе [60]. Изображения распределения намагниченности зонда с покрытием Fe из этой работы, а также одновременно полученные топографические изображения показаны на рис 2.8. Из этих результатов авторы сделали вывод, что намагниченность поверхности иголки главным образом направлена вдоль ее оси. Тем самым доминирующую роль в определении направления намагниченности зонда играет не кристаллографическая магнитная анизотропия материала покрытия, а магнитная анизотропия формы иглы. Из изображения с большим увеличением на рис 2.8б, можно заключить, что область вблизи кончика иглы, длиной более 7 мкм находится в квазиоднодоменном состоянии с намагниченностью в направлении вдоль иглы к ее кончику. Однако в непосредственной близости от кончика есть область с противоположной намагниченностью (рис. 2.8в). Ее существование, по всей видимости, связано с необходимостью замыкания линий магнитной индукции.

На момент начала данной диссертационной работы микромагнитных расчетов строения МСМ зонда не проводилось. В основном использовалась модель точечного диполя [109], а также модель однородно намагниченного усеченного конуса [118]. В данной диссертационной работе был проведен расчет магнитного строения зонда в форме усеченного конуса. В качестве параметров зонда брались паспортные данные для стандартных кантилеверов фирмы НТМДТ. Предполагалось, что зонд покрыт слоем поликристаллического железа толщиной 50 нм. Рассчитанное магнитное строение МСМ зонда показано на рис. 2.9.

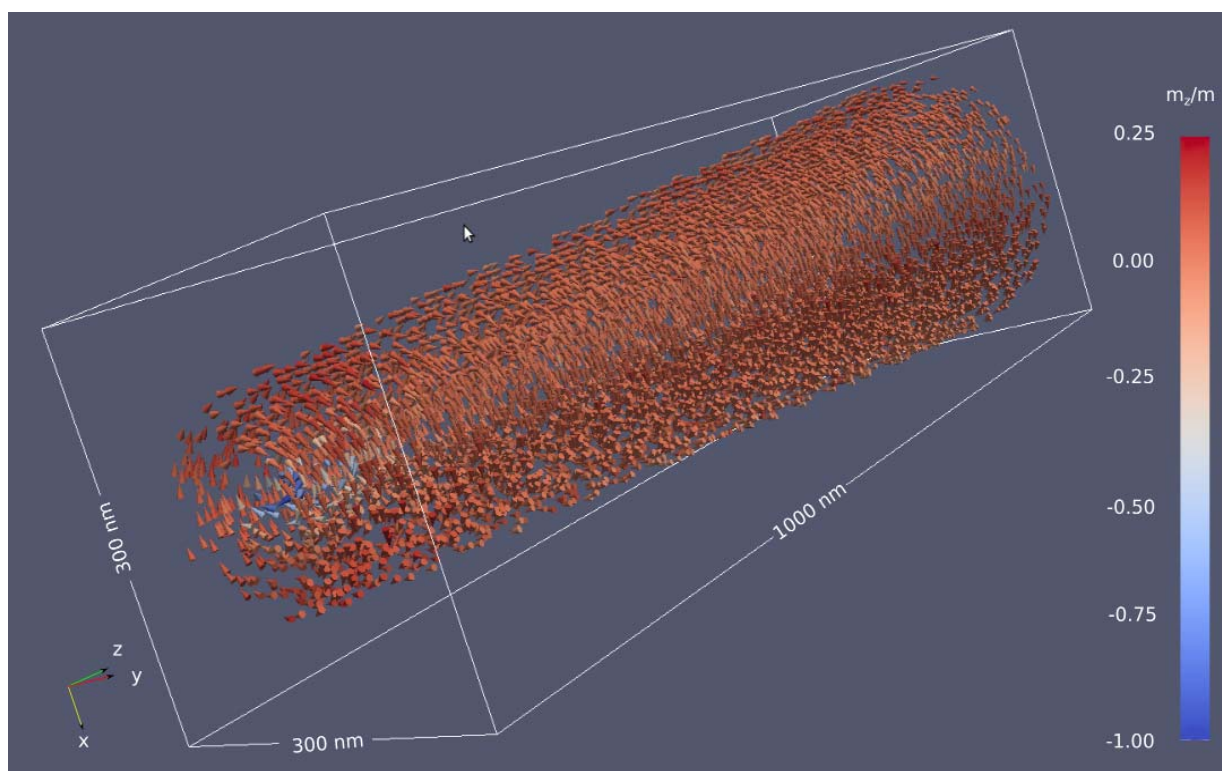


Рис. 2.9. Рассчитанное магнитное строение МСМ зонда в форме усеченного конуса с покрытием поликристаллического железа (в отсутствии магнитной анизотропии).

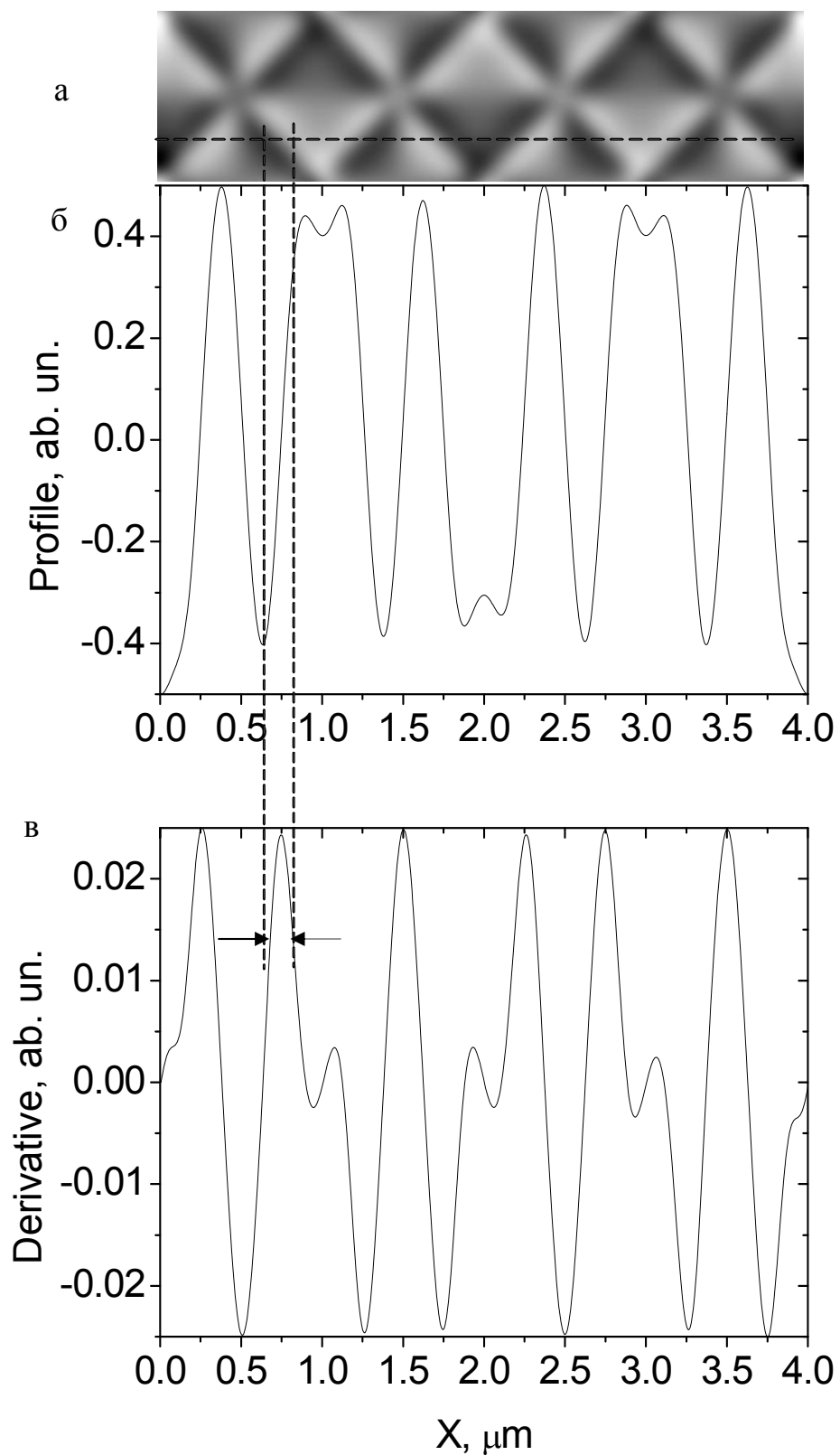


Рис. 2.10. МСМ контраст прямоугольника 1×4 мкм (а), его профиль на расстоянии 0,75 от ширины (б) и производная по x от этого профиля (в).

Видно, что намагниченность образует замкнутую вихревую структуру везде кроме кончика зонда. Размер области, в которой намагниченность направлена вдоль оси зонда, составляет около 50 нм.

Для оценки разрешения такого зонда рассчитывалась вторая производная по z магнитного поля, создаваемого микроструктурой в форме прямоугольника размерами 1×4 мкм и толщиной 100 мкм на разных высотах от 5 нм до 5 мкм с шагом 5 нм. Магнитное строение прямоугольника представляет собой структуру “diamond”. Вторая производная магнитного поля по z на данной высоте подъема над образцом как функция от координат (x, y) есть МСМ изображение, которое получалось бы с помощью идеального зонда в виде точечного диполя на этой высоте подъема. Чтобы получить МСМ изображения для зонда с данным рассчитанным распределением намагниченности считалась свертка распределения намагниченности в сечении зонда плоскостью (x, y) со второй производной магнитного поля по z на каждой высоте z . Затем значения этих сверток для каждой высоты z суммировались.

Из рассчитанных МСМ изображений определялось разрешение МСМ зонда в зависимости от высоты. Для этого брался профиль рассчитанного МСМ изображения, построенный вдоль прямой на уровне 0,75 от ширины прямоугольной микроструктуры и строились графики производной по x от этого профиля (рис. 2.10). На производной профиля пики соответствуют положениям доменных стенок. Полуширину пика в МСМ изображении, рассчитанного для идеального зонда на минимальной высоте можно считать равной (с некоторым коэффициентом) ширине доменной стенки. Полученные зависимости аппроксимировались по формуле:

$$\delta(z) = (k^2 \times (z + z_0)^2 + \delta_0^2)^{1/2}, \quad (2.23)$$

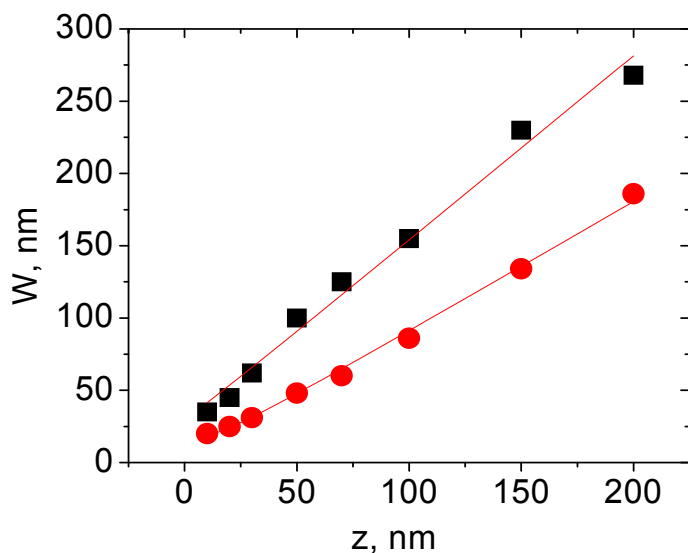


Рис. 2.11. Зависимости ширины пика производной профиля МСМ изображения, взятого вдоль прямой на уровне 0,75 ширины микроструктуры от высоты подъема зонда. Круги - значения для зонда в виде точечного диполя, квадраты - значения для зонда в форме усеченного конуса, магнитное строение которого рассчитано для покрытия из поликристаллического железа.

где δ_0 - ширина доменной стенки, k – коэффициент пропорциональности между высотой подъема зонда и второй производной по z магнитного поля, создаваемого образцом, z_0 - добавка к высоте подъема зонда, связанная с его размерами и магнитным строением. На рис. 2.11 показана зависимость ширины пика производной профиля МСМ изображения, взятого вдоль прямой на уровне 0,75 ширины микроструктуры, от высоты подъема зонда, магнитное строение которого показано на рис. 2.9. Для сравнения приведена также зависимость этой величины для зонда в виде точечного диполя. Из рисунка видно, что найденные расчетные зависимости достаточно хорошо аппроксимируются формулой (23). Ширина доменной стенки получилась равной $\delta_0 = 16$ нм.

В данной диссертационной работе для МСМ измерений специально изготавливались магнитные зонды на основе стандартных кантилеверов фирмы

NTMDT. На боковую поверхность иглы наносилась пленка из ферромагнитного материала. Для того чтобы гарантировать доминирующую ориентацию вектора намагниченности зонда вдоль оси иглы, его намагничивали постоянным магнитом, дающим поле около 1000 Гс. Проводилась оптимизация зондов по чувствительности к магнитному полю образца и пространственному разрешению. Эти два параметра конкурируют между собой, так как чувствительность

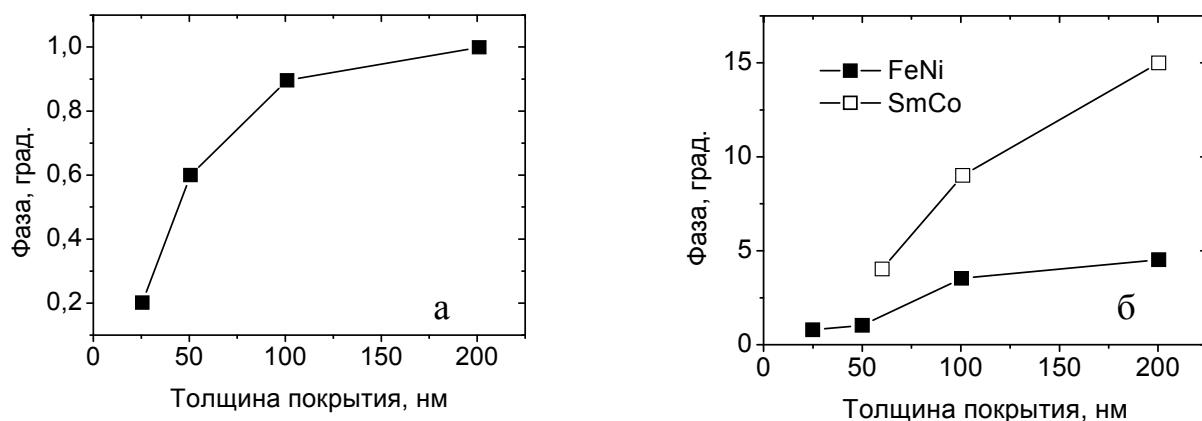


Рис. 2.12. Зависимость от толщины покрытия МСМ зонда максимального магнитного контраста пленки железо-иттриевого граната, полученного с помощью кантилеверов, с покрытием $Ni_{80}Fe_{20}$ (а) и максимального магнитного контраста жесткого диска, полученного с помощью кантилеверов, с покрытием $Ni_{80}Fe_{20}$ и SmCo.

напрямую зависит от магнитного момента зонда, который тем больше (до определенного предела), чем больше магнитного материала нанесено на него. Пространственное же разрешение – наоборот, тем лучше, чем меньше размеры магниточувствительной части зонда. Было исследовано влияние толщины нанесенного на кантилевер магнитного покрытия на его чувствительность. На рис. 2.12 показаны зависимости чувствительности магнитных кантилеверов с покрытием $Fe_{80}Ni_{20}$ и SmCo от толщины покрытия. Из рисунка видно, при

толщинах меньше 150 нм, наблюдается сильная зависимость чувствительности от толщины, а при больших толщинах она выходит на насыщение. Следовательно, имеет смысл наносить покрытие толщиной не более 150 нм, чтобы не проигрывать по разрешению мелких деталей магнитного контраста. В то же время, зависимость чувствительности от толщины покрытия SmCo (рис. 2.12б) не выходит на насыщение в области измеренных толщин от 50 до 200 нм. Так что если высокое

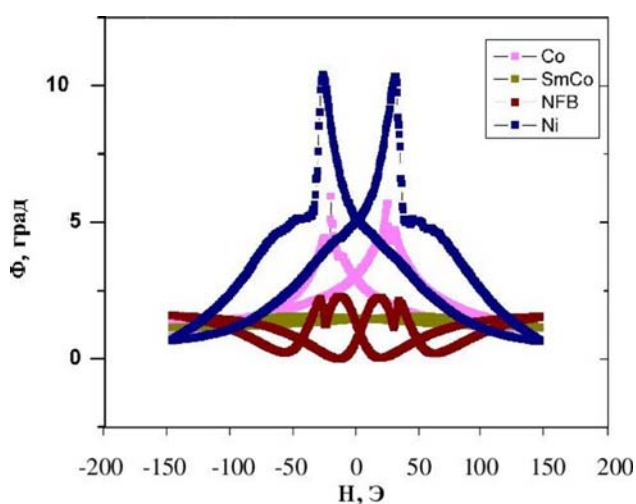


Рис. 2.13. Зависимости максимума МСМ контраста дискеты от внешнего магнитного поля, полученные для МСМ зондов с разными покрытиями.

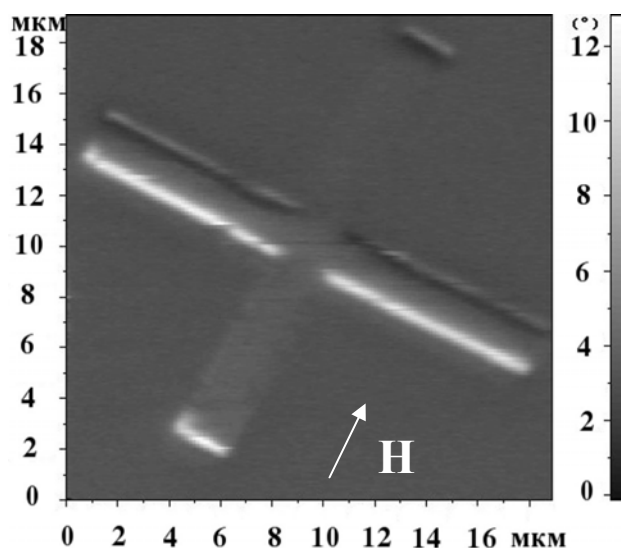


Рис. 2.14. МСМ изображение крестообразной микроструктуры Fe (001) во внешнем магнитном поле $H = 400$ Э. Стрелкой показано направление поля.

разрешение не столь существенно, то можно наносить покрытия толщиной выше 200 нм, тем самым, повышая чувствительность. Однако, для большинства экспериментов толщина покрытия 100 нм оказалась достаточной. При подборе магнитного материала следует учитывать тот факт, что зонд создает собственное магнитное поле, которое может перемагнитить образец.

На магнитное строение зонда и как следствие на МСМ изображение может сильно влиять внешнее магнитное поле. Поэтому также были проведены

исследования поведения зондов во внешнем поле. В результате них было выяснено, что поле действует так, что при некотором его значении (около 50 Э) магнитный момент зонда резко меняется, вследствие чего МСМ контраст инвертируется. На рис. 2.13 показана зависимость от магнитного поля максимального МСМ контраста тестового образца (дискеты) при использовании МСМ зондов с покрытиями Co, SmCo, NdFeB и Ni. Магнитное поле прикладывалось в плоскости образца. Видно, что за исключением SmCo, используемые покрытия зонда перемагничиваются в полях около 50 Э.

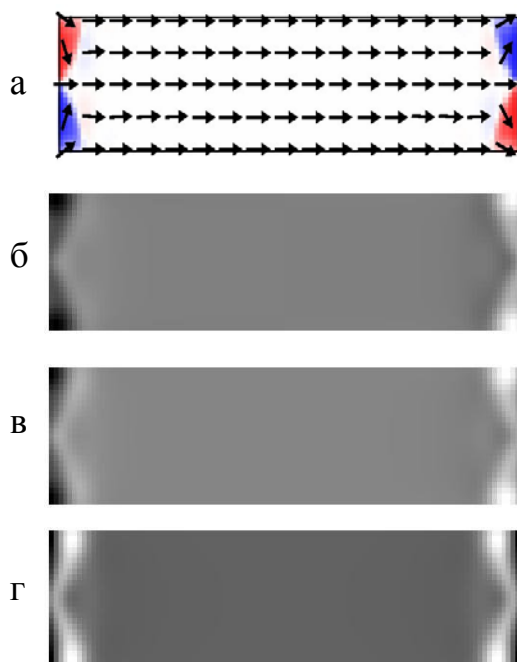


Рис. 2.15. Рассчитанное магнитное строение прямоугольника размерами $0,5 \times 2$ мкм (а); его смоделированный МСМ контраст, если магнитный момент зонда направлен перпендикулярно плоскости структуры(б); контраст, когда момент зонда направлен под 45° к оси структуры (в); контраст когда магнитный момент зонда параллелен оси структуры (г).

Дальнейшее увеличение внешнего поля ведет к плавному изменению намагниченности зонда до насыщения в направлении внешнего поля. На МСМ изображении это приводит к картинке, на которой разные магнитные полюса становятся одного цвета. На рис. 2.14 изображен МСМ контраст крестообразной микроструктуры Fe (001) во внешнем поле $H = 400$ Э. При снятии МСМ изображения использовался зонд с покрытием железа толщиной 50 нм. Белые участки по обеим краям микроструктуры, соответствующим разным полюсам свидетельствуют о наличии параллельной полю компоненте намагниченности

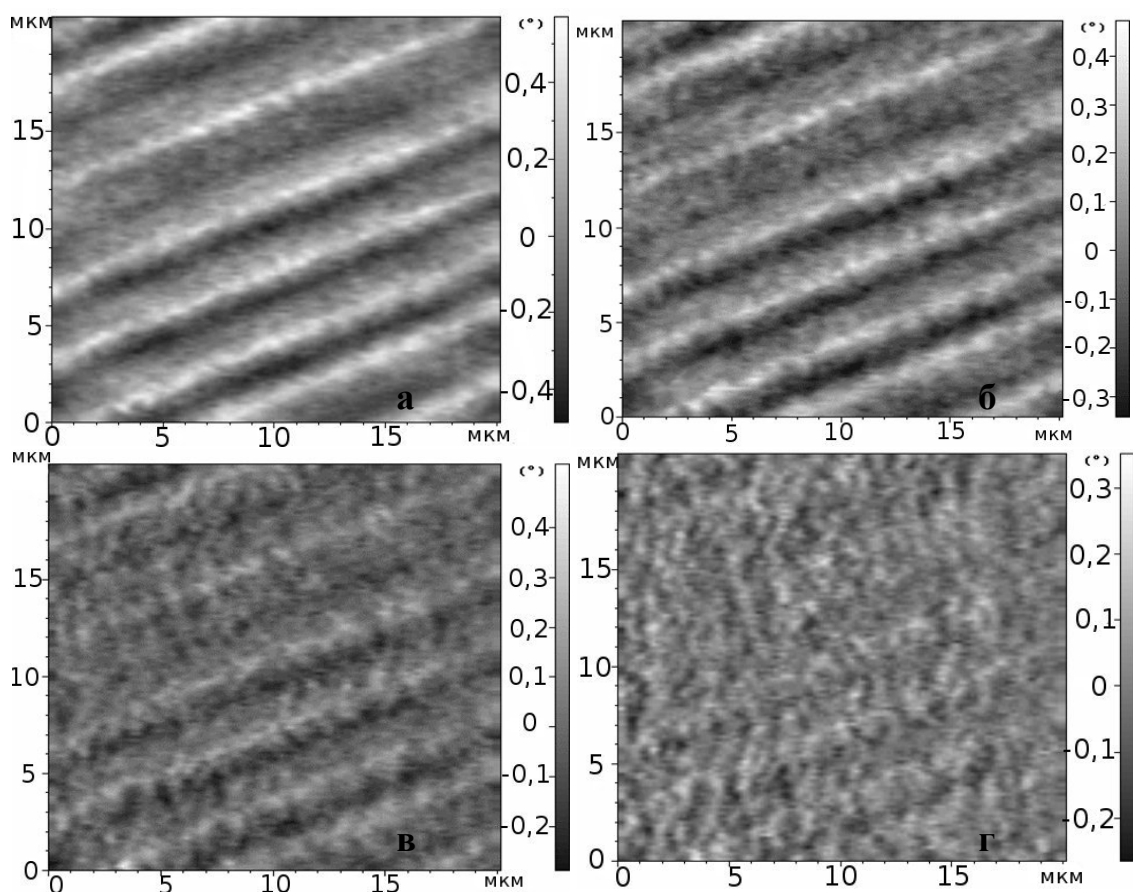


Рис. 2.16. Перемагничивание дискеты во внешнем магнитном поле: МСМ контраст при нулевом поле (а); $H=480$ Э (б); $H=1080$ Э (в) и $H=1340$ Э (г).

зонда. Численное моделирование магнитного контраста однородно намагниченной микроструктуры при условии, что зонд имеет компоненту вектора намагниченности, параллельную намагниченности микроструктуры подтверждает эту интерпретацию. На рис. 2.15 показан смоделированный МСМ контраст однородно намагниченной вдоль оси прямоугольной микроструктуры размерами $0,5 \times 2$ мкм, при разных направлениях намагниченности зонда. Видно, что по отношению к повороту магнитного момента зонда на 180° в вертикальном направлении контраст антисимметричен (рис. 2.15б), а по отношению к повороту

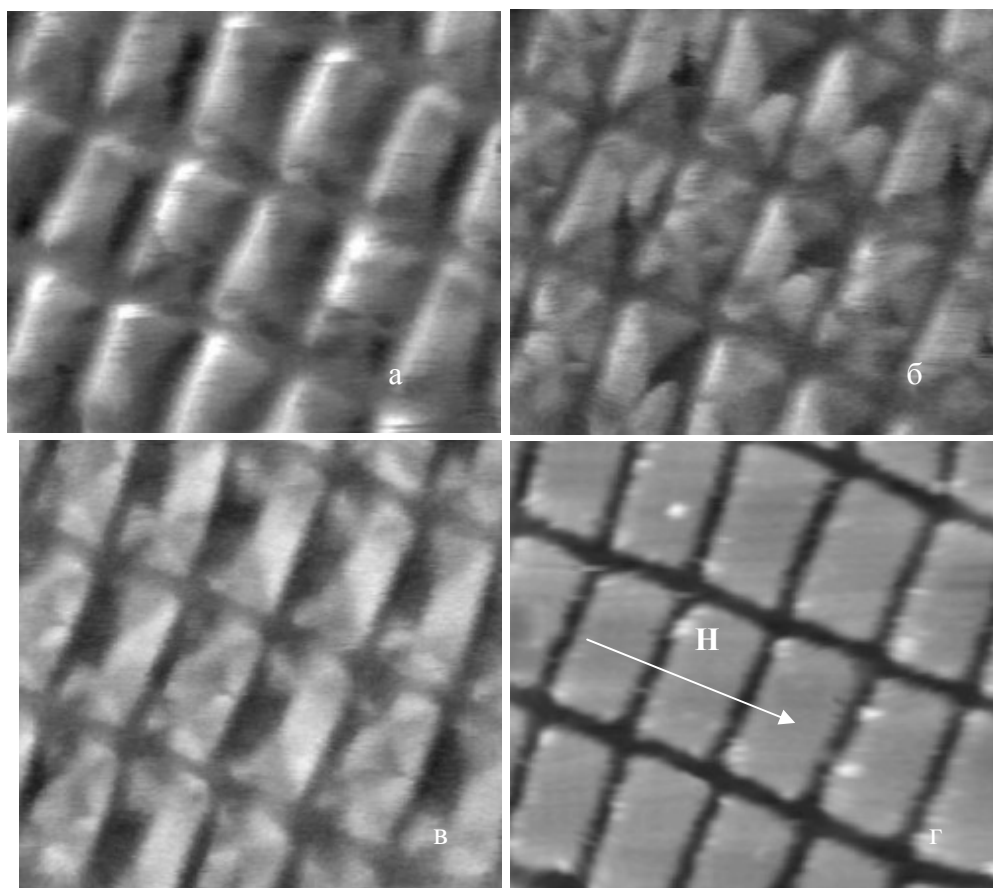


Рис. 2.17. МСМ контраст (а ,б, в) и топография (г) прямоугольников 1×2 мкм толщиной 50 нм из $Ni_{80}Fe_{20}$ в полях: а) $H=-150$ Э; б) $H=0$ Э; в) $H=150$ Э.

на 180° в горизонтальном направлении, вдоль оси микроструктуры он симметричен (рис. 2.15г). Когда магнитный момент зонда направлен под некоторым углом к вертикали МСМ контраст асимметричен, что и соответствует случаю, наблюдаемому в эксперименте в полях, близких к полю насыщения для микроструктур (рис. 2.14). Пространственное разрешение МСМ изображения, как видно из рис. 2.11, сильно зависит от расстояния между зондом и образцом. Чтобы увеличить разрешение необходимо уменьшить это расстояние. При малых расстояниях между зондом и образцом при двухпроходной методике нужно уменьшать амплитуду колебаний зонда во втором проходе, чтобы он не попадал в зону действия ван-дер-Ваальсовских и капиллярных сил. Иначе на малом расстоянии от образца зонд будет прилипать к его поверхности. К залипанию зонда может привести также и магнитное взаимодействие с образцом. Поэтому желательно магниточувствительную часть зонда уменьшить и подвести зонд близко к поверхности, уменьшив амплитуду его колебаний. Однако при слишком малых амплитудах колебаний МСМ изображение начинает сильно искажаться из-за шумов. Поэтому в условиях атмосферы, когда добротность кантилевера довольно низка по сравнению с его добротностью в вакууме, уменьшать толщину магнитного покрытия зонда до величины менее 50 нм нецелесообразно.

Бывает ситуация, когда при проведении АСМ измерений с помощью магнитного кантилевера в полуконтактном колебательном режиме наблюдается наложение АСМ и МСМ изображений. При касании с образцом магнитные силы, действующие на кончик зонда, сравниваются с силами другой природы (ван-дер-Ваальсовскими и капиллярными). Подбор магнитного покрытия зонда позволяет увеличить этот эффект. Полученное изображение подается интерпретации, так как можно визуально разделить особенности, связанные с магнитным строением и особенности, связанные с топографией. Таким образом, можно создать методику измерений, обладающую максимальным разрешением за счет минимальной

высоты подъема зонда при прочих таких же параметрах прибора. Такая методика была опробована. Измерялся сигнал фазы колебаний зонда при его касании с образцом. В качестве покрытия зонда использовалось железо толщиной 50 нм. Так удалось детально визуализировать 180° доменную стенку в микроструктуре Fe (011) с разрешением около 30 нм.

2.6.3. Тестовые объекты

Для измерений чувствительности, разрешения и стойкости по отношению к внешнему магнитному полю разных MCM зондов использовались различные тестовые объекты. Для тестирования зондов с покрытием SmCo наиболее подходящим оказался жесткий диск. Он обладает сильным MCM контрастом, который легко интерпретировать, и поэтому с его помощью тестировались большинство кантилеверов. Можно было увидеть, в каком режиме зонд выдает правильное MCM изображение, а в каком нет. Вследствие высокой магнитной жесткости материала диска зонды с большим суммарным магнитным моментом не перемагничивают его. Для измерений стойкости зондов к внешнему полю применялась также дискета. Процесс перемагничивания дискеты показан на рис. 2.16. Видно, что магнитные дорожки полностью размагничиваются в поле около 1300 Э. Для тестирования магнитомягких зондов использовались пленки железо-иттриевого граната. Кантилеверы с покрытием из пермаллоя на таких пленках показали четкий MCM контраст, в то время как с помощью зондов с покрытием SmCo его увидеть не удавалось из-за перемагничивания образца зондом. Также использовались прямоугольные микроструктуры из пермаллоя. Их магнитное строение известно по многим работам, в частности [90, 91]. Достаточно плавная регулировка поля электромагнитной приставки (с шагом до 1 Э и меньше) позволила исследовать эволюцию магнитного строения таких микроструктур. На рис. 2.17 показано поведение в магнитном поле прямоугольников из пермаллоя

толщиной 50 нм с латеральными размерами 1×2 мкм. Видно, что магнитное строение эволюционирует в диапазоне полей от -150 до $+150$ Э. В одних случаях оно представляет собой структуру Ландау, а в других – структуру “diamond”.

Заключение к главе 2

Во второй главе были представлены результаты анализа экспериментальных подходов и методик получения эпитаксиальных пленок Fe (001) и Fe (011). В качестве подложек был выбран монокристаллический (Al_2O_3) A-, и R- ориентаций. Для получения эпитаксиальных пленок Fe (001) и Fe (011) высокого качества на подложках Al_2O_3 был выбран метод импульсного лазерного осаждения в условиях сверхвысокого вакуума.

Для изготовления на основе полученных пленок эпитаксиальных микро- и наноструктур высокого качества была выбрана субтрактивная технология микроструктурирования с использованием электронной литографии для изготовления маски и последующего травления структур ионами Ar^+ .

Для изучения объемного строения пленок был выбран метод рентгеновской дифрактометрии. Для оценки качества пленок будут использованы методы электрон-транспортных измерений, а именно измерений RRR и магнитосопротивления. Морфология поверхности пленок и геометрические размеры микроструктур будут исследованы методом АСМ.

Магнитное строение микроструктур будет исследоваться с помощью МСМ. Для исследований изменений магнитного строения микро- и наноструктур во внешнем магнитном поле, а также зависимости их электрон-транспортных свойств от магнитного поля прибор P47 Solver NTMDT был оборудован управляемым источником магнитного поля, цепью измерений электрического сопротивления образцов, а также разработанной приставкой для инъекции спин-поляризованного тока.

Для увеличения точности МСМ измерений проводилась оптимизация зондов по чувствительности к магнитному полю и пространственному разрешению. Исследовались разные материалы покрытия МСМ зонда. Было найдено, что для исследований магнитного строения пленок железа больше всего подходят зонды с покрытием из железа.

Для интерпретации микромагнитных состояний микро- и наноструктур, проводились численные расчеты их магнитного строения а также магнитного строения МСМ зондов с использованием программного пакета OOMMF в приближении как 2d, так и 3d. По рассчитанному магнитному строению микро- и наноструктур производилось численное моделирование их МСМ контраста.

Глава 3. Выращивание и исследования свойств эпитаксиальных пленок Fe (001) и Fe (011)

Введение

Для того чтобы изготовить эпитаксиальные микро- и наноструктуры хорошего качества, которые бы имели регулярное магнитное строение, нужно было провести систематические исследования эпитаксиального роста пленок Fe (001) и Fe (011). Для выращивания пленок таких кристаллографических ориентаций были выбраны подложки из сапфира R- и A- ориентаций, соответственно, поскольку они являются наиболее используемыми для этих целей. Необходимо было добиться структурного совершенства в объеме пленки и малой шероховатости ее поверхности.

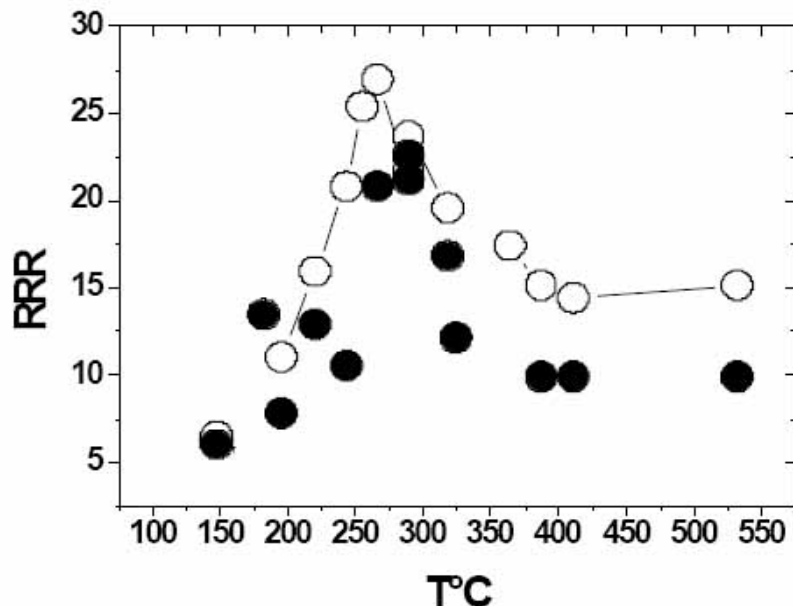


Рис. 3.1. Зависимость RRR пленок Fe (011) от температуры роста. Светлые кружки – рост на A-сапфире без подслоя, темные кружки – рост на A- сапфире с подслоем Mo толщиной 10 нм.

3.1. Рост эпитаксиальных пленок Fe (011)

Согласно литературным данным на момент начала данной диссертационной работы пленки Fe (011) эпитаксиально выращивались на А- плоскости сапфира с подслоем Мо методом молекулярно-лучевой эпитаксии [93 - 95]. В данной диссертационной работе была предпринята попытка их вырастить на этих же подложках методом импульсного лазерного осаждения. В экспериментах по выращиванию пленок контролировалась их шероховатость и величина RRR.

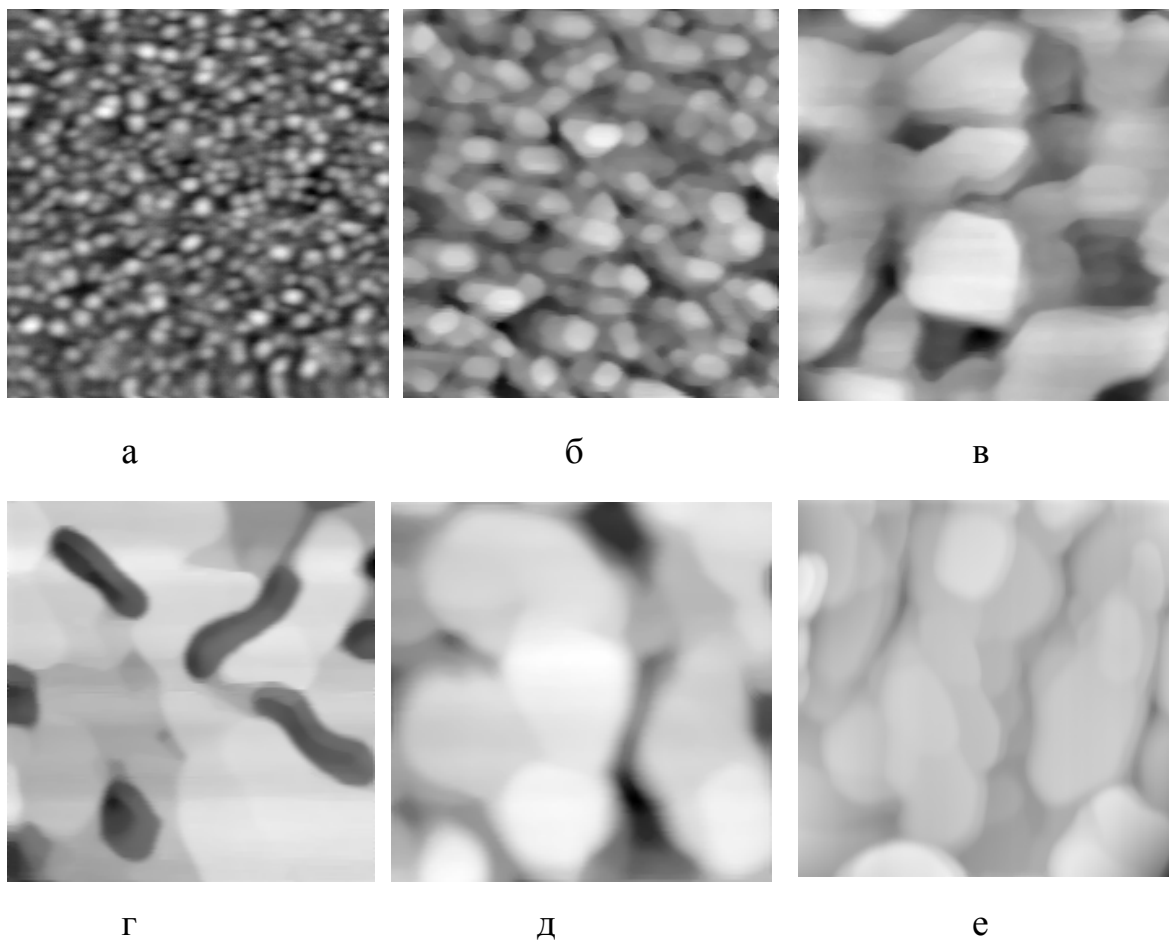


Рис. 3.2. АСМ изображения 2×2 мкм поверхности пленок Fe (011) толщиной 100 нм, выращенных на А-плоскости сапфира при температурах 150°C (а), 200°C (б), 250°C (в), 290°C (г), 325°C (д), и 530°C (е).

Температура подложек варьировались от комнатной до $+550^{\circ}\text{C}$, а скорость роста – от 2 до 20 нм/мин. Температура подложки влияет на процесс роста двояко. От нее зависит скорость диффузии адатомов, и она влияет на процесс рекристаллизации зародышей. Тем самым, варьирование температуры роста приводит к значительным изменениям характеристик выращиваемых пленок. Скорость роста в исследованном диапазоне, как было выяснено, влияет на параметры пленок не так сильно, как температура подложки. На рис. 3.1 показана выявленная в ходе экспериментов зависимость RRR выращенных пленок от температуры подложки. Видно, что при повышении температуры роста от комнатной до 300°C происходит значительное увеличение RRR. Для пленок толщиной 100 нм, выращенных при комнатной температуре, RRR находится в диапазоне от 6 до 7. В то же время для пленок такой же толщины, но выращенных при температуре 280°C , RRR увеличивается почти до 30. При дальнейшем увеличении температуры роста RRR начинает уменьшаться. Удельное сопротивление при комнатной температуре всех выращенных при разных температурах пленок составило около 10 мкОм см, что не сильно превышает табличное значение для объемного кристалла железа. Это означает, что пленки сплошные и не состоят из отдельных островков, между которыми есть перемычки. И тем самым правило Матиссена не должно нарушаться, и при больших значениях RRR оно пропорционально эффективной остаточной длине свободного пробега электронов. Зависимости сопротивления пленок от температуры были типичными для пленок металлов (рис. 3.8). С уменьшением температуры сопротивление уменьшается почти линейно, и при температуре около 50 К переходит в степенную зависимость и выходит на константу при более низкой температуре. Таким образом, если длина свободного пробега при комнатной температуре, которая определяется рассеянием на фононах, для железа составляет 20 нм, то при жидком гелии для пленок с наибольшим RRR она будет 540 нм. Это значение близко к рекордным

результатам, полученным для пленок, выращенных методом молекулярно-лучевой эпитаксии. Таким образом, метод импульсного лазерного осаждения вполне подходит для эпитаксиального выращивания пленок железа высокого качества. Электрическое сопротивление пленок, длина свободного пробега электронов в которых при гелиевой температуре превышает их толщину, главным образом определяется рассеянием электронов проводимости на дефектах (шероховатостях) поверхности. В этой связи представляет интерес исследовать поверхность пленок, выращенных при разных температурах. АСМ изображения поверхности пленок железа толщиной 100 нм, выращенных на А-плоскости сапфира при температурах 150, 200, 250, 290, 325, 360 и 530 °С приведены на рис. 3.2. При низких

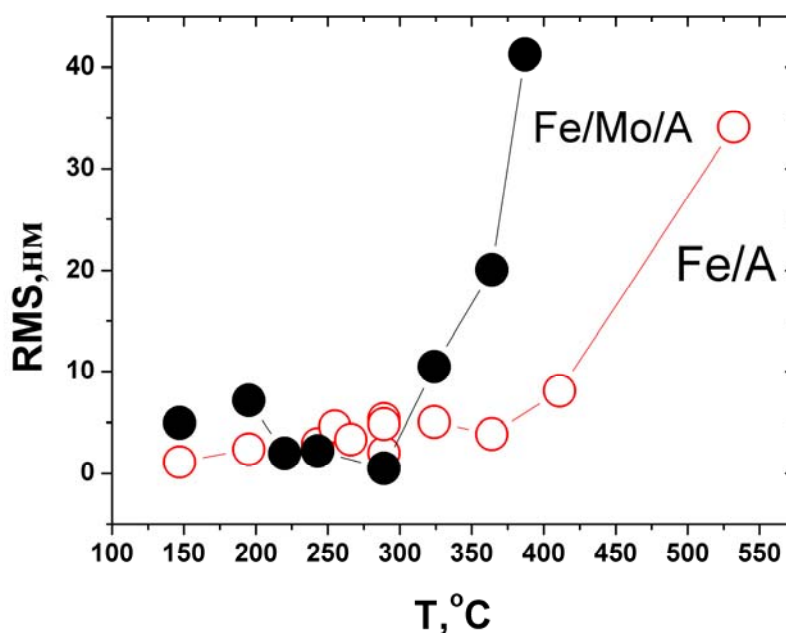


Рис. 3.3. Зависимость среднеквадратичной шероховатости S_q поверхности пленок Fe (011) от температуры роста. Светлые кружки – рост на А-сапфире, темные кружки – рост на А-сапфире с подслоем Мо толщиной 10 нм.

температурах роста (от комнатной до 150 °С) пленки имеют мелкозернистую структуру. Размер зерна быстро возрастает с увеличением температуры роста. В диапазоне температур от 250 до 400 °С в поверхности пленки видны поры.

Но такая квазипористая структура, по-видимому, есть чисто поверхностное образование, так как для выращенных при разных температурах пленок не наблюдается существенного изменения удельного сопротивления при комнатной температуре. Шероховатость пленок с увеличением температуры постепенно возрастает от 1 нм при 150 °С до 30 нм и более при температурах более 500 °С (рис. 3.3).

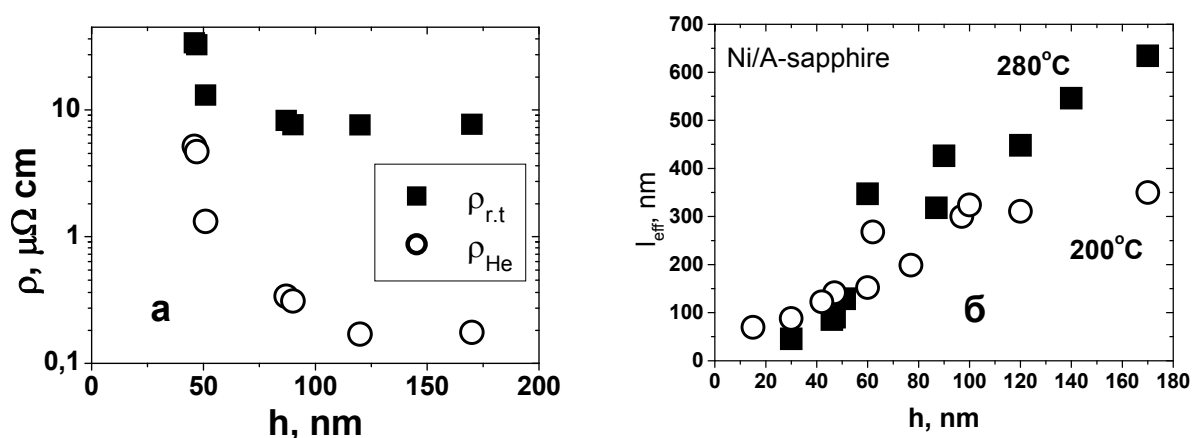


Рис. 3.4. Зависимость удельного сопротивления при комнатной температуре пленок Ni, выращенных при температуре 280°С (квадраты) и при жидком гелии (кружки) от их толщины (а) и зависимость от толщины l_{eff} для пленок Ni, выращенных при температуре 280°С (квадраты), а также 200°С (кружки) (б).

3.1.1. Сравнение пленок Fe, выращенными на А- плоскости сапфира с пленками Ni, выращенными на той же подложке

Специальных исследований зависимости удельного сопротивления пленок Fe (011) от толщины не проводилось. Однако ранее проводились такие исследования для пленок Ni, которые выращивались на А-плоскости сапфира тем же методом импульсного лазерного осаждения. Рентгеновская дифрактометрия пленок никеля толщиной 60 нм, выращенных при температуре подложки 280 °С, показала эпитаксиальный рост Ni (111). Ширина пика на полувысоте составляла

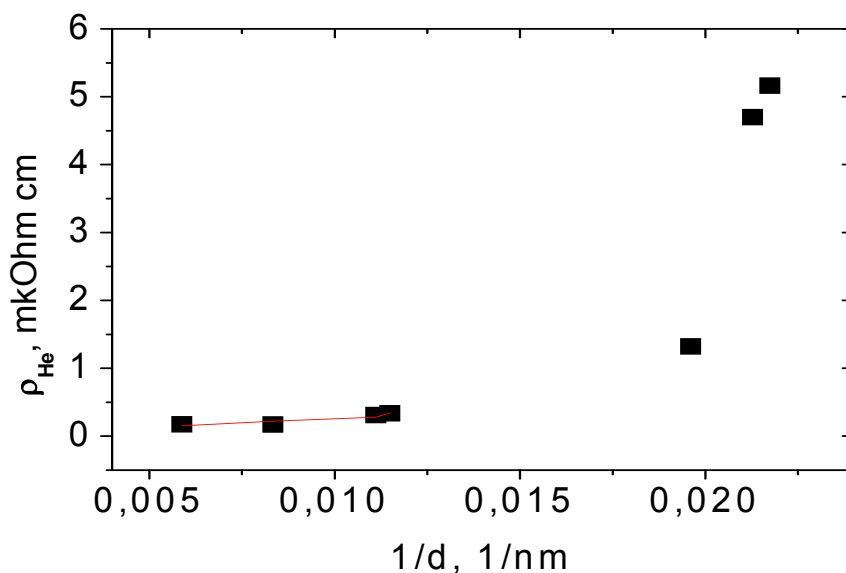


Рис. 3.5. Зависимость удельного сопротивления при температуре жидкого гелия пленок Ni, выращенных при 280 °С, от обратной толщины и ее аппроксимация по формуле (5) при больших толщинах. менее 0,25°, что свидетельствует о хорошем кристаллическом качестве выращенных пленок.

Размерная зависимость l_{eff} и удельного сопротивления пленок никеля, выращенных при температуре около 280 °С, показана на рис. 3.4. При толщинах пленок менее 20 нм пленки никеля не являются сплошными и, соответственно, являются непроводящими. В диапазоне толщин 20 – 120 нм l_{eff} имеет

квазилинейную зависимость. Удельное сопротивление пленок при комнатной температуре выходит на табличное значение для объемных монокристаллов при толщинах пленок более 80 нм. Если предположить, что удельное сопротивление, связанное с рассеянием электронов на фононах ρ_{e-ph} для пленок, выращенных при одной температуре, не зависит от их толщины и представляет собой константу при комнатной температуре, то при выполнении правила Матиссена (2.1) разность удельных сопротивлений при комнатной температуре и при температуре жидкого гелия $\rho_{e-ph} = \rho_{RT} - \rho_{He}$ будет константой для всех толщин пленок. На рис. 3.4а можно видеть, что при малых толщинах пленок правило Матиссена нарушается, так как $\rho_{RT} - \rho_{He}$ не является константой для всех толщин. Это можно объяснить тем, что при малых толщинах пленки уже не сплошные, и представляют собой параллельные каналы тока. Из-за того, что сопротивления параллельных каналов складываются как при параллельном соединении резисторов, правило Матиссена уже не выполняется. Для пленок, выращенных при температуре 280 °С, зависимость удельного сопротивления при температуре жидкого гелия выходит на насыщение при толщине 90 нм. Зависимость удельного сопротивления при комнатной температуре выходит на насыщение при толщине пленки 120 нм. Такое расхождение, по-видимому, связано с различием фононных спектров пленок разных толщин, вызванным разными внутренними упругими напряжениями в этих пленках. На рис. 3.5 показана зависимость удельного сопротивления при температуре жидкого гелия от обратной толщины пленки. Аппроксимация этой зависимости по формуле (2.5), с подстановкой $\rho_0 l = 101,4$ мкОм см нм для никеля в диапазоне толщин пленок 90 – 170 нм дает значения $p = 0,99$ и $l = 1385$ нм. Видно, что условие $l \gg d$ выполняется. Из данных, полученных из RRR, (рис. 3.4б) эффективная остаточная длина свободного пробега электронов для пленок Ni в диапазоне этих толщин составляет 300 – 650 нм и линейно зависит от толщины пленки.

Это означает, что основной вклад в сопротивление вносит рассеяние на дефектах поверхности. То же самое можно сказать и о пленках Fe (011), так как они выращивались при тех же температурах и на той же подложке, и длина свободного пробега электронов в них превышала их толщину.

3.1.2. Рентгеновская дифрактометрия пленок Fe (011)

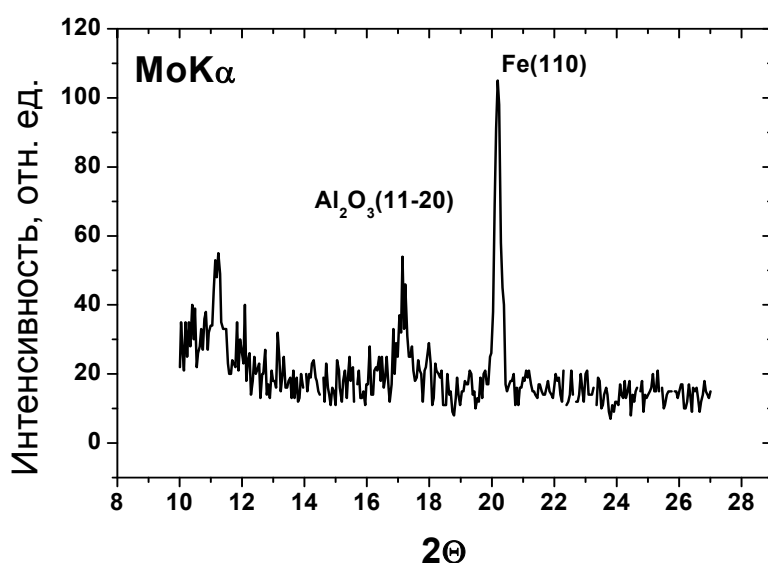


Рис. 3.6. Дифрактограмма пленки железа толщиной 100 нм, выращенной на поверхности А-сапфира (11-20). Излучение MoKα.

Были проведены рентгеновские дифрактометрические исследования пленок железа, выращенных на подложках А-сапфира. Использовалось излучение $\text{MoK}\alpha$. Эти исследования показали, что на А-плоскости сапфира происходит рост пленок Fe (011) (рис. 3.6). При этом выполняются те же ориентационные соотношения, которые известны для роста пленок железа с подслоем Mo : Fe [1-11]// Al_2O_3 [-1100]

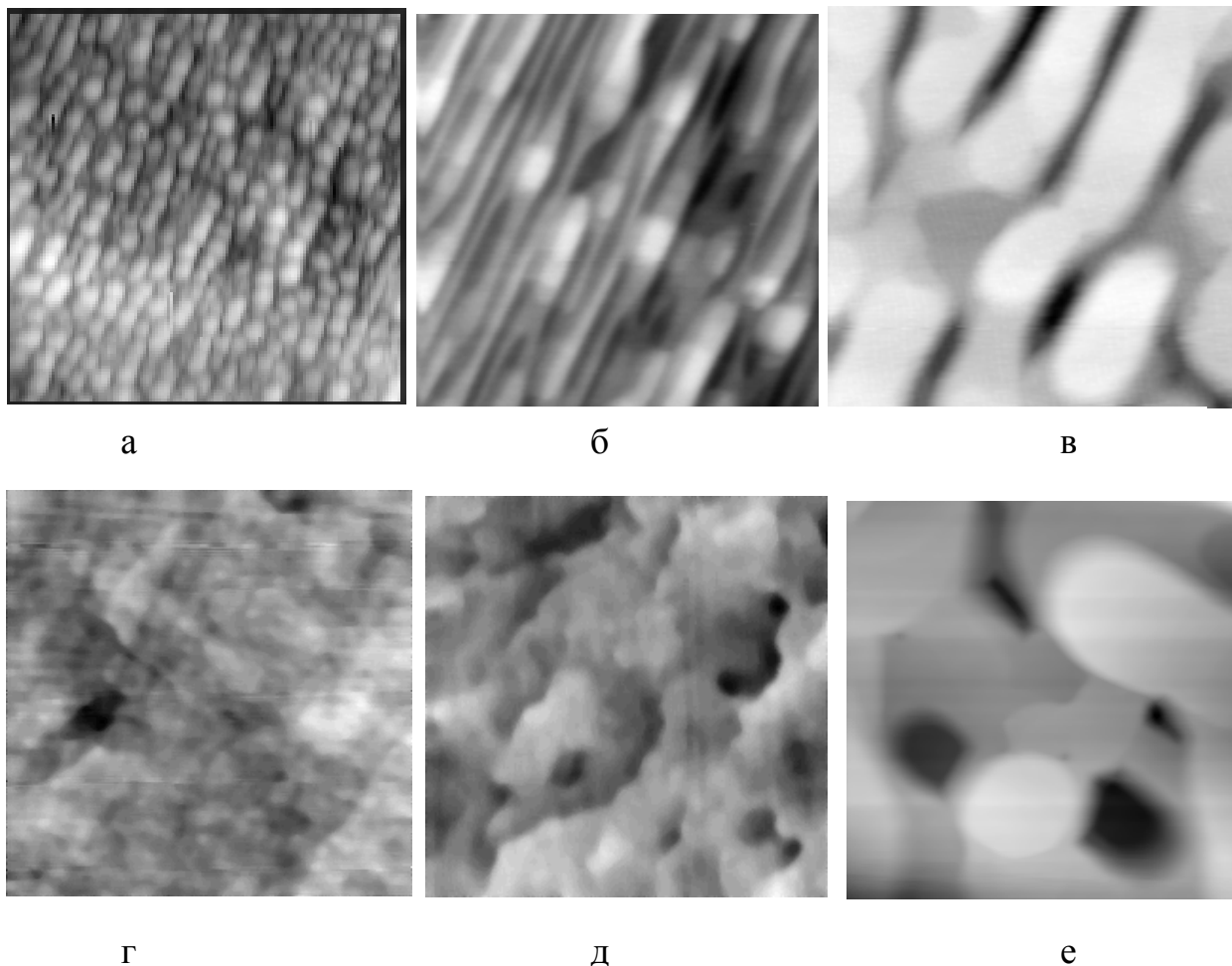


Рис. 3.7. АСМ изображение 2×2 мкм поверхности пленок Fe (011) толщиной 100 нм, выращенных на А-плоскости сапфира с подслоем Mo толщиной 10 нм при температурах подложки 150 °C (а), 200 °C (б), 250 °C (в), 290 °C (г), 325 °C (д) и 390 °C (е).

[80]. При таком росте в плоскости пленки одновременно могут лежать основные кристаллографические оси железа, соответствующие осям легкого [001] и

трудного намагничивания $[1-11]$, а также промежуточной оси $[1-10]$ для кристалла железа.

3.1.3. Влияние подслоя Мо на эффективную длину свободного пробега электронов и морфологию поверхности пленок Fe (011)

На рис. 3.7 приведены АСМ изображения поверхности пленок Fe (011) толщиной 100 нм, выращенных на поверхности А-сапфира с подслоем Мо толщиной 10 нм при температурах 150, 200, 250, 290, 325 и 390 °С. Как видно, при температурах роста менее 300 °С поверхность пленок имеет регулярный полосчатый характер. С увеличением температуры ширина таких полосчатых структур увеличивается, а шероховатость соответственно уменьшается и в районе 300 °С, по-видимому, температура роста становится достаточной для преодоления барьера Швевеля [120]. Шероховатость пленок становится порядка 0.5 нм (рис. 3.3), но при этом сохраняется слабо выраженная полосчатая структура поверхности пленок. Полосы роста ориентируются вдоль направления $[001]$ Fe. Это позволяет проводить кристаллографическое ориентирование таких пленок достаточно несложным способом, изучая морфологию их поверхности.

При дальнейшем увеличении температуры роста регулярность структуры поверхности пленок быстро теряется. Средняя шероховатость резко возрастает до 40 нм уже при 360 °С. Хотя этот вопрос специально и не исследовался, но возможно, что происходит взаимодействие растущей пленки с подслоем Мо. Средняя величина зерна пленок железа на подслое Мо также имеет минимум и резко возрастает при температурах роста выше 300 °С.

Как видно из АСМ изображений, использование подслоя Мо при росте пленок на А-плоскости сапфира не приводит к кардинальным изменениям в морфологии поверхности пленок Fe (011). В результатах измерений проводимости пленок, выращенных как с подслоем, так и без подслоя Мо также не оказалось существенных отличий. Рентгеновская дифрактометрия подтвердила

наличие эпитаксиального роста пленок Fe (011). Однако оказалось, что величина RRR практически не изменяется при наличии подслоя Mo.

Зависимости RRR пленок железа толщиной 100 нм, выращенных с подслоем Mo и без подслоя практически одинаковые (рис. 19). Разница заключается лишь в том, что максимум RRR для пленок, выращенных с подслоем Mo, достигается при более высоких температурах (300 °C), и максимальное значение RRR для этих пленок меньше (около 23). При дальнейшем увеличении температуры роста пленок железа, выращенных с подслоем Mo, происходит резкий спад величины RRR, что также может свидетельствовать о взаимодействии железа с подслоем Mo. Для пленок железа толщиной 100 нм, выращенных без подслоя, $RRR = 27$. Приняв длину свободного пробега электронов в железе при комнатной температуре $l_{RT} = 20$ нм получаем величину остаточной длины свободного пробега электронов порядка 540 нм для роста на поверхности А-сапфира и 460 нм для роста на А-сапфире с подслоем Mo. На самом деле, во втором случае эта величина

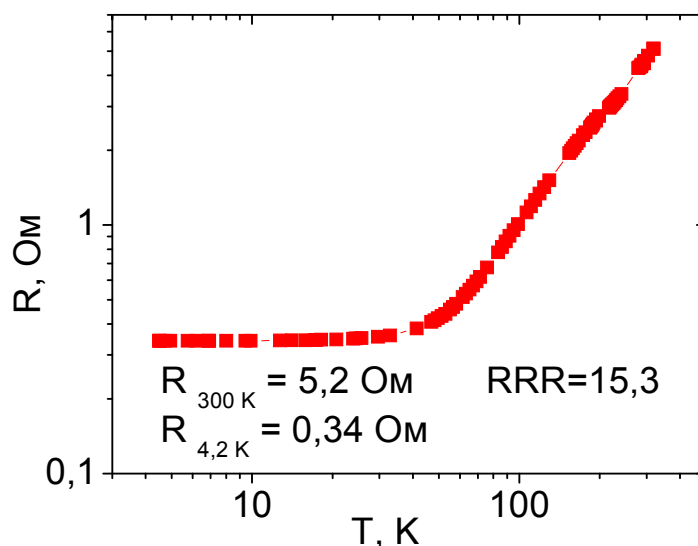


Рис. 3.8. Зависимость сопротивления пленки Fe (001) от температуры в диапазоне от температуры жидкого гелия до комнатной.

должна быть несколько больше, так как в RRR не учитывается влияние тонкой пленки Мо. По-видимому, обе величины должны быть практически одинаковы.

3.2. Рост эпитаксиальных пленок Fe (001)

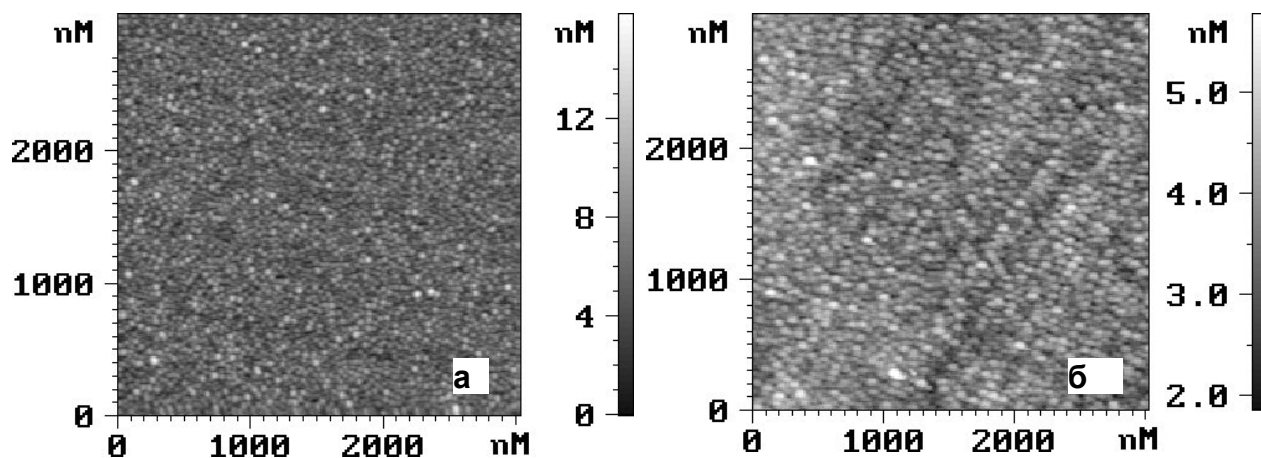


Рис. 3.9. АСМ изображения поверхности пленок Fe (001), выращенных при температурах 20 °С (а), $S_q=1,7$ нм, $l_c=36$ нм и 200 °С (б), $S_q=0,6$ нм, $l_c=57$ нм.

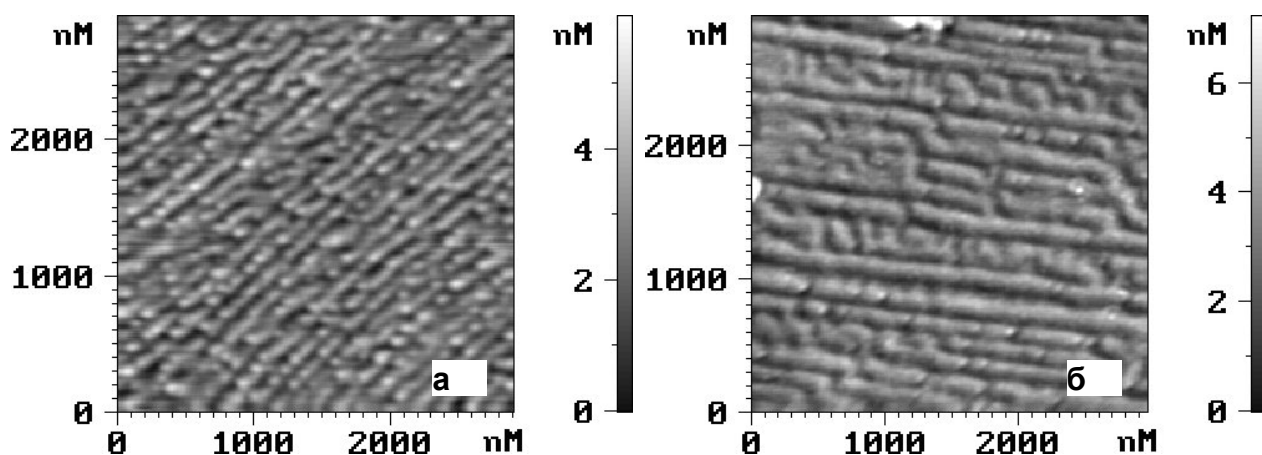


Рис. 3.10. АСМ изображения поверхности пленок Fe (001), выращенных при температурах 280 °С (а), $S_q=1,2$ нм, $l_c=57$ нм и 340 °С (б), $S_q=1,7$ нм, $l_c=208$ нм.

Попытки эпитаксиально вырастить пленки Fe на R-плоскости сапфира без буферного слоя не привели к большим значениям RRR. Эпитаксиально вырастить пленки Fe (001) на R-плоскости сапфира с большими RRR позволило использование подслоя Mo (001) толщиной 10 нм. С помощью АСМ была определена среднеквадратичная шероховатость S_q и корреляционная длина шероховатости l_c . Из измерений параметра RRR определялась эффективная остаточная длина свободного пробега, l_{eff} , а из кривых магнитосопротивления, измеренных при температуре жидкого азота были определены коэрцитивная сила H_c и резкость перемагничивания ΔH , равная ширине на полувысоте отдельного пика на кривой магнитосопротивления.

3.2.1. Зависимость морфологии и эффективной длины свободного пробега электронов от температуры роста

Эволюция морфологии пленок Fe (001) с температурой хорошо видна из АСМ изображений их поверхности. При температурах роста 20 – 200 °С пленки

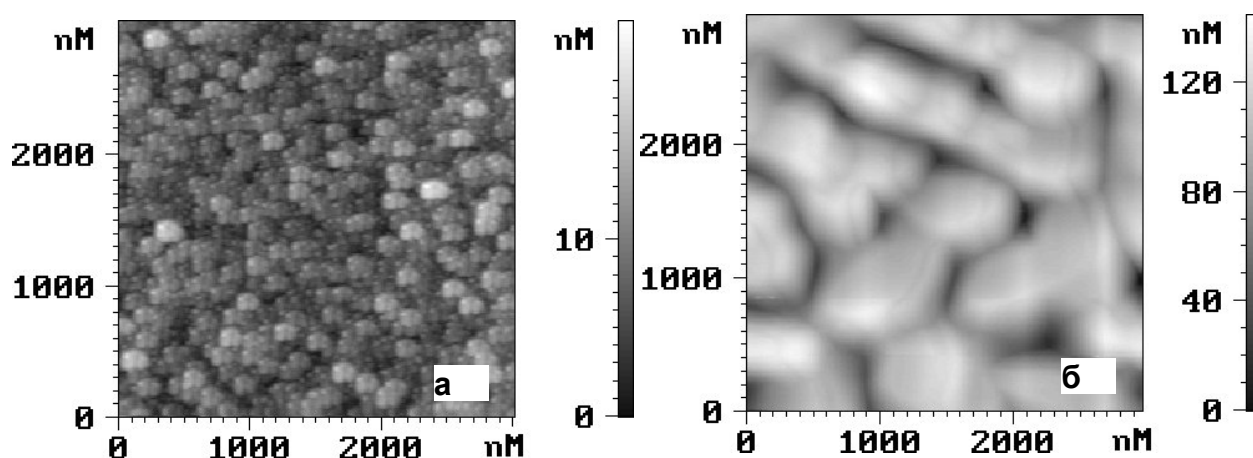


Рис. 3.11. АСМ изображения поверхности пленок Fe (001), выращенных при температурах 410 °С (а), $S_q=3$ нм, $l_c=87$ нм и 610 °С (б), $S_q=39$ нм, $l_c=277$ нм).

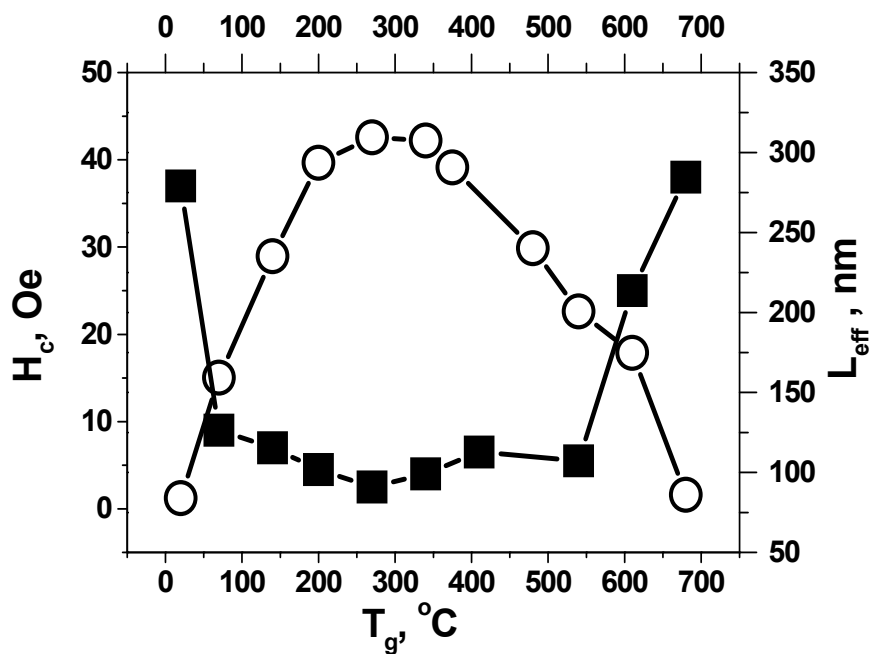


Рис. 3.12. Зависимость остаточной длины свободного пробега l_{eff} (кружки) и коэрцитивной силы H_c (квадраты) от температуры роста пленки.

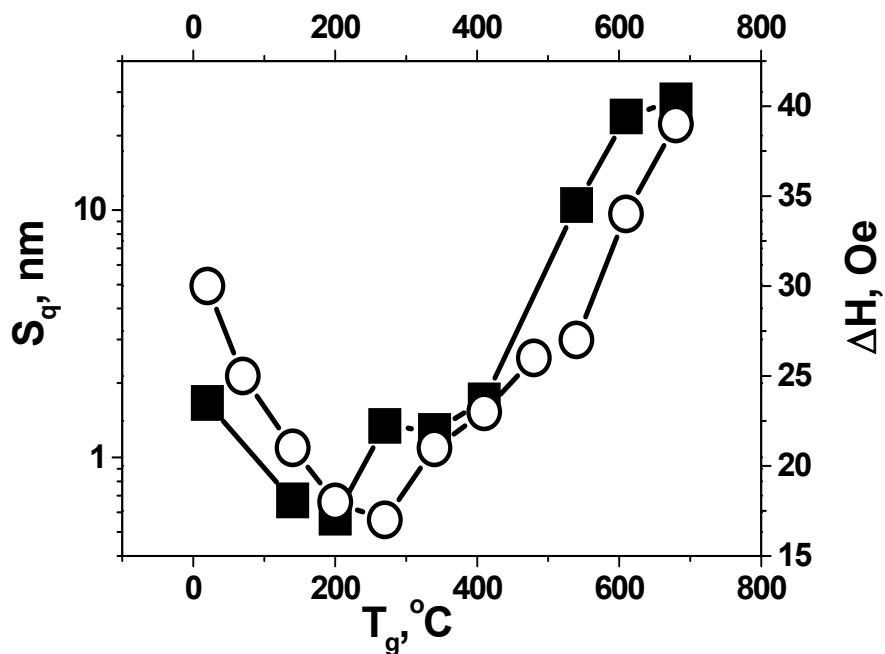


Рис. 3.13. Зависимость шероховатости S_q (квадраты) и резкости разворота магнитного момента ΔH (кружки) от температуры роста пленки.

имеют зернистую структуру, при этом размер зерна растет с увеличением температуры роста. Это приводит к увеличению l_c . На рис. 3.9 показаны АСМ изображения пленок Fe (001), выращенных при температурах 20 °C ($S_q=1,7$ нм, $l_c=36$ нм) и 200 °C ($S_q=0,6$ нм, $l_c=57$ нм). Видно, что латеральный размер кристаллита увеличивается. При дальнейшем увеличении температуры роста происходит срастание кристаллитов и образуются так называемые полосы роста (рис. 3.10), то есть некоторые выделенные направления в плоскости пленки, вдоль которых кристаллиты срастаются. При этом l_c , вычисленная из спектральной плотности флуктуаций, поскольку она усреднена по азимутальному углу, уже в меньшей степени характеризует размер кристаллитов и не является хорошей характеристикой морфологии поверхности пленок, выращенных в интервале температур от 280 °C до 340 °C. При еще большем увеличении температуры (рис. 3.11) полосы роста исчезают, а размер зерна увеличивается, и также появляется 4х-угольная огранка, какой она и должна быть при росте вдоль направления (001). При этом l_c сильно возрастает. При температурах свыше 600 °C пленка уже становится сильно шероховатой, что свидетельствует о трехмерном росте.

На рис. 3.12 показаны зависимости остаточной длины свободного пробега электронов l_{eff} и коэрцитивной силы H_c от температуры роста пленки Fe (001). Остаточная длина свободного пробега увеличивается в интервале температур роста 20 – 250 °C. Максимальные значения находятся в диапазоне температур 250 – 350 °C, где при 280 °C наблюдается максимум $l_{eff}=320$ нм. Это значение превышает толщину пленки, и это означает, что электроны проводимости могут двигаться от одной поверхности пленки до другой без рассеяния. При более высоких температурах роста l_{eff} уменьшается, что означает появление дефектов в объеме. Коэрцитивная сила в диапазоне температур 50 – 550 °C слабо зависит от температуры. Однако при температурах меньше 50 °C и больше 550 °C она резко увеличивается. Это значит, что при таких температурах роста в пленках

образуется очень много дефектов размером порядка ширины доменной стенки (60 нм), что приводит к сильному пиннингу доменных стенок на них. На рис. 3.12 видна обратная корреляция H_c и l_{eff} . Положение минимума H_c и максимума l_{eff} совпадают. Эта корреляция свидетельствует о том, что количество дефектов, на которых рассеиваются электроны проводимости и количество центров пиннинга доменных стенок растут пропорционально. Несмотря на разницу в размерах этих дефектов, ведь дефекты, на которых рассеиваются электроны имеют размер порядка их Фермиевской длины волны, то есть ангстремы, а центры пиннинга доменных стенок имеют размеры порядка ширины доменной стенки, то есть десятки нанометров, есть прямая связь между центрами рассеяния электронов на флуктуациях поверхности и пиннинга доменных стенок на границах раздела, как поверхностных, так и кристаллитных.

На рис. 3.13 показаны зависимости от температуры роста шероховатости поверхности пленок, S_q и резкости перемангничивания, ΔH . Шероховатость уменьшается в диапазоне температур от 20 °C до 200 °C, где она имеет минимум, $S_q = 0,6$ нм, а затем увеличивается. При температурах вблизи 280 °C она составляет около 1,5 нм, и при более высоких температурах продолжает увеличиваться. Похожим образом зависит ΔH от температуры. Она уменьшается в диапазоне от 20 °C до 280 °C (где длина свободного пробега электронов максимальна), а затем резко увеличивается при более высоких температурах. Наиболее гладкой поверхностью со среднеквадратичной амплитудой шероховатости $S_q = 0,4$ нм обладают пленки, выращенные при температуре, близкой к 200 °C (рис. 3.9б). Это значение температуры отличается от оптимального по длине свободного пробега. Таким образом, данные по зависимостям H_c , ΔH , l_{eff} и S_q от температуры роста для эпитаксиальных пленок Fe (001) свидетельствуют об одновременном улучшении электрон-транспортных и магнитных свойств этих пленок при оптимальной температуре роста (280 °C).

3.2.2. Рентгеновская дифрактометрия пленок Fe (001)

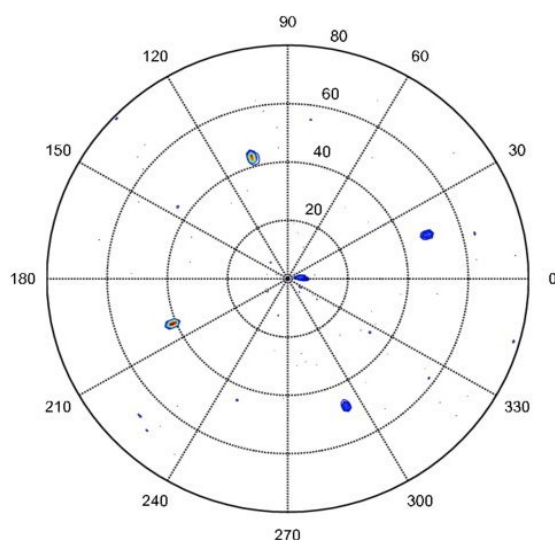


Рис. 3.14. Полусферическая фигура для пленки Fe (001), выращенной при оптимальной температуре 280 °C.

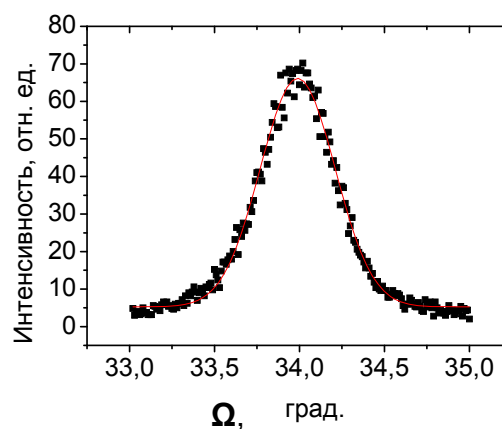


Рис. 3.15. Кривая качания для пика (002) пленки Fe (001), выращенной при 280 °C.

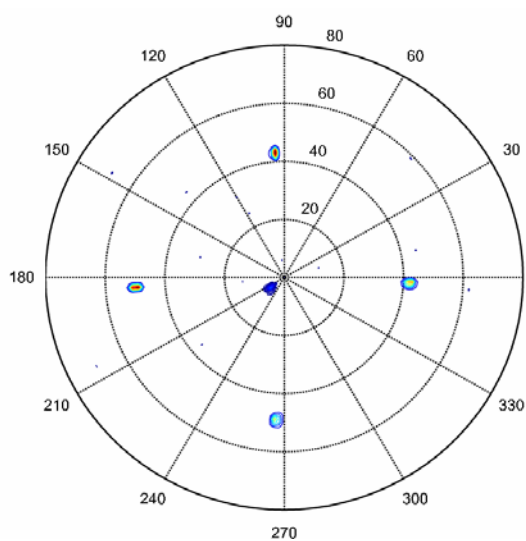


Рис. 3.16. Полусферическая фигура для пленки Fe (001), выращенной при температуре 610 °C.

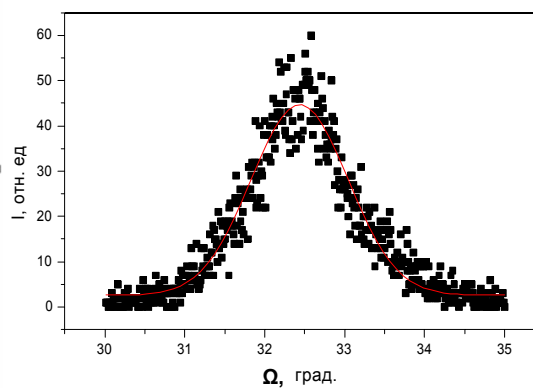


Рис. 3.17. Кривая качания для пика (002) пленки Fe (001), выращенной при температуре 610 °C.

Рентгеновская дифрактометрия пленок Fe (001), выращенных при температуре 280 °С и имеющих максимальные значения RRR, показала рост высококачественных монокристаллических пленок. На рис. 3.14 показана полюсная фигура, построенная для пленки, выращенной при температуре 280 °С. Центр пика (002) находится под углом по отношению к нормали к поверхности пленки $\Omega = 4,75^\circ$. Это отклонение нормали, возможно, связано со специфическим механизмом роста подслоя Mo (001) на R-плоскости сапфира [80]. Четыре асимметричных пика, отклоненные от центрального на угол 45° , соответствуют дифракционному отражению от плоскостей {011}. На рис. 3.15 показана кривая качания для рефлекса (002). Ее можно аппроксимировать Гауссовой функцией. Ширина Гауссова пика на половине высоте составляет $\Delta\Omega = 1,06^\circ$. Это указывает на то, что угол разориентации кристаллитов относительно нормали к пленки мал, то есть меньше этого значения. Для этого образца было получено максимальное значение эффективной длины свободного пробега при температуре жидкого гелия $l_{\text{eff}} = 320$ нм. Он также имел относительно гладкую поверхность с малой среднеквадратичной амплитудой шероховатости $S_q = 1,19$ нм и также малой корреляционной длиной шероховатости $l_c = 56,7$ нм. Удельное сопротивление этого образца при комнатной температуре составило $\rho_{RT} = 9,22$ мкОм см, что близко к табличному для объемного монокристалла.

Для пленок, выращенных при температуре 610 °С, которая далека от оптимальной, рентгеновская дифрактометрия, тем не менее, выявила рост монокристаллической пленки. Для образца выращенного при данной температуре (рис. 3.11б) эффективная длина свободного пробега составила $l_{\text{eff}} = 170$ нм, что сравнимо с размером кристаллита. Шероховатость поверхности его большая, $S_q = 38,9$ нм, $l_c = 220$ нм. Удельное сопротивление при комнатной температуре существенно выше табличного значения для объемного кристалла, $\rho_{RT} = 13,29$ мкОм см. Полюсная фигура и кривая качания для пика (002), построенные для

данного образца показаны на рис. 3.16 и 3.17 соответственно. Они, однако, мало отличаются от полюсной фигуры и кривой качания для образца, выращенного при оптимальной температуре. Все это означает, что для оптимизации технологии выращивания пленок нужно исследовать поведение многих их характеристик. Полученные большие значения l_{eff} были обусловлены не только монокристалличностью пленок, но также и малой шероховатостью их поверхности.

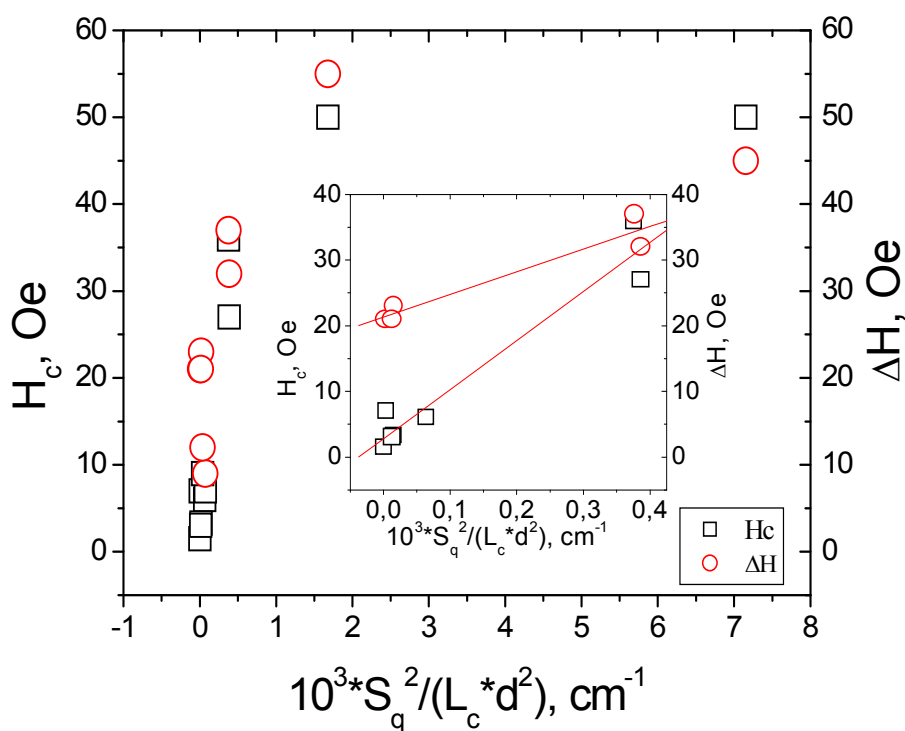


Рис. 3.18. Зависимости H_c и ΔH от $S_q^2 / (l_c \times d^2)$ при всех S_q и линейные аппроксимации при малых S_q согласно формуле (8) (на вкладке).

3.2.3. Оптимизация технологии выращивания пленок Fe (001) по их магнитным и электрон-транспортным свойствам

В предыдущем разделе уже обсуждалось, что объемные и поверхностные дефекты могут являться как центрами рассеяния электронов, так и центрами пиннинга доменных стенок. Положение минимума на кривой температурной зависимости H_c (рис. 3.12, квадраты) свидетельствует о малой плотности центров пиннинга доменных стенок вблизи положения максимума l_{eff} . Поскольку l_{eff} превышает толщину пленки, выращенной в оптимальных условиях, большинство центров рассеяния электронов и пиннинга доменных стенок расположено на поверхности пленки вследствие нерегулярностей поверхности из-за ее шероховатости. Механизм пиннинга состоит в том, что энергия доменной стенки меняется вследствие изменения объема, который она занимает при ее перемещении под действием магнитного поля. Это и приводит к корреляции между экспериментальными зависимостями коэрцитивной силы и амплитуды шероховатости от температуры роста. В ходе обработки экспериментальных данных для пленок, выращенных в разных условиях, было замечено, что при малых шероховатостях поверхности пленок наблюдается линейная зависимость H_c от S_q^2/l_c , которая затем выходит на насыщение при больших S_q . Такие же зависимости наблюдались и для ΔH (рис. 3.18). Линейная зависимость H_c от S_q^2/l_c , не очень очевидна, но при малых S_q она была предсказана теоретически в работе Бруно и коллег [121] со ссылкой на работу Нееля [122], и наблюдалась экспериментально [121] для ультратонких ферромагнитных пленок. Исходя из полученных экспериментальных результатов и теории Бруно была предложена формула, связывающая коэрцитивную силу с характеристиками поверхности пленки:

$$H_c = \frac{\sigma S_q^2 A^2}{2d^2 L_c M_s}, \quad (3.1)$$

где σ - энергия доменной стенки на единицу ее площади, d - толщина пленки, M_s - намагниченность насыщения и A – множитель, появляющийся из разницы между средним и максимальным значениями амплитуды шероховатости. Подставив параметры для одного из образцов, $S_q = 5$ нм, $d = 200$ нм и $l_c = 220$ нм, а также значение энергии стенки Блоха для железа, $\sigma = 4$ эрг/см² и $M_s = 1700$ Гс, получаем из аппроксимации по формуле 3.1 (рис. 3.18, вкладка) множитель $A = 7$, что является разумной величиной. Однако, формула (3.1) не описывает выход на насыщение, наблюдаемый экспериментально. Возможно, он связан с тем, что при больших температурах роста, соответствующих большому S_q объемные дефекты начинают играть большую роль, чем поверхностные.

Заключение к главе 3

Для развития экспериментальных подходов и методик получения эпитаксиальных пленок Fe (001) и Fe (011) на подложках Al₂O₃ методом импульсного лазерного осаждения в сверхвысоком вакууме был проведен комплекс исследований условий получения эпитаксиальных пленок с привлечением методов исследования их объемной структуры, морфологии поверхности, электрон-транспортных и магнитных свойств.

Были найдены оптимальные условия роста пленок Fe (001) и Fe (011), а именно длительность импульса лазерного излучения составляет 15 нс, частота следования импульсов равна 1 Гц, а температура роста приблизительно 280 °С. Улучшению электрон-транспортных свойств пленок Fe (001), выращиваемых на R-плоскости сапфира способствовало использование подслоя Mo (001) толщиной 10 нм.

Рентгеновские дифрактометрические исследования объемного строения пленок Fe (001) и Fe (011) показали, что при всех температурах роста они растут

эпитаксиально. Ширины пиков кривых качания были малы, что указывает на малость угла разориентации кристаллитов (меньше 1°).

АСМ измерения показали, что среднеквадратичная амплитуда шероховатости пленок Fe (001) уменьшается в диапазоне от 20°C до 280°C , а затем резко увеличивается при 380°C , и продолжает возрастать при более высоких температурах. Наиболее гладкой поверхностью с шероховатостью 0,4 нм обладают Fe (001) пленки, выращенные при температуре, близкой к 200°C . Пленки, выращенные при температуре 280°C обладают также малой шероховатостью, равной 0,6 нм. Шероховатость пленок Fe (011) с увеличением температуры роста постепенно возрастает от 1 нм при 150°C до 30 нм и более при температурах более 500°C . При температуре роста 280°C она еще мала, около 1 нм. На поверхности пленок Fe (001) и Fe (011), выращенных в оптимальных условиях, образуются полосы роста, параллельные кристаллографическим осям, что помогает определить их ориентацию относительно подложки (глава 2).

Измерения отношения сопротивлений комната - гелий показали, что выращенные в оптимальных условиях на R-плоскости сапфира с подслоем Mo пленки Fe (001) толщиной 100 нм обладали эффективной остаточной длиной свободного пробега электронов, равной 320 нм. Значения длин свободного пробега для пленок Fe (011), выращенных на A-плоскости сапфира в оптимальных условиях, составили 460 нм при выращивании их с подслоем Mo и 540 нм при выращивании без подслоя. Эти значения длин свободного пробега сравнимы с рекордными результатами, полученными для эпитаксиальных пленок железа и значительно превосходят толщину исследованных пленок. Большие значения длин свободного пробега обусловлены не только монокристалличностью, но и малой шероховатостью поверхности пленок, выращенных в оптимальных условиях.

Измерения магнитосопротивления при температуре жидкого азота пленок Fe (001) показали что их коэрцитивная сила в диапазоне температур роста $50 - 550^\circ\text{C}$

слабо зависит от температуры. При температурах меньше 50 °С и больше 550 °С она резко увеличивается.

Неожиданно было обнаружено, что для пленок Fe (001) имеется обратная корреляция коэрцитивной силы в плоскости пленки и эффективной длины свободного пробега электронов. На кривых зависимостей этих величин от температуры роста положение минимума коэрцитивной силы и максимума длины свободного пробега совпали. Резкость перемангничивания также имеет минимум при оптимальной температуре роста, когда длина свободного пробега минимальна (280 °С). Не смотря на то, что пиннинг доменных стенок происходит на дефектах с размерами порядка ширины стенки, а рассеяние электронов - на дефектах порядка Фермиевской длины волны электрона, эксперимент показал, что имеется прямая связь между центрами рассеяния электронов на флуктуациях поверхности и пиннинга доменных стенок на границах раздела. Это можно естественным образом объяснить тем, что как центры рассеяния электронов, так и центры пиннинга определяются одним фактором - морфологией поверхности.

Этот вывод подтверждается тем, что для пленок Fe (001), выращенных в разных условиях, при малых амплитудах шероховатости поверхности, наблюдалась линейная зависимость коэрцитивной силы в плоскости пленки от квадрата шероховатости, деленного на ее корреляционную длину, которая затем выходила на насыщение при больших амплитудах шероховатости. В согласии с теорией из работы Бруно была предложена формула, связывающая коэрцитивную силу пленок с шероховатостью их поверхности.

Оптимизированные по магнитным и электрон-транспортным свойствам эпитаксиальные пленки были использованы для изготовления эпитаксиальных микро- и наноструктур по субтрактивной технологии (глава 2) и использованы для исследований их магнитных свойств (глава 4).

Глава 4. Магнитное строение микро- и наноструктур из железа

Введение

В предыдущей главе было выяснено, как и с какими ориентационными соотношениями эпитаксиальные пленки железа с большими длинами свободного пробега и малой шероховатостью растут на А- и R- плоскостях сапфира. Исходя из этих результатов, можно изготавливать микро- и наноструктуры высокого качества, и ждать от них проявление регулярного магнитного строения. В данной главе описаны основные полученные результаты по микромагнитным состояниям микроструктур Fe (011) и Fe (001), поведению их во внешнем магнитном поле, а также спин-зависимому электронному транспорту в этих структурах. Много внимания уделено крестообразным микро- и наноструктурам, поскольку в них возможна реализация многоуровневой логики. Эпитаксиальные микро- и наноструктуры изготавливались по субтрактивной технологии, описанной во

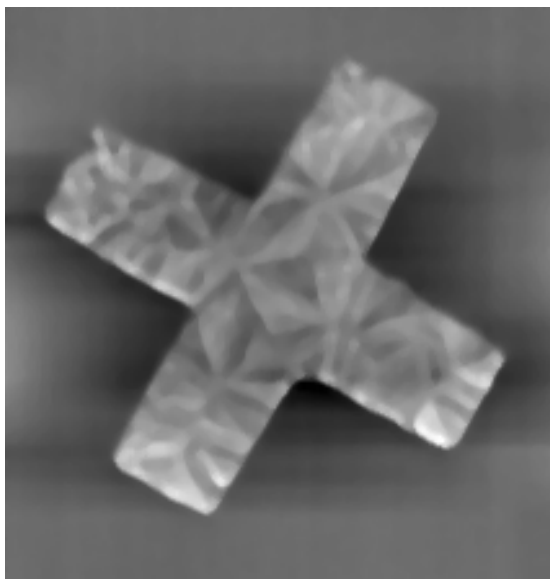


Рис. 4.1. МСМ контраст поликристаллической крестообразной микроструктуры. Ширина плеча 4 мкм, длина плеча 8 мкм.

второй главе. Для сравнения, были также изготовлены и поликристаллические микроструктуры. Поликристаллические структуры изготавливались с помощью взрывной фотолитографии ("lift-off") из пленок железа, выращенных на подложке из окисленного кремния, чтобы избежать ориентированного роста пленок.

4.1. Магнитное строение поликристаллических микроструктур из железа

Все исследованные поликристаллические микроструктуры при толщинах 50 и 100 нм в нулевом внешнем магнитном поле находились в многодоменном

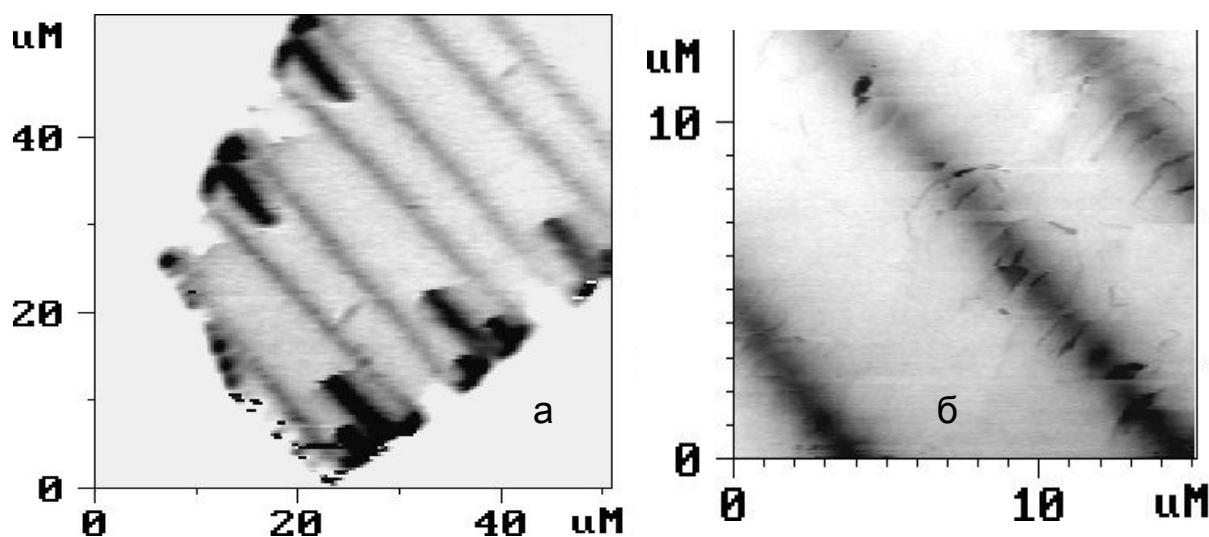


Рис. 4.2. MCM изображение микроструктуры из пленки Fe (011) толщиной 150 нм: общий вид (а) и доменная стенка более подробно (б).

состоянии. При ширине структур от 1 до 2 мкм наблюдалась примерно одинаковая форма доменов. Обычно прямоугольные домены выстраивались антипараллельно, а между ними находились треугольные замыкающие домены, образуя структуру "diamond". Число доменов определялось аспектным отношением (АО), то есть, отношением длины к ширине для прямоугольной микроструктуры. При уменьшении размеров микроструктуры происходило уменьшение размеров доменов. Магнитное строение крестообразных структур получалось наложением

магнитного строения прямоугольников (плеч креста). Магнитное строение в перекрестии определялось стыковкой доменов в соседних плечах и не всегда имело симметрию четвертого порядка. На рис. 4.1 приведено МСМ изображение поликристаллического креста с шириной плеча 4 мкм и длиной плеча 8 мкм. В разных местах микроструктуры можно видеть разные типы магнитного строения: в центре креста структура типа “diamond”, в левом нижнем плече - структура типа “cross-tie”. Как видно, при увеличении размеров структур, главным образом ширины, регулярность магнитного строения теряется. Такая же картина наблюдалась в работе [92] для эпитаксиальных микроструктур, что указывает на их невысокое качество. То же самое происходит и при уменьшении ширины до 0,5 мкм. Это не хорошо с точки зрения практического применения микроструктур в области магнитоэлектроники, так как контролировать магнитное строение невозможно.

4.2. Магнитное строение эпитаксиальных микро- и наноструктур Fe (011)

4.2.1. Структура доменных стенок в пленках и микроструктурах Fe (011)

Магнитное строение микро- и наноструктур, изготовленных из пленок ферромагнитных металлов зависит от их толщины. От нее же зависит тип доменной стенки, который реализуется в этих пленках. Для интерпретации MCM изображений микро- и наноструктур полезно определить тип доменной стенки, который реализуется в пленках при данной толщине.

Магнитное строение микроструктуры из пленки Fe (011) толщиной 150 нм: показано на рис. 4.2. Оно представляет собой последовательность противоположно направленных полосчатых доменов, разделенных 180° доменными стенками. Ширина стенки на MCM изображении значительно

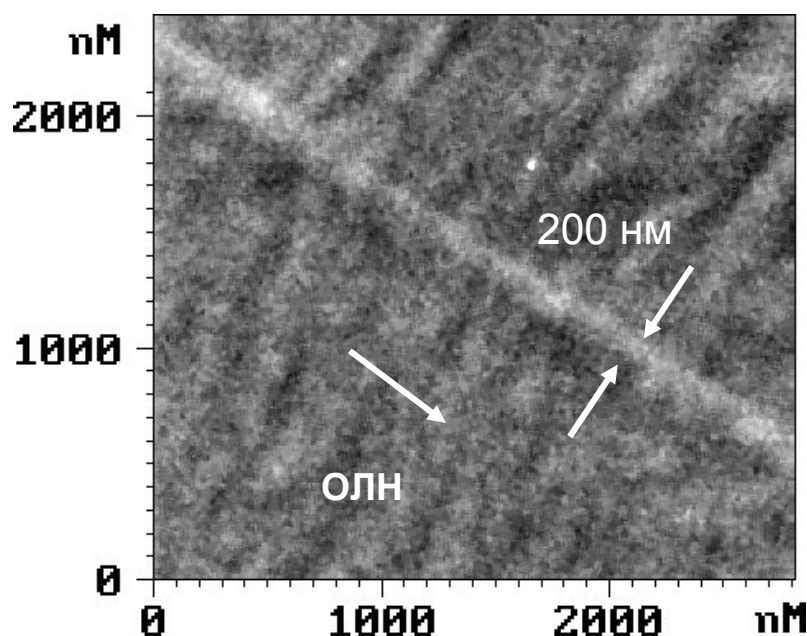


Рис. 4.3. MCM изображение доменной стенки в микроструктуре Fe (011) толщиной 100 нм.

превышает расчетное значение (в районе 60 нм) и составляет около 1 мкм (рис 4.2б). При этом стенка имеет некоторую внутреннюю структуру, дающую неоднородности в магнитном контрасте. При такой толщине пленки энергетически выгодно реализовываться стенкам Блоха. Это подтверждается MCM контрастом. Как показала симуляция MCM контраста на основе рассчитанного распределения намагниченности для такой структуры, 180° стенка проявляется в контрасте, только если в ней присутствует компонента

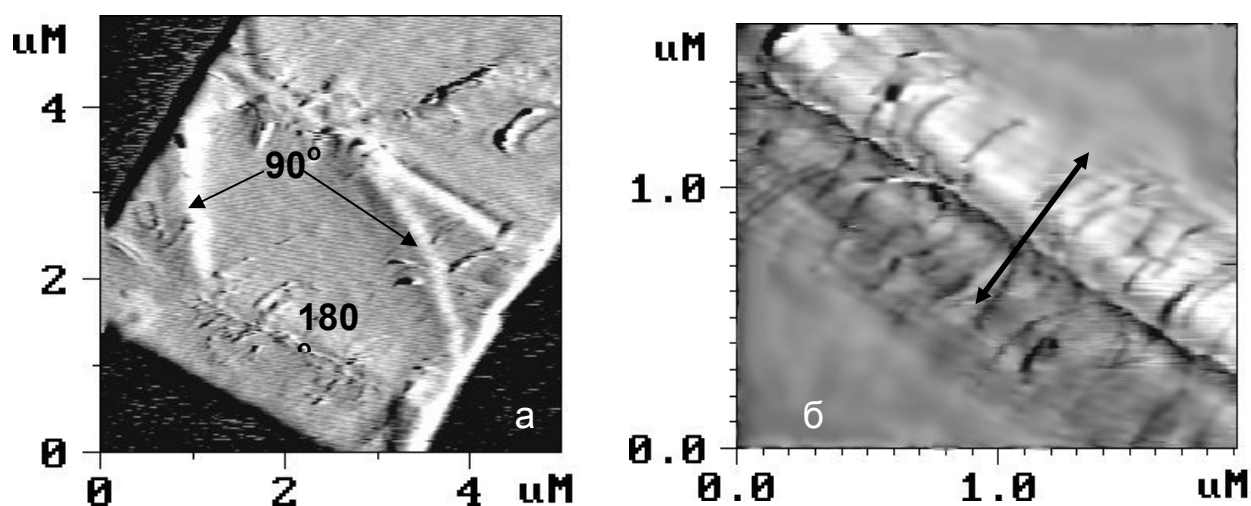


Рис. 4.4. Доменные стенки в микроструктуре из пленки Fe(011) толщиной 70 нм: MCM контраст 180 и 90-градусных стенок (а) и MCM контраст участка 180-градусной доменной стенки более подробно (б). Двойной стрелкой показан размер области возмущения.

намагниченности, перпендикулярная плоскости пленки. При толщине пленки более 400 нм доменная стенка разбивается на отдельные участки с противоположным направлением кручения магнитного момента, что визуализируется в MCM контрасте, как последовательность белых и черных участков стенки. Эти результаты согласуются с данными из работ группы Кента [93 - 95]. Большая ширина стенки связана в первую очередь с малым разрешением MCM зонда, но также ее уширение в MCM контрасте может быть связано с ее

неоднородностью по толщине [46 - 56]. При толщине пленки 100 нм ширина стенки в МСМ изображении, выполненном на более близком расстоянии к поверхности, составляет уже около 200 нм (рис. 4.3). Стенка также имеет

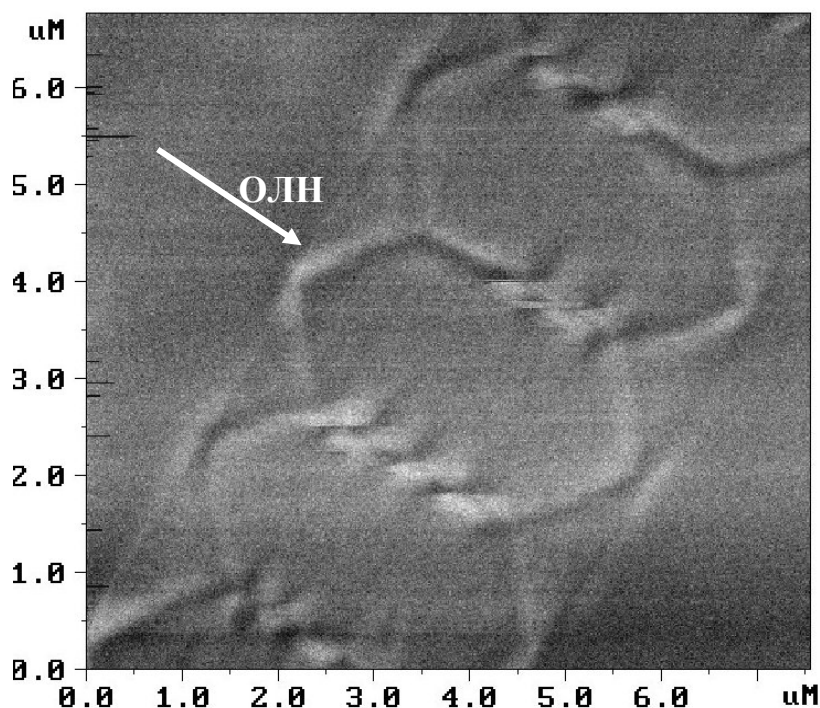


Рис. 4.5. МСМ изображение доменной стенки в микроструктуре Fe (011) толщиной 40 нм.

Блоховский тип.

Новый интересный результат был получен для пленок толщиной 70 нм (рис. 4.4). В 180° стенках наблюдалась тонкая структура, в то время как 90° стенки ее не имели. МСМ изображение 180° доменной стенки, выполненное в однократном режиме при касании с образцом, показывает ее достаточно сложное не вполне регулярное строение. Оно отчасти напоминает строение доменной стенки с поперечными связями ("cross-tie"). Ширина области магнитной неоднородности (на рис. 4.4б показана двойной стрелкой), составляет величину около 800 нм. Ширина тонкой структуры посередине, которую можно интерпретировать, как

полуширину Блоховской стенки $\delta = \pi/2(A/K_1)^{1/2}$, составляет величину около 30 нм. При толщине микроструктуры 40 нм наблюдаются стенки с поперечными связями (рис. 5.)

При всех толщинах расчеты дают меньшее значение ширины стенки, чем наблюдается в эксперименте. Согласно им при больших толщинах (200 нм) они подтверждают результаты эксперимента о том, что 180° стенка разбивается на области, в которых вектор намагниченности вращается в противоположные стороны. Для всех толщин 90° доменные стенки являются Неелевскими, что подтверждает тот факт, что в эксперименте не было обнаружено структуры типа "cross-tie" для них.

4.2.2. Зависимость магнитного строения от магнитной анизотропии и аспектного отношения для прямоугольных структур Fe (011)

Были изготовлены микроструктуры Fe (011) в форме прямоугольников. Ширины прямоугольников изменялись в диапазоне 0,3 мкм – 8,0 мкм. Аспектные отношения составляли: 1, 2, 4, 6, и 8 (рис. 4.6). Прямоугольники ориентировались относительно ОЛН тремя способами. Длинная сторона прямоугольника была параллельна ОЛН, перпендикулярна ОЛН и под углом 35° к направлению ОЛН. Толщина пленок составляла 50, 100 и 150 нм. Перед МСМ измерениями всех микроструктур вдоль ОЛН прикладывалось поле насыщения (800 – 3000 Э), после

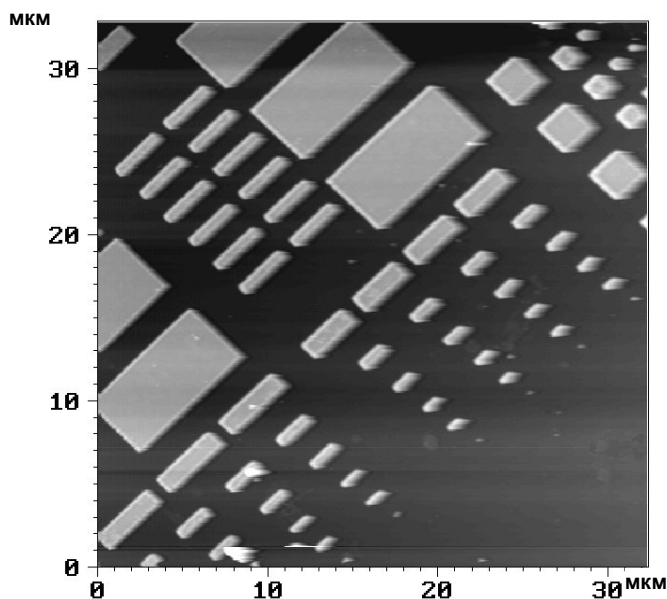


Рис. 4.6 АСМ изображения эпитаксиальных микроструктур Fe (011).

чего поле уменьшалось до нуля.

В эпитаксиальных структурах, в отличие от поликристаллических, картина распределения намагниченности существенно зависит от ориентации структуры относительно оси легкого намагничивания (ОЛН), которая в данном случае совпадает с направлением [100]. При ориентации длинной оси прямоугольной

микроструктуры вдоль ОЛН, микроструктура находится в квазиоднодоменном состоянии вплоть до ширины около 2 мкм (рис. 4.7). При большей ширине (рис. 4.8) структура разбивается на два домена, разделенных 180° доменной стенкой. На концах структуры имеются небольшие замыкающие домены. В случае ориентации длинной оси прямоугольника перпендикулярно ОЛН (рис. 4.9, 4.10) магнитный контраст существенно зависит от его ширины. Магнитная конфигурация представляет собой последовательность полосчатых доменов (“stripe”), характерных для таких микроструктур [93 - 95]. Из рисунка 4.10 видно, что с уменьшением ширины магнитная структура типа Stripe-domain переходит в diamond structure, и далее стремится перейти в квазиоднодоменное состояние.

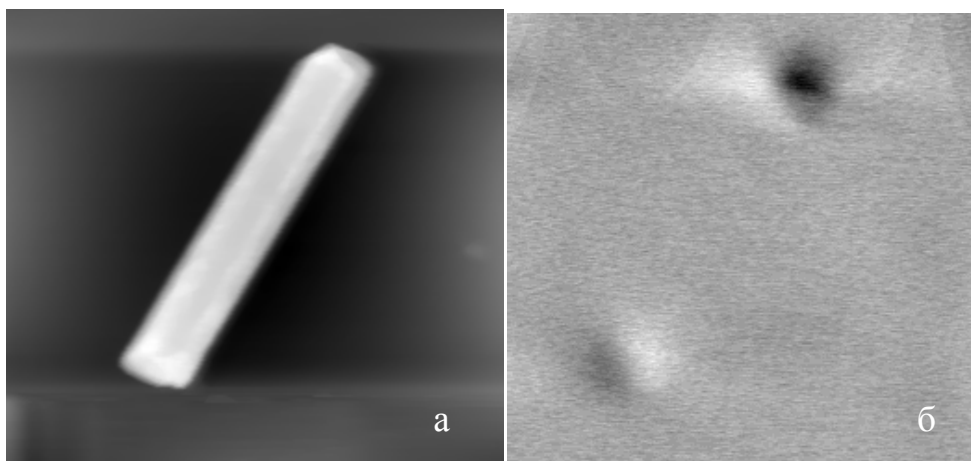


Рис. 4.7. Топография (а) и МСМ контраст (б) эпитаксиальной структуры из железа с размерами 1×8 мкм, ориентированной длинной стороной вдоль ОЛН $[001]$.

При ширине структуры большей 2 мкм (рис 4.9а) наблюдается чередующийся светлый и темный контраст по длинным сторонам

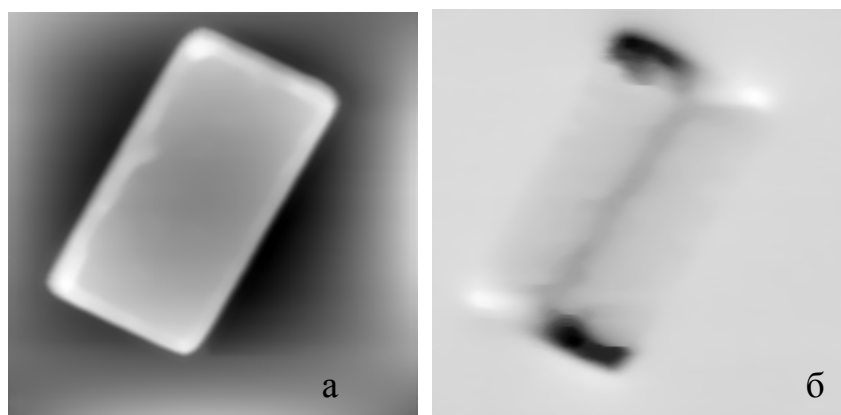


Рис. 4.8. Топография (а) и МСМ контраст (б) эпитаксиальной структуры из железа с размерами 4×8 мкм, ориентированной длинной стороной вдоль ОЛН $[001]$.

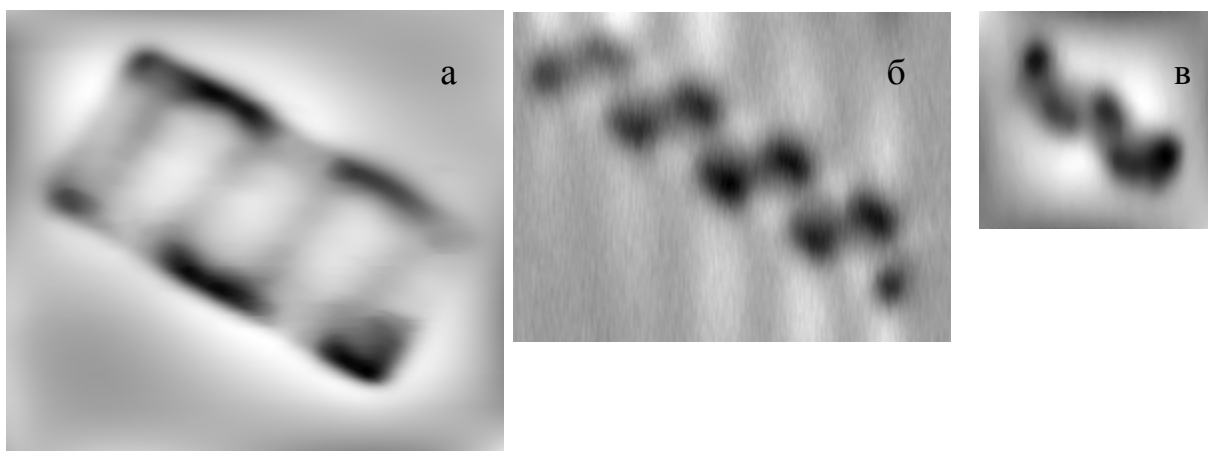


Рис. 4.9. МСМ контраст эпитаксиальных микроструктур Fe (011), изготовленных из пленки толщиной 100 нм, ориентированных длинной стороной перпендикулярно ОЛН $[001]$. Латеральные размеры микроструктур: а) 4×8 мкм, б) 2×8 мкм, и в) 0.5×2 мкм.

прямоугольников, который можно интерпретировать как контраст от магнитных полюсов. В случае, когда ширина микроструктуры составляет менее 2 мкм (рис 4.9б), уже становится трудно интерпретировать МСМ контраст с точки зрения доменов и доменных стенок, а при размерах менее 1 мкм (рис 4.9в) — вообще невозможно. На рис. 4.9б хорошо видны силовые линии, тянущиеся от полюсов по краям полосчатых доменов к противоположным полюсам соседней аналогичной микроструктуры, расположенной на расстоянии 8 мкм (не показана). Таким образом, несмотря на то, что магнитное строение микроструктур определяется главным образом их формой и ориентацией относительно ОЛН, взаимодействием между рядом расположенными микроструктурами в массиве нельзя пренебрегать. Оно влияет на относительное расположение доменов в соседних микроструктурах, так как есть два варианта выстраивания доменов вдоль ОЛН (в двух противоположных направлениях).

На рис. 4.11 показана зависимость ширины полосковых доменов в зависимости от ширины прямоугольной структуры в диапазоне ширин 0.5 – 8 мкм для трех толщин структур 50, 100 и 150 нм. Оказалось, что в пределах ошибки измерений, ширина доменов не зависит от толщины структуры и определяется только ее шириной. Можно аппроксимировать полученные экспериментальные результаты корневой зависимостью ширины домена от ширины микроструктуры $a \sim W^{1/2}$. В качестве математической модели может быть использована модель плоской пластинки ширины w , длины l и толщины d , разбитой на одинаковые почти прямоугольные домены с противоположным направлением намагниченности, а также малые замыкающие домены [23]. Согласно этой модели для ширины домена справедлива формула:

$$a = (2W\sigma/K_l)^{1/2}, \quad (4.1)$$

где σ – энергия единицы поверхности доменной стенки, K_I – константа анизотропии. В данном конкретном случае ее можно использовать только приближенно, поскольку выведена она для макроскопической пластинки, а не для микроструктуры. Однако, с точностью до числового коэффициента порядка единицы она дает правильную зависимость. Более точную теоретическую зависимость ширины домена от ширины микроструктуры могут дать микромагнитные расчеты. Расчеты проводились по трехмерной модели. Размер ячейки счета составлял $5 \times 5 \times 5$ нм.

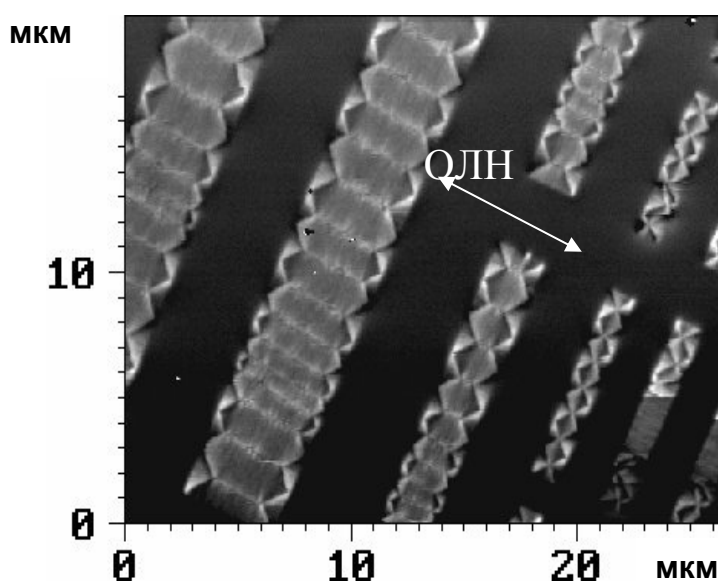


Рис. 4.10. MFM изображения эпитаксиальных микроструктур Fe (011). Толщиной 100 нм. Направление ОЛН показано стрелкой.

Энергия анизотропии рассчитывалась по формуле для пленок Fe (011) толщиной 60 нм, выращенных на А-плоскости сапфира с подслоем Мо из работы [81]:

$$E_a = K_1(\alpha_1^2 \alpha_2^2 + \alpha_1^2 \alpha_3^2 + \alpha_3^2 \alpha_2^2) + K_u(1 - \alpha_1^2), \quad (4.2)$$

где $K_1 = 6,3 \times 10^5$ эрг/см³ – константа кубической анизотропии, $K_u = 3,0 \times 10^5$ эрг/см³ – константа одноосной анизотропии, вызванной напряжениями в пленки вследствие

несоответствия решеток пленки и подложки. Однако, в зависимости от начальных условий, они на выходе дают разные доменные конфигурации. Чтобы выбрать правильную конфигурацию проводились несколько расчетов с разными начальными условиями. А именно в качестве начального распределения намагниченности бралось разное число полосковых доменов. Из нескольких

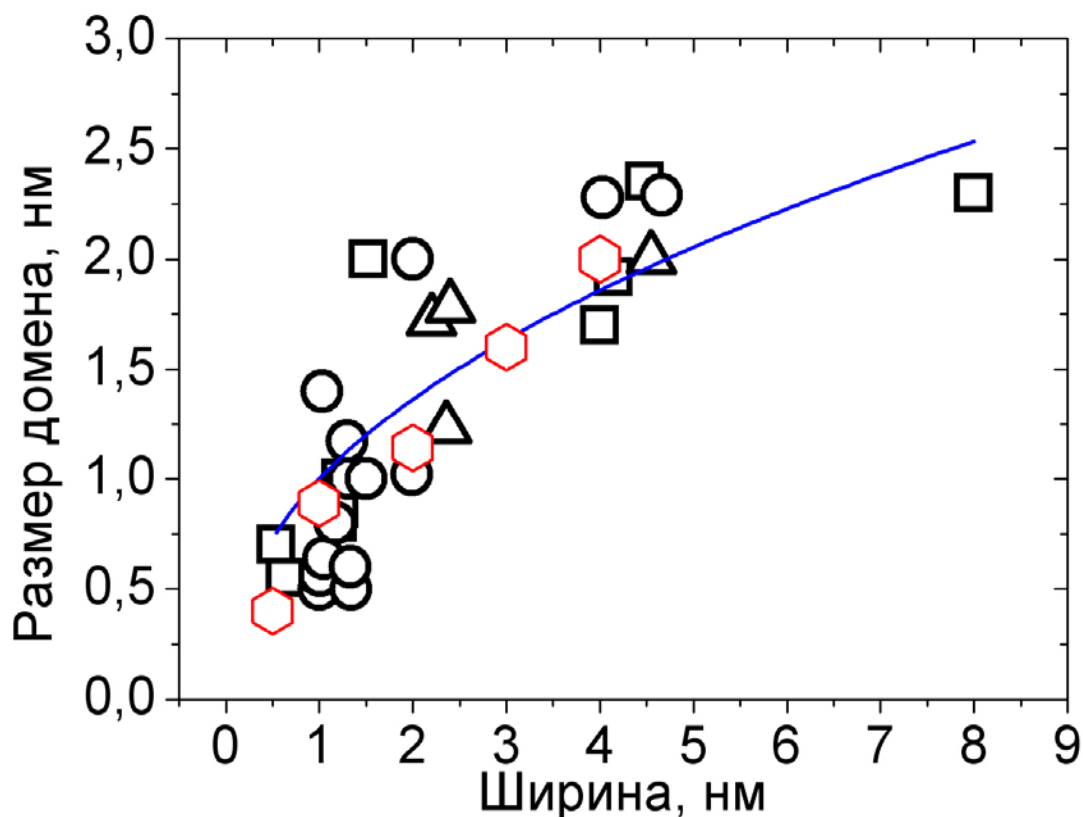


Рис. 4.11. Зависимость ширины полосчатых доменов от ширины микроструктуры. Круги – толщина 50 нм, треугольники – толщина 100 нм, квадраты – толщина 150 нм, шестиугольники – результат микромагнитного расчета для микроструктур толщиной 100 нм.

результатов расчета выбирался тот, в котором полная магнитная энергия микроструктуры была минимальной. Оказалось, что результаты микромагнитного

расчета достаточно хорошо ложатся на корневую зависимость, полученную при аппроксимации экспериментальных результатов. Таким образом, удалось найти способ теоретически предсказывать ширину доменов.

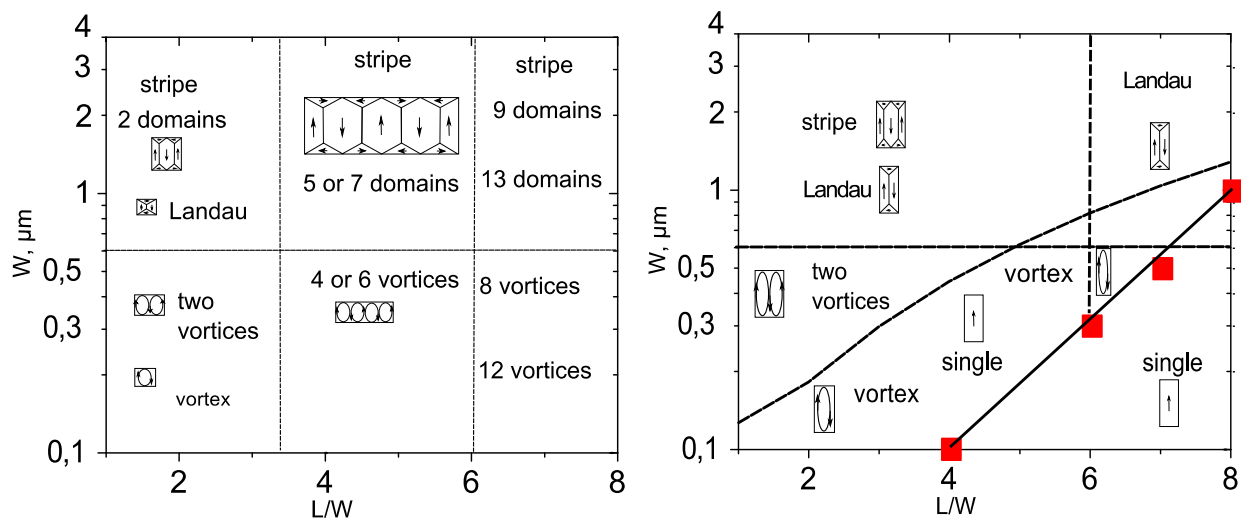


Рис. 4.12. Диаграммы микромагнитных состояний прямоугольных микроструктур от их ширины и аспектных отношений. Длинные стороны прямоугольников перпендикулярны ОЛН (а) и параллельны ОЛН (б).

На основании экспериментов и расчетов были построены диаграммы микромагнитных состояний для микро- и наноструктур толщиной 100 нм, ориентированных перпендикулярно и вдоль ОЛН (рис. 4.12). При ширине 0,6 мкм происходит переход от полосковой структуры к вихревой. При ориентации параллельно ОЛН (рис. 4.12б) имеется также переход от вихревого микромагнитного состояния к квазиоднодоменному. Красные квадраты означают результаты расчетов. Выше линии, проведенной через них энергетически выгодно вихревое состояние, ниже – квазиоднодоменное. Наклонная линия выше обозначает переход от многодоменного состояния к одоменному [20] согласно теории Аарони [19, 21, 22] для микроструктур в форме эллипсоидов. Ширина, при которой происходит переход, обратно пропорциональна корню от

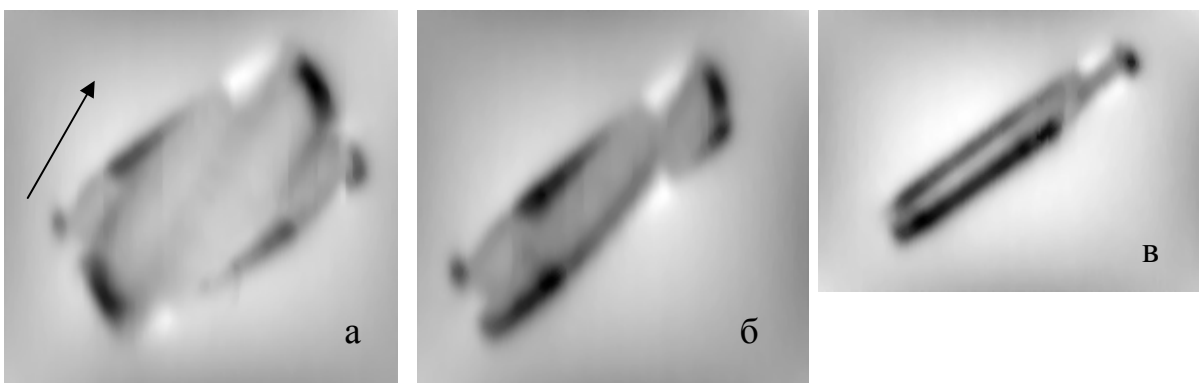


Рис. 4.13. МСМ контраст эпитаксиальных прямоугольных микроструктур Fe (011) толщиной 100 нм и размерами: а) 8×4 мкм, б) 8×2 мкм, в) 8×1 мкм, наклоненных на угол 35° относительно ОЛН. Стрелкой показано направление ОЛН.

размагничивающего фактора вдоль длинной оси эллипсоида $W_c \sim N_c^{-1/2}$.

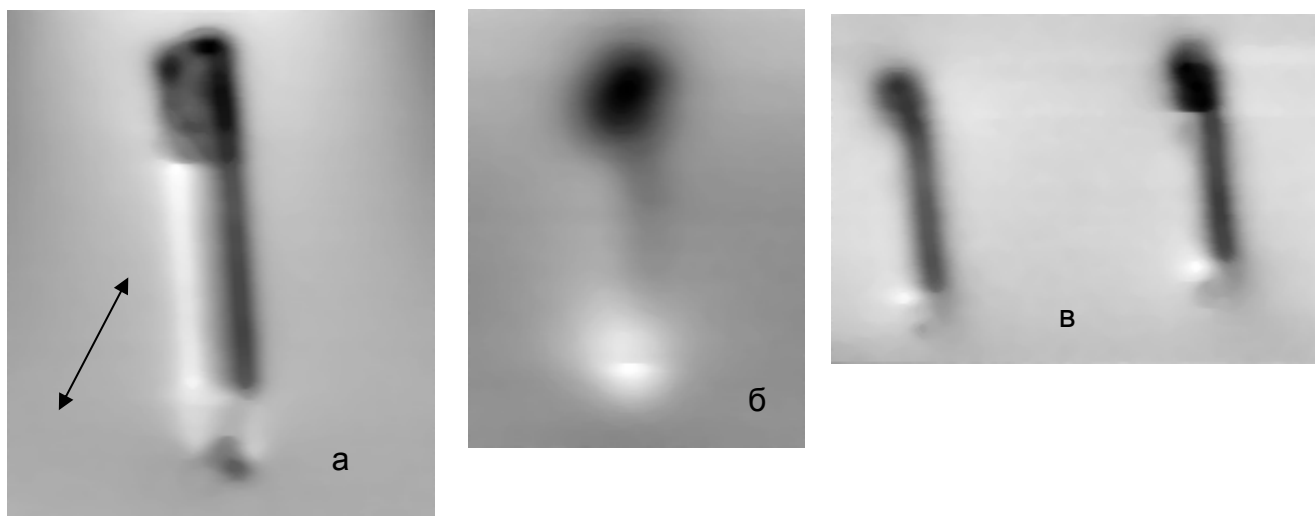


Рис. 4.14. МСМ контраст эпитаксиальных прямоугольных наноструктур Fe (011) толщиной 100 нм: а) 8×1 мкм, б) 2×0.5 мкм, в) 4×0.5 мкм, наклоненных на угол 35° относительно ОЛН. Стрелкой показано направление ОЛН.

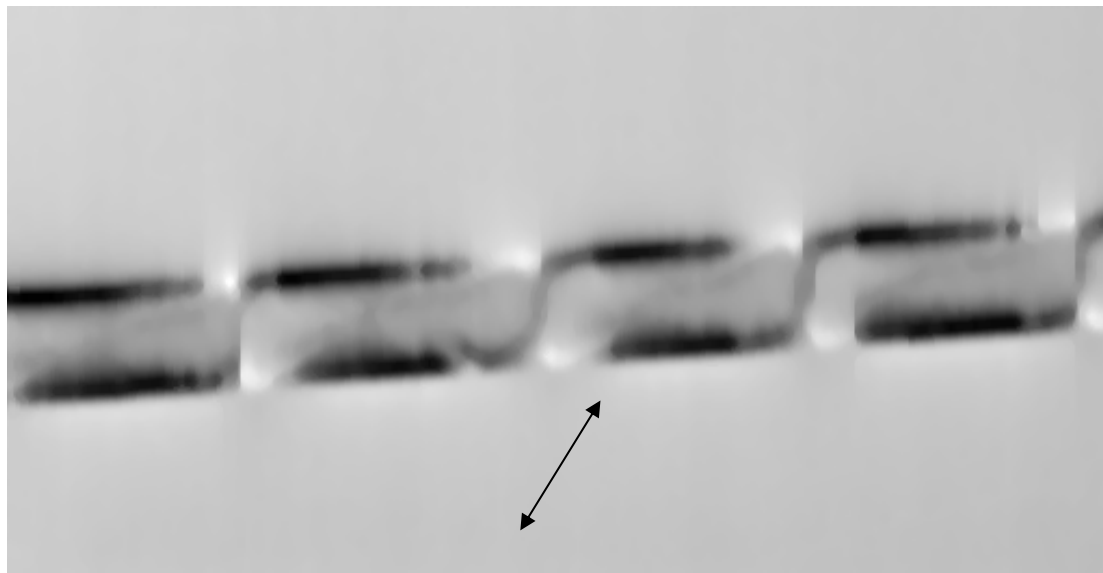


Рис. 4.15. МСМ контраст эпитаксиальной прямоугольной микроструктуры Fe (011) толщиной 100 нм и шириной 2 мкм. Стрелкой показано направление ОЛН.

Размагничивающий фактор рассчитывается по формуле:

$$N_c = \frac{4\pi Wd}{L^2} \left(\ln \left(\frac{4L}{W+d} \right) - 1 \right), \quad (4.3)$$

где W – ширина эллипсоида, d – его толщина и L – его длина. Видно, что при пересечении ниже этой кривой многодоменные состояния еще не обязательно переходят в квазиоднодоменные, но могут переходить и в вихревые.

Даже небольшой поворот структуры относительно ОЛН приводит к существенному изменению ее магнитного строения. При ширинах более 0,5 мкм независимо от формы и размеров структуры, домены выстраиваются параллельно ОЛН. Это приводит к изменению их формы. На рис. 4.13 приведен МСМ контраст прямоугольных микроструктур Fe (011), отклоненных на угол 35° относительно ОЛН, размерами 8×4 мкм, 8×2 мкм и 8×1 мкм. Видно, что все структуры состоят из доменов, отклоненных относительно оси прямоугольника и выстроенных вдоль ОЛН. Такие микро- и наноструктуры могут находиться и в квазиоднодоменном состоянии (рис. 4.14), но направление намагниченности будет все равно параллельным ОЛН. Ориентация структуры длинной осью вдоль оси трудного намагничивания (ОТН) $[1-11]$ может приводить к тому, что форма доменов может стать трапецевидной (почти треугольной) (рис.4.15).

4.2.3 Магнитное строение крестообразных структур Fe (011)

Были также изготовлены микро- и наноструктуры Fe (011) крестообразной формы разных размеров, ориентированные вдоль ОЛН и под 35° к ней (рис. 4.16).

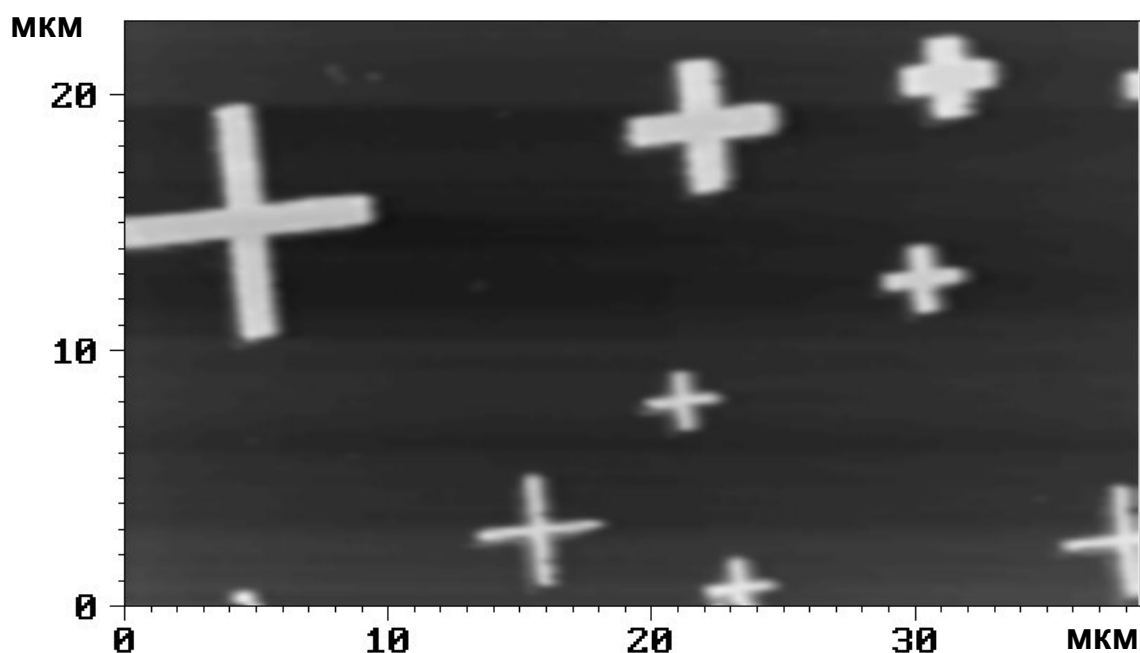


Рис. 4.16. АСМ изображения эпитаксиальных крестообразных микроструктур Fe (011).

Ширина плеча креста составляла 0,5 – 4 мкм, а длина 1 – 8 мкм. Рассмотренные ранее прямоугольные структуры с различной ориентацией относительно ОЛН при их объединении в крестообразной структуре дают различное магнитное строение плеч креста. По этой причине крестообразные микроструктуры могут иметь для магнитной конфигурации только ось симметрии второго порядка или не иметь ее вовсе (рис. 4.17).

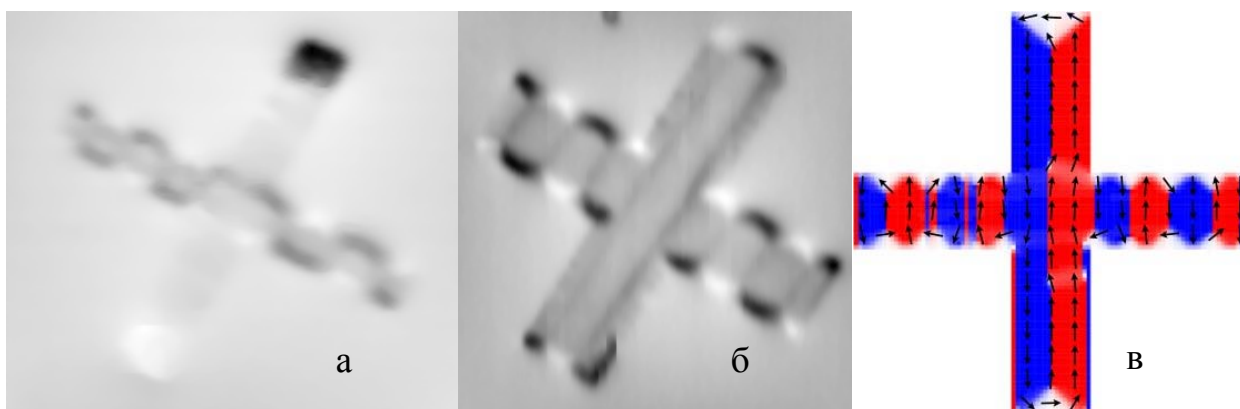


Рис. 4.17. MCM контраст эпитаксиальных крестообразных микроструктур, изготовленных из пленок Fe (011) и ориентированных параллельно ОЛН: а) шириной 1 мкм, длиной плеча 4 мкм и толщиной 50 нм; б) шириной 4 мкм, длиной плеча 8 мкм и толщиной 100 нм. И рассчитанное распределение намагниченности (в) для микроструктуры на (б).

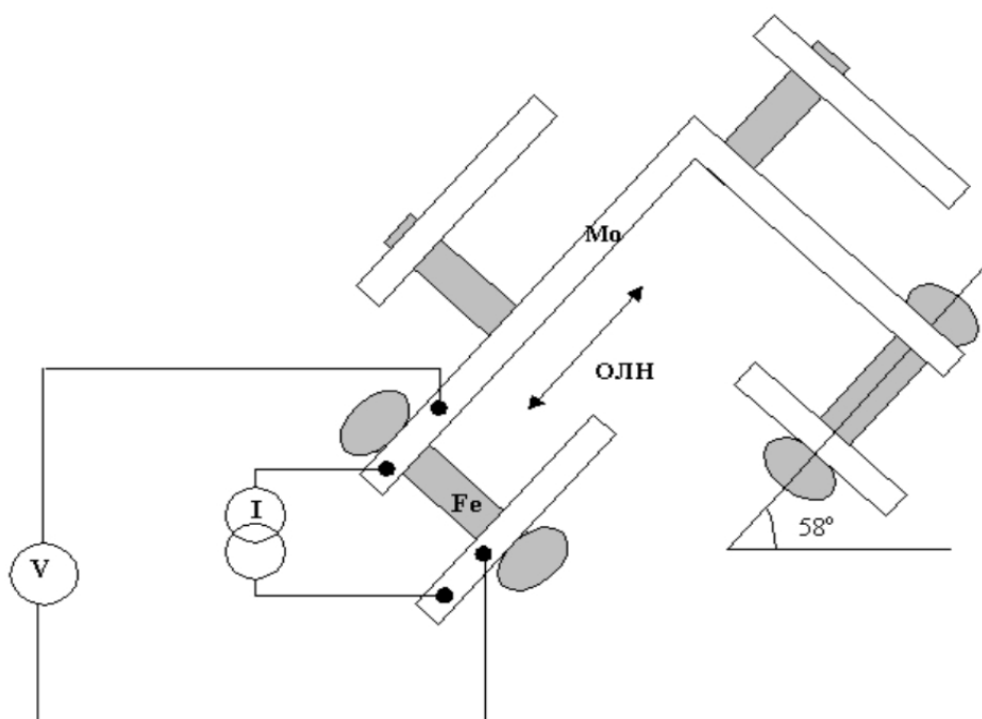


Рис. 4.18. Схема измерения магнитосопротивления микроструктур Fe (011).

4.2.4. Изменение магнитного строения и электрического сопротивления микроструктур во внешнем магнитном поле

Были изготовлены прямоугольные микроструктуры Fe (011) размерами 1×10 мкм из пленок толщиной 50 нм для исследований зависимости магнитосопротивления от их магнитного строения. Направление длинной стороны прямоугольников выбиралось либо параллельно ОЛН, либо перпендикулярно ей. Для изготовления электрических контактов поверх изготовленных эпитаксиальных микроструктур наносилась пленка молибдена, на основе которой методом взрывной литографии изготавливались полоски, контактирующие с железными микроструктурами и фотолитографическими контактами. Вид измеряемых

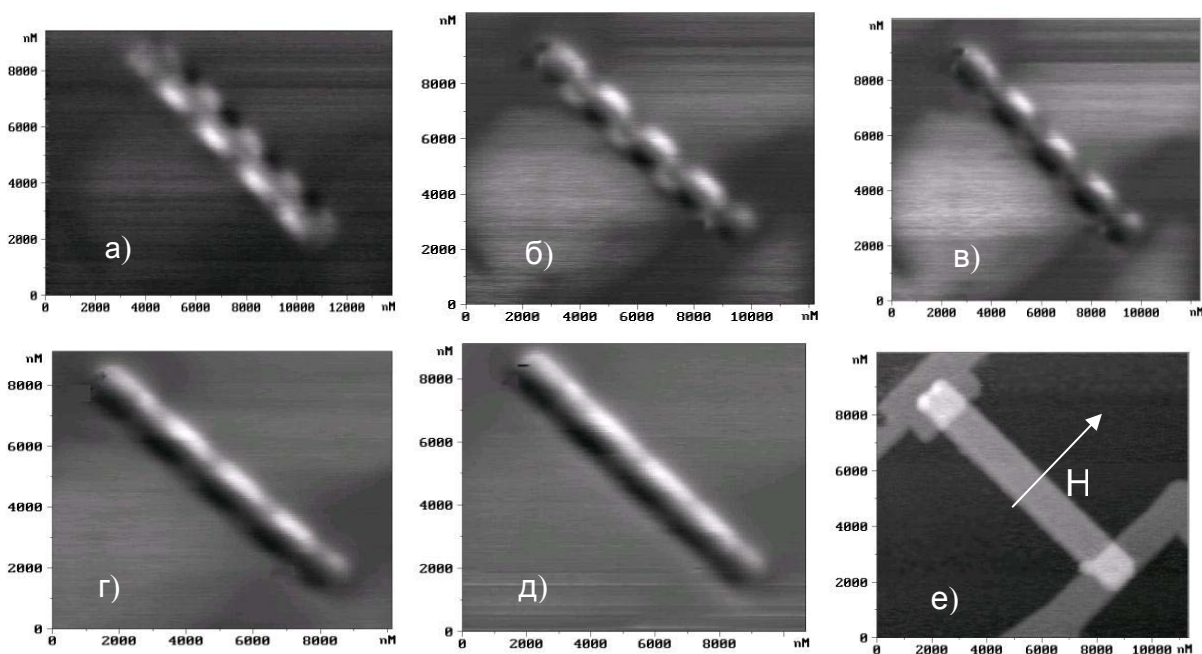


Рис. 4.19. Перемагничивание железного прямоугольника размерами 1×10 мкм и толщиной 50 нм. Ось структуры направлена перпендикулярно оси легкого намагничивания. Внешнее поле подавалось в направлении оси легкого намагничивания. Величина поля была соответственно: а) $H = 0$, б) $H = 100$ Э, в) $H = 200$ Э, г) $H = 400$ Э, д) $H = 700$ Э, е) – топография, стрелкой показано направление внешнего поля.

микроструктур и схема электрических измерений представлены на рис. 4.18.

Была рассмотрена эволюция конфигурации доменов во внешнем магнитном поле. На рис. 4.19 представлены МСМ контраст при разных внешних полях и топография прямоугольной микроструктуры, длинная ось которой направлена перпендикулярно ОЛН. Магнитное поле подавалось вдоль длинной оси

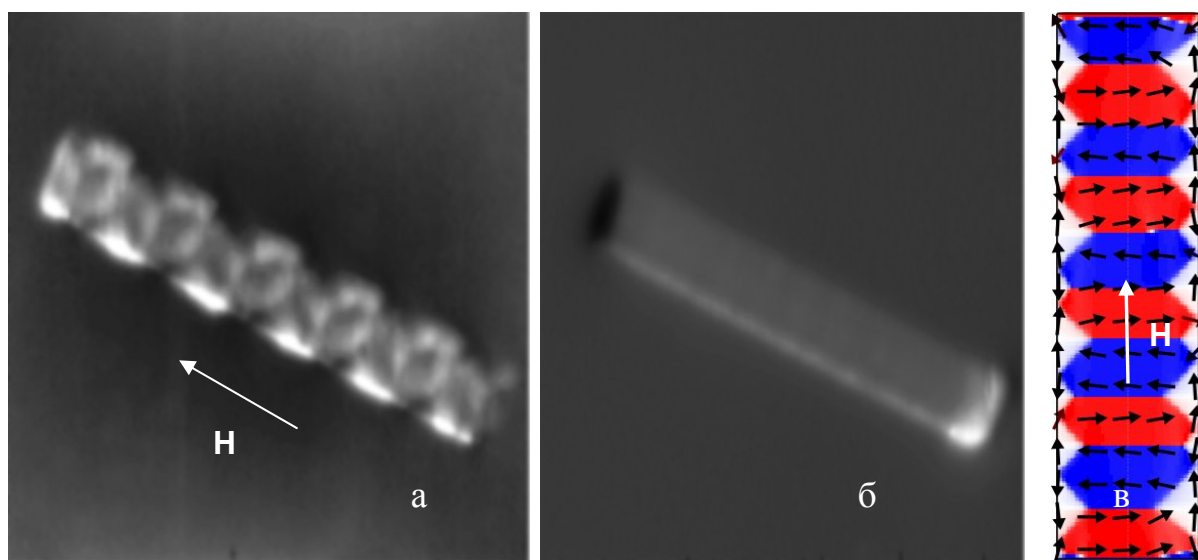


Рис. 4.20. Изменение МСМ контраста прямоугольной структуры 1×8 мкм во внешнем магнитном поле, направленном перпендикулярно ОЛН. Стрелкой показано направление внешнего поля. Исходная структура аналогична показанной на рис. 11б: а) начало перемагничивания, б) конечное состояние. Результат расчета магнитного строения микроструктуры 1×4 мкм, перпендикулярной ОЛН, помещенной в поле 100 Э, направленное вдоль ее длинной стороны (в).

структуры. В нулевом магнитном поле видна типичная картина полосчатых доменов. С увеличением магнитного поля домены с намагниченностью, направленной параллельно полю увеличиваются за счет доменов, намагниченность которых направлена против поля. При $H = 200$ Э последние уже не визуализируются. Магнитный контраст представляет собой чередующиеся

светлые и темные области. Предполагается, что имеет место формирование

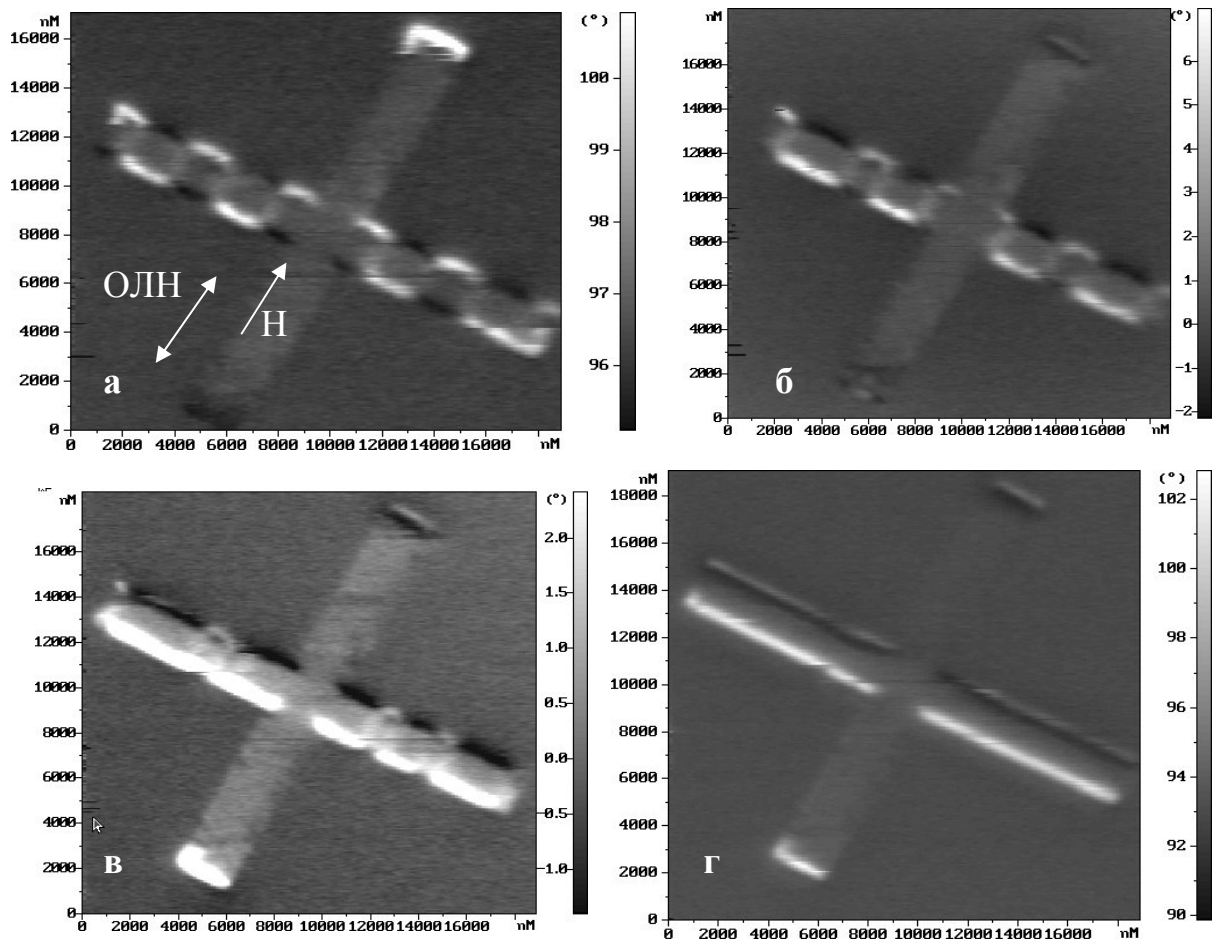


Рис. 4.21. Перемагничивание крестообразной микроструктуры с размерами дорожки 2×16 мкм. Направление поля и оси легкого намагничивания показаны стрелками, а) 0 Э, б) 115 Э, в) 250 Э, г) 450 Э.

структуры, состоящей из однодоменных областей, намагниченности в которых параллельны ОЛН и направлены в одну сторону в направлении внешнего магнитного поля и разделяющих их переходных областей (квазидоменов), в которых намагниченность уже не направлена вдоль ОЛН, а имеет некоторое другое распределение (рис. 4.19в). При дальнейшем увеличении поля эти участки сужаются, и при $H = 400$ Э микроструктура переходит в однодоменное состояние (рис. 4.19д). Таким образом, перемагничивание данной структуры происходит за

счет движения и деформации доменных стенок. Такая структура довольно устойчива к внешнему полю, что приводит к большим полям насыщения.

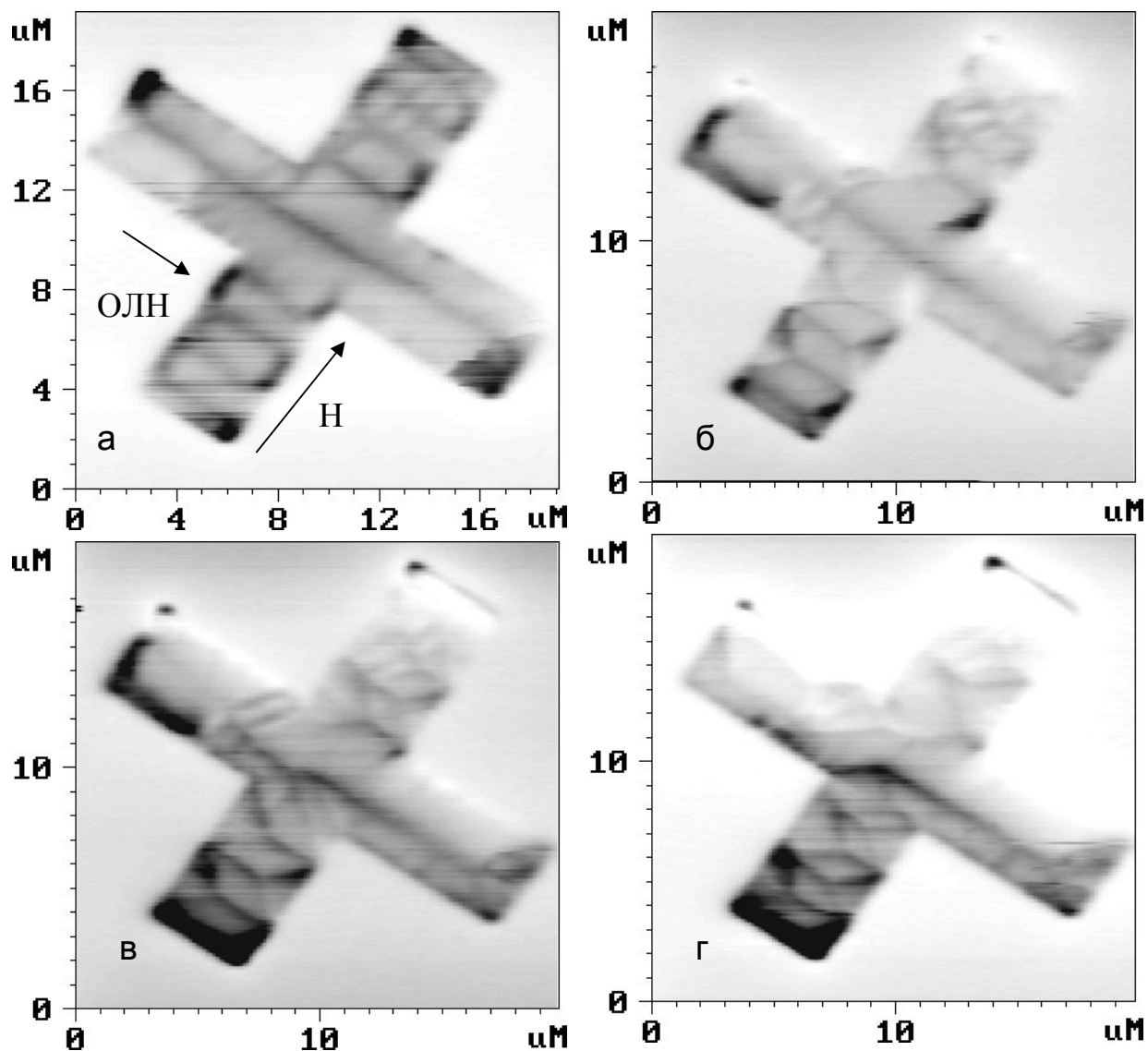


Рис. 4.22. Перемагничивание крестообразной микроструктуры с размерами дорожки 4×16 мкм. Направление поля и оси легкого намагничивания (ОЛН) показаны стрелками а) 0 Э, б) 200 Э, в) 300 Э, г) 400 Э.

Перемагничивание микроструктур с полосчатым многодоменным контрастом, в случае, когда поле направлено вдоль оси структуры (перпендикулярно ОЛН), происходит за счет роста замыкающих доменов,

направление намагниченности в которых совпадает с направлением поля. Замыкающие домены с противоположно направленной намагниченностью при этом уменьшаются. Таким образом, появляется меандровая магнитная структура. На рис. 4.20 показан магнитный контраст и микроструктуры в форме прямоугольника, длинная сторона которого перпендикулярна ОЛН. Внешнее поле

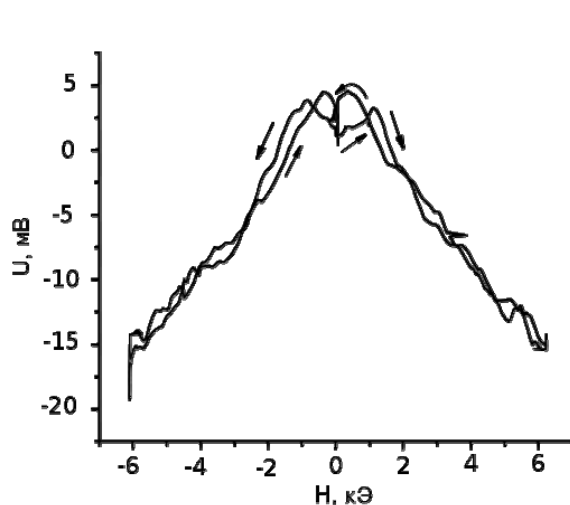


Рис. 4.23. Зависимость сопротивления микроструктуры в форме прямоугольника с уширениями по краям от магнитного поля. Внешнее магнитное поле, также как и ОЛН направлены перпендикулярно оси структуры. Стрелками показано направление обхода кривой.

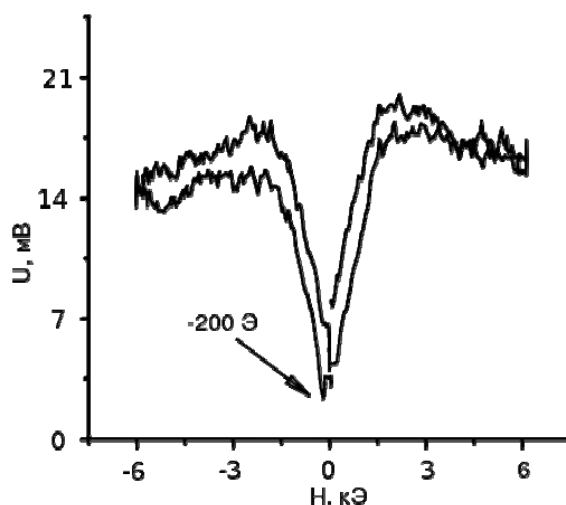


Рис. 4.24. Зависимость сопротивления микроструктуры в форме прямоугольника с уширениями по краям от магнитного поля. Внешнее магнитное поле параллельно ОЛН и перпендикулярно оси структуры.

направлено параллельно длинной стороне. Также показано расчетное распределение намагниченности в поле 100 Э для микроструктуры 1×4 мкм. Видно, что замыкающие домены с направлением намагниченности против поля меньше, чем те, у которых она по полю. Средняя часть прямоугольника размерами 1×10 мкм становится намагниченной однородно при $H = 140$ Э. Переход от

меандровой структуры к квазиоднодоменному состоянию происходит сравнительно

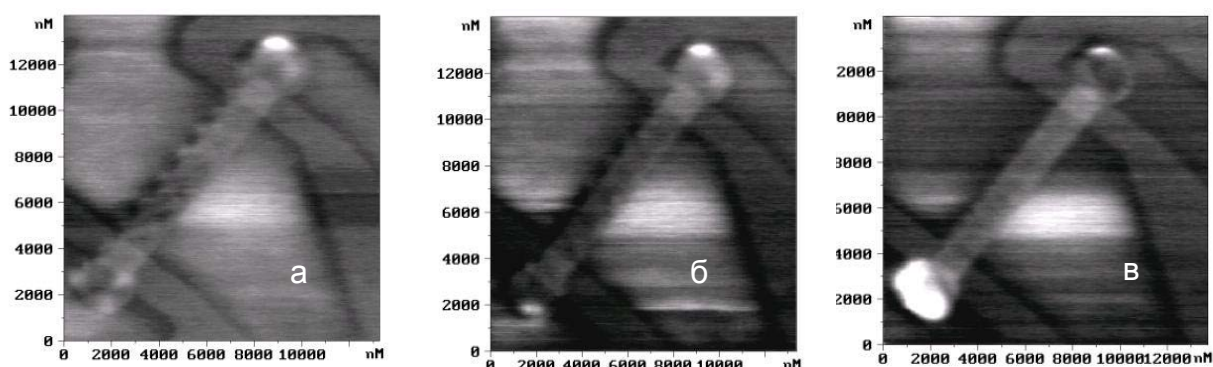


Рис. 4.25. Перемагничивание микроструктуры Fe (011) в форме прямоугольника размерами 1×10 мкм и толщиной 50 нм с уширенными концами. Ось легкого намагничивания направлена в плоскости подложки перпендикулярно оси структуры. Внешнее поле подавалось в направлении оси структуры. Величина поля была соответственно а) $H = 100$ Э, б) $H = 170$ Э, в) $H = 200$ Э.

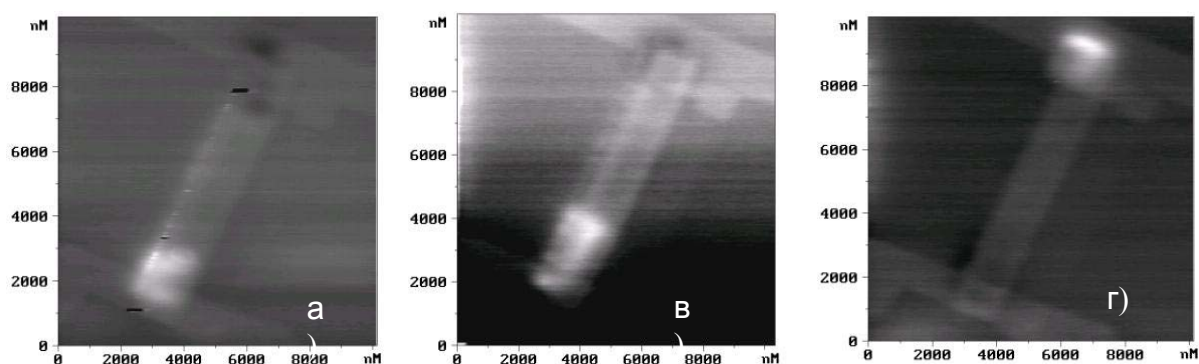


Рис. 4.26. Перемагничивание микроструктуры Fe (011) в форме прямоугольника размерами 1×10 мкм и толщиной 50 нм. Ось структуры параллельно оси легкого намагничивания и направлена в плоскости подложки. Внешнее поле подавалось в направлении оси структуры. Величина поля была соответственно: а) $H = 0$ Э, б) $H = 20$ Э, в) $H = 30$ Э.

резко (в интервале полей 120 – 140 Э). При этом на концах структуры имеется неоднородное распределение намагниченности, которое сохраняется вплоть до полей $H = 400$ Э. С точки зрения применений в магнетоэлектронике желательно, чтобы микроструктура имела по возможности однородное распределение намагниченности, и перемагничивалась резко, и в сравнительно малых полях (десятки, сотни эрстед).

Сравнение коэрцитивных сил, полученных в эксперименте и найденных в результате микромагнитных расчетов показало, что расчетные значения могут значительно превышать экспериментальные. Это может быть связано с тем, что расчет не учитывал неоднородность магнитных параметров микроструктуры (A , K , M_s) по объему, а также тепловые колебания атомов.

На рис. 4.21 и 4.22 показан МСМ контраст крестообразных микроструктур с размерами дорожек 2×16 и 4×16 мкм в разных магнитных полях. Контраст плеч крестов согласно эксперименту совпадает с контрастом прямоугольников таких же размеров. Их перемагничивание происходит так же, как и для соответствующих прямоугольных микроструктур. В средней части креста во внешнем поле более 300 Э (рис 4.22г) наблюдается анизотропия магнитной структуры и ее нельзя рассматривать как простое наложение магнитного контраста отдельных плеч креста.

Несмотря на количественную разницу рассчитанных и экспериментально найденных коэрцитивных сил, расчеты дают правильную зависимость коэрцитивной силы от ширины микроструктуры. Они также показали, что если на концах прямоугольных микроструктур делать уширения, то это позволит уменьшить поле, в котором центральная область микроструктуры намагничивается однородно за счет того, что области с противоположной намагниченностью уходят в эти магнитные резервуары (уширения).

Были изготовлены микроструктуры прямоугольной формы с резервуарами по концам в форме эллипсов. Большая ось эллипса равнялась $a = 2$ мкм и была направлена перпендикулярно оси структуры, малая ось эллипса $b = 1,8$ мкм. Для таких микроструктур также были сняты кривые магнитосопротивления средней части по схеме, изображенной на рис. 4.18.

Для микроструктур, ось которых была параллельна ОЛН, зависимость сопротивления от магнитного поля была очень слабой, и ее не удалось выделить из уровня шумов. Это можно объяснить тем, что, поскольку у железа (в отличие, например от никеля) плотность состояний на уровне Ферми для подзон со спином вверх и со спином вниз мало отличаются. Поэтому AMR эффект сам по себе мал. Если микроструктура находится в квазиоднодоменном состоянии, что как было ранее показано, характерно для прямоугольников размерами 1×10 мкм, ориентированных вдоль ОЛН, то эффект должен быть резким, и кривая должна быть ступенчатой формы. Когда структура находится в многодоменном состоянии, и на пути электронов, переносящих ток, находится много доменов, имеющих разное сопротивление, и их распределение плавно меняется с изменением внешнего поля. Поэтому кривая будет плавной, и ее легче выделить из уровня шумов.

Кривая магнитосопротивления для микроструктур, у которых ОЛН перпендикулярна оси структуры, и внешнее поле вдоль ОЛН (рис. 4.23) плавная и имеет гистерезис. При прямом ходе (поле растет по величине) наблюдается слабый максимум при $H = 800$ Э, а при обратном ходе – слабый максимум при $H = 400$ Э. Также имеется резкий локальный минимум при обратном ходе кривой, когда поле подходит к нулю. Наличие максимумов на кривой можно объяснить тем, что при внешнем поле около $700 - 800$ Э микроструктура переходит в однодоменное состояние с направлением намагниченности вдоль поля, как показывают МСМ измерения. При уменьшении поля до 400 Э происходит

обратная перестройка структуры в многодоменное состояние. Плавное изменение сопротивления с изменением поля можно интерпретировать как эффект анизотропного магнитосопротивления. Подобная зависимость наблюдалась в работе [89].

Кривая магнитосопротивления для структур, у которых ОЛН перпендикулярна оси структуры, а внешнее поле подается вдоль структуры (рис. 4.24) имеет два резких минимума при $H = \pm 200$ Э. При таких полях часть микроструктуры между подводящими контактами полностью переходит к однодоменному состоянию с направлением намагниченности вдоль поля, перпендикулярно ОЛН. Вид кривой характерен для продольного AMR эффекта.

На рис. 4.25 показано изменение МСМ контраста микроструктуры в форме прямоугольника с резервуарами на концах во внешнем поле, когда ОЛН направлена перпендикулярно оси структуры, а внешнее поле направлено параллельно ей. При $H = 200$ Э (рис. 4.25в) происходит переход средней части структуры в однодоменное состояние. Поле переключения оказывается, таким образом, выше, чем для структур прямоугольной формы без резервуаров на концах, что противоречит данным микромагнитных расчетов, и по-видимому связано с неоднородностью пленки Fe (011). Переключение имеет резкий характер ($\Delta H = 30$ Э). Эти результаты коррелируют с результатом измерений магнитосопротивления (рис. 4.24а), что в частности означает, что магнитное поле МСМ зонда слабо влияет на перемагничивание образца. Резервуары при этом находятся в многодоменном состоянии. Дальнейшее увеличение магнитного поля до 800 Э приводит к намагничиванию микроструктуры до насыщения. Таким образом, имеет место отдельное переключение прямоугольной части структуры и резервуаров.

На рис. 4.26 представлен МСМ контраст прямоугольных микроструктур, длинная сторона которых направлена вдоль ОЛН. Внешнее магнитное поле также

направлено вдоль ОЛН. В нулевом поле микроструктура в форме прямоугольника (рис. 4.26а) находится в однодоменном состоянии. При увеличении магнитного поля до $H = 30$ Э происходит перемагничивание. Изменение доменной структуры происходит скачкообразно и не имеет места наличие промежуточных доменных структур.

Таким образом, для микроструктур, ориентированных параллельно ОЛН перемагничивание происходит при существенно меньших полях, чем для аналогичных структур, ориентированных перпендикулярно ОЛН. Предполагается, что резкий характер переключения обусловлен механизмом поворота вектора намагниченности. Для микроструктуры с резервуарами на концах в нулевом поле средняя часть микроструктуры находится в однодоменном состоянии, в то время как резервуары находятся в многодоменном состоянии. При $H = 40$ Э происходит резкое перемагничивание прямоугольной части структуры. При этом промежуточных доменных структур также не наблюдается. Таким образом, перемагничивание средней части микроструктуры происходит по механизму поворота вектора намагниченности. При дальнейшем увеличении магнитного поля происходит перемагничивание резервуаров. При этом имеются промежуточные состояния расположения доменов, что указывает на то, что перемагничивание резервуаров происходит по механизму движения доменных стенок.

4.3. Магнитное строение микро- и наноструктур Fe (001)

4.3.1. Доменные стенки в пленках и микроструктурах Fe (001)

В плоскости пленки Fe (001) лежат две перпендикулярных ОЛН в направлениях $[100]$ и $[010]$. Оси трудного намагничивания (ОТН) для кубического кристалла железа лежат по главным диагоналям куба, и проектируются на плоскость пленки так, что в двумерном приближении они направлены под 45° к ОЛН. В идеальной пленке Fe (001) домены по-видимому должны имеют форму

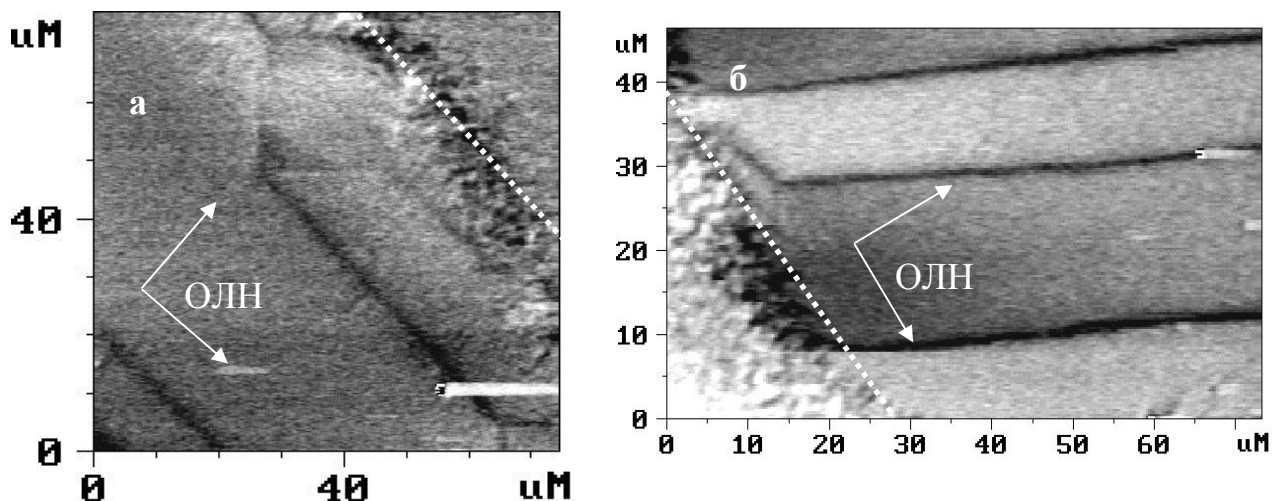


Рис. 4.27. Доменное строение макроструктур из пленок Fe(001) в поле $H=30$ Э. Пунктиром показан край макроструктуры. Стрелками показаны оси легкого намагничивания. Магнитное поле направлено в плоскости пленки перпендикулярно краю.

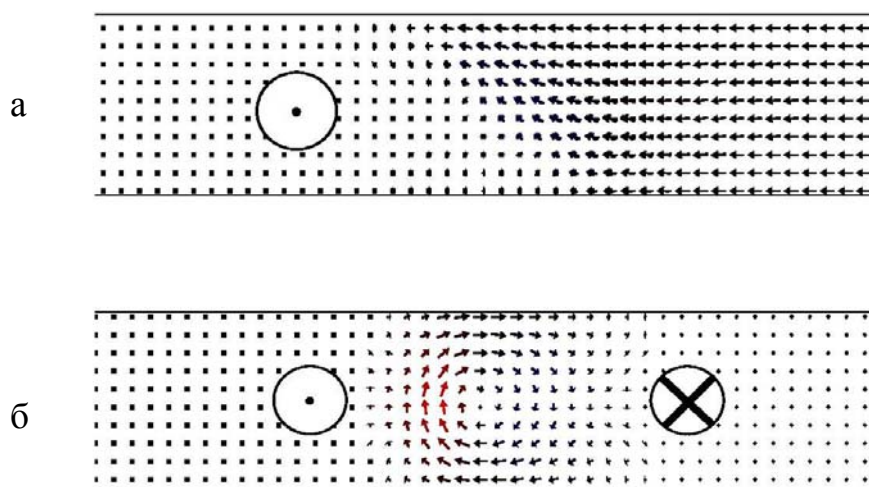


Рис. 4.28. Рассчитанное строение 90° (а) и 180° (б) доменной стенки в объеме микроструктуры Fe (001). Стрелками показано направление намагниченности.

квадратов, расположенных в шахматном порядке. Направления намагниченности в соседних в ряду доменах образуют между собой прямой угол. При этом все доменные стенки 90-градусные. Образование 180° доменных стенок энергетически

невыгодно, однако вследствие дефектов в реальных пленках они также образуются. В широких пленках домены могут быть довольно большими. Поскольку размер сканируемой области для МСМ составляет несколько десятков микрон, что может быть меньше размера домена, искать доменные стенки в пленках Fe (001), пользуясь этой методикой проблематично. Для нахождения доменных стенок в этих пленках удобно производить МСМ сканирование вблизи края пленки, напыленной на подложку через маску. Вначале пленку нужно намагнитить до насыщения, а затем внешнее поле уменьшить до нуля, и подать в противоположном направлении. При этом домены противоположной намагниченности начинают расти от краев пленки, и можно легко находить доменные стенки. МСМ изображение пленки Fe (001) толщиной 260 нм вблизи ее края показано на рис. 4.27. Край пленки обозначен пунктиром. Стрелками показаны оси легкого намагничивания. В поле $H = 30$ Э, направленном в плоскости пленки перпендикулярно краю, вблизи края пленки начинают образовываться магнитные домены. Размер домена составляет несколько десятков микрон. На рис. 4.27а видны как 90° , так и 180° доменные стенки. На рис. 4.27б все стенки 90° , это видно из того, что они проходят под углом 45° к ОЛН.

Были проведены микромагнитные расчеты доменных стенок для прямоугольных микроструктур 1×4 мкм и толщиной 100 нм размерами. Расчеты проводились по трехмерной модели, в которой размеры ячейки счета составляли $5 \times 5 \times 5$ нм. Они показали, что доменная стенка неоднородна по толщине. На рис. 4.28 приведены результаты трехмерных расчетов 90° и 180° стенки. Видно, что в сечении 90° стенка скошена под углом, близким к 45° . Это подтверждает теоретическую модель, согласно которой в пленках ОЦК железа энергетически выгодно, чтобы 90° доменные стенки лежали в диагональных плоскостях куба [44, 45]. Стенка имеет Неелевский тип. Расчет 180° стенки показал, что ее структура по

толщине доменной стенки близка к вихревой, рассчитанной в работе [46]. Стенка имеет Блоховский тип.

4.3.2. Зависимость магнитного строения от магнитной анизотропии и аспектного отношения для прямоугольных структур Fe (001)

Из пленок Fe (001) толщиной 100 нм и 50 нм были изготовлены прямоугольные микро- и наноструктуры таких же размеров и с теми же АО, как и те, которые изготавливались из пленок Fe (011). Структуры располагались вдоль одной из ОЛН и под 45° к ОЛН, то есть вдоль проекции ОТН на плоскость пленки. Микроструктуры намагничивались в поле $H = 800$ Э, направленном вдоль ОЛН, а затем поле сбрасывалось до нуля. Для сравнения, микроструктуры также намагничивались и в перпендикулярном направлении. Изменений микромагнитных состояний в нулевом поле в зависимости от направления приложенного поля насыщения, отмеченных в работе Кента [93], не наблюдалось. Также к образцу пробовали подносить постоянный магнит, и быстро двигать им около образца. Никаких изменений в основных микромагнитных состояниях микро- и наноструктур также не было замечено. Результаты по МСМ измерений магнитного строения отдельной микроструктуры воспроизводились для элементов массива. Предварительно не намагниченные микроструктуры (“as grown”) имели нерегулярное магнитное строение. После намагничивания их до насыщения и сбрасывания поля оно становилось регулярным. Различий в магнитном строении микроструктур с одинаковыми размерами, но разной толщиной не наблюдалось.

Микромагнитные расчеты проводились для прямоугольных микро- и наноструктур с $AO=4$ и $AO=8$. Толщина структур бралась равной 100 нм, а ширина

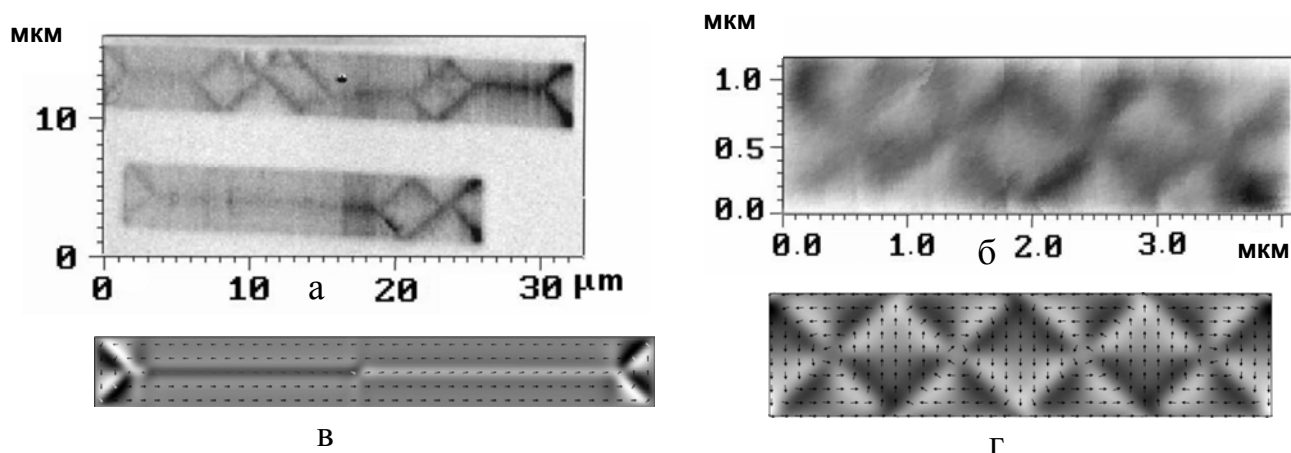


Рис. 4.29. Экспериментальные (а, б) и рассчитанные (в, г) МСМ изображения микроструктур Fe (001) ориентированных вдоль ОЛН. Размеры структур: а) 4×32 мкм и 4×24 мкм; б) 1×4 мкм; в) 1×8 мкм и г) 1×4 мкм.

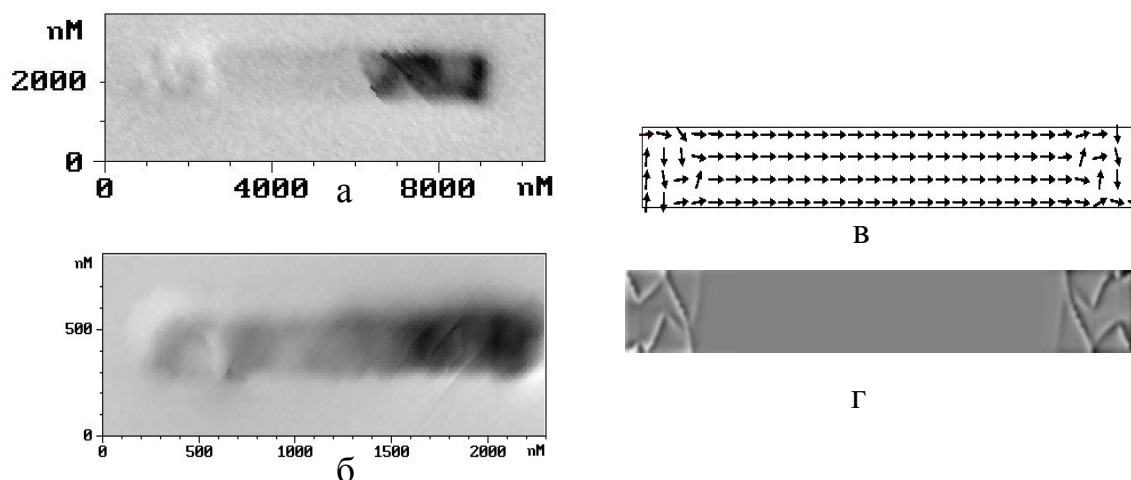


Рис. 4.30. МСМ изображения и микроструктур размерами 1×8 мкм (а) и $0,2 \times 2$ мкм (б), а также результаты расчета магнитного строения микроструктуры размерами 1×8 мкм: распределение намагниченности (в) и смоделированный МСМ контраст (г).

составляла 0,1; 0,25; 0,4; 0,6; 0,8; 1 и 2 мкм. Для экономии времени большая часть расчетов проводилась с использованием двумерной модели, в которой предполагается, что магнитное строение микроструктур однородно по толщине, и

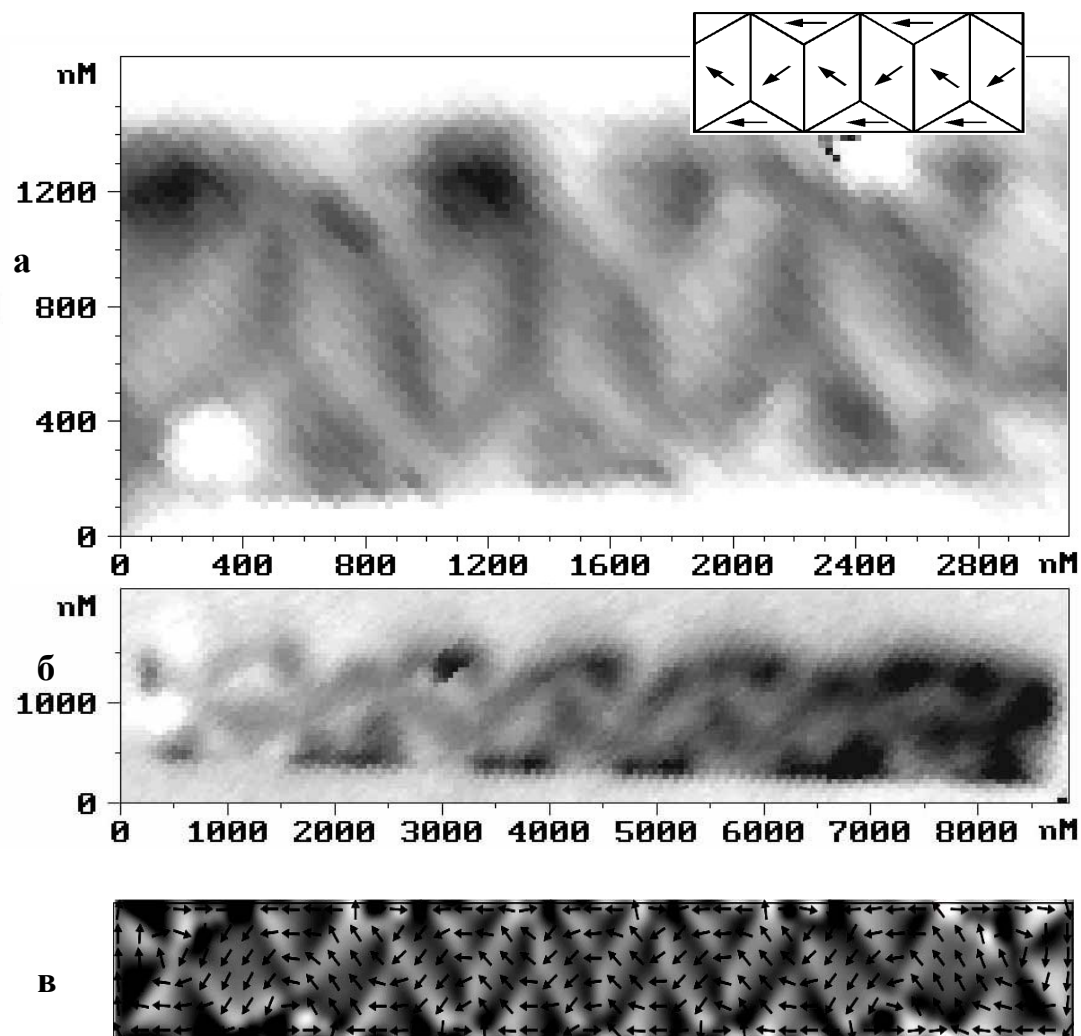


Рис. 4.31. Меандровая структура: МСМ изображение полоски шириной 1 мкм (а), на вставке приведено схематичное изображение магнитного строения; МСМ изображение прямоугольника размерами 1×8 мкм (б) и смоделированное МСМ изображение прямоугольника размерами 1×8 мкм (в) стрелками показано направление вектора намагниченности.

берется ячейка счета с размером по вертикали, равной толщине структуры. Однако в наиболее ответственных случаях, когда требовалась точная интерпретация МСМ изображений, расчет проводился по трехмерной модели, и ячейка счета бралась равной $5 \times 5 \times 5$ мкм. В качестве начального условия для расчетов структуры с заданной шириной и АО бралось распределение намагниченности, наиболее близкое к найденному экспериментально для нее. При МСМ измерениях эпитаксиальных микроструктур Fe (001), различным образом ориентированных относительно ОЛН, была выявлена разница между различными типами микромагнитных состояний. На рис. 4.29 показан МСМ контраст прямоугольных микроструктур, ориентированных вдоль ОЛН с АО=8 (рис. 4.29а) и АО=4 (рис.

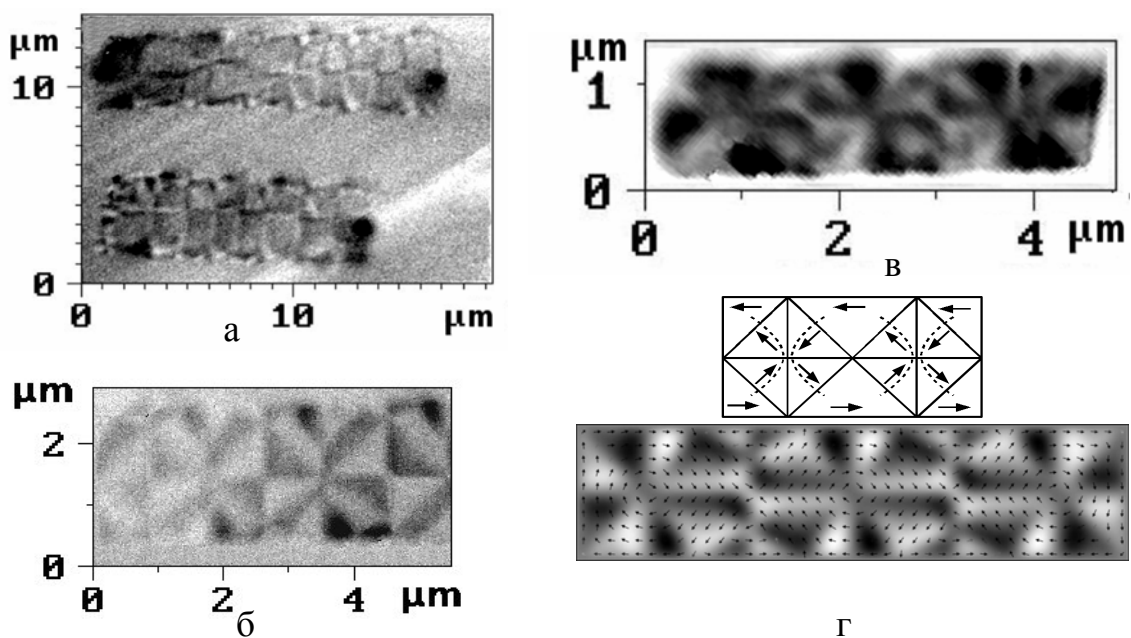


Рис. 4.32. МСМ изображения прямоугольников Fe (001), ориентированных под углом 45° к ОЛН, с размерами 4×12 мкм и 4×16 мкм (а), 2×8 мкм (б), 1×4 мкм (в) и смоделированное МСМ изображение прямоугольника 1×4 мкм (г). На вкладке показано схематическое изображение магнитного строения.

4.29б). Для сравнения приведен рассчитанный МСМ контраст для таких структур (рис. 4.29в, г).

Для микроструктур с $AO=4$ обычно наблюдалось магнитное строение “diamond” или при меньших размерах последовательность вихрей

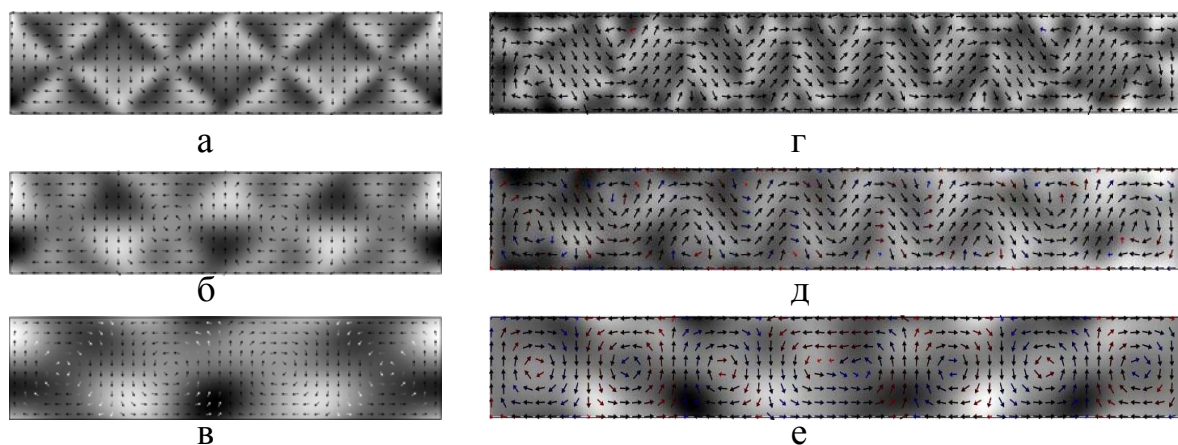


Рис. 4.33. Смоделированные МСМ изображения прямоугольных микроструктур Fe (001) с $AO=4$, ориентированных вдоль ОЛН (слева) и с $AO=8$, ориентированных под 45° к ОЛН. Ширины структур 1 мкм (а, г), 0,5 мкм (б, д) и 0,25 мкм (в, е).

намагниченности.

Для некоторых образцов последовательность четырехугольных доменов (“diamond”) нарушалась и образовывались два магнитных домена с противоположным направлением вектора намагниченности вдоль ОЛН, разделенные 180° доменной стенкой (структура Ландау). При увеличении AO структура Ландау начинает преобладать (рис. 4.29а, в).

При больших AO уменьшение ширины микроструктуры до 1 мкм и меньше приводит к микромагнитному состоянию с большой остаточной намагниченностью (рис. 4.30). В этом случае наибольшая часть структуры намагничена в одном направлении, параллельном ее длинной оси. При ширинах

меньших, чем 0,5 мкм, наблюдались квазиоднодоменные микромагнитные состояния (рис. 4.30б).

Экспериментальные данные (рис. 4.30а и 4.30б) для структур с $AO=8$ сравнивались с результатами микромагнитного расчета. Результаты расчета для микроструктуры размерами 1×8 мкм представлены на рис. 4.30в, а на рис. 4.30г представлена симуляция МСМ контраста. Смоделированный МСМ контраст похож на наблюдаемый в эксперименте, но проявляет более тонкую структуру вследствие того, что при симуляции МСМ зонд представлял собой точечный диполь. В качестве начального условия для микромагнитных расчетов бралось состояние с однородной намагниченностью, параллельной длинной оси микроструктуры. Как следует из результатов расчета, большая часть микроструктуры действительно намагничена вдоль одного направления, параллельного ее длинной оси. Такое магнитное строение представляет практический интерес с точки зрения разработки спиновых инжекторов и детекторов, потому что в средней части микроструктуры может быть контролируемая однородная спиновая поляризация.

В ходе изучения микроструктур, ориентированных вдоль проекции ОН на плоскость пленки, было выявлено магнитное строение двух типов: “concertina” или при меньших размерах меандр (рис. 4.31) и “cross-tie” или при меньших размерах последовательность вихрей и гиперболических вихрей (“antivortexes”) (рис. 4.32). В отличие от структуры типа “diamond”, которая образуется, когда соседние вихри намагниченности имеют противоположное кручение (хиральность), гиперболические вихри образуются при одной и той же хиральности соседних вихрей.

Магнитное строение в виде меандра не полностью компенсирует полный магнитный момент микроструктуры, и поэтому не наблюдалось в

микроструктурах из пермаллоя в нулевом магнитном поле. В первом приближении магнитная анизотропия у таких структур отсутствует, и ничто не способствует образованию состояний, более высоких по сумме магнитостатической и обменной энергий, таких как вихревые или квазиоднодоменные. Такое основное микромагнитное состояние наблюдалось в микроструктурах Fe (001) в форме прямоугольников [89], для которых магнитная анизотропия присутствует, но не было правильно интерпретировано. Эксперимент и расчеты показали, что для микроструктур с $AO=6$ и $AO=8$, ориентированных вдоль ОТН такое магнитное строение преобладает. Магнитное строение прямоугольника размерами 1×8 мкм показано на рис 28б. Видно существенное отличие от микроструктур таких же размеров, но ориентированных вдоль ОЛН, так как у тех структур большая часть намагничена в одном направлении (рис. 4.30а). Наличие слабых полюсов на концах микроструктуры, проявляющихся в МСМ контрасте, подтверждает наличие ненулевого суммарного магнитного момента.

Проведенный микромагнитный расчет показывает, что вектор намагниченности стремится быть направленным вдоль ОЛН, образуя угол 45° по отношению к длинной оси прямоугольника, параллельной проекции ОТН на плоскость пленки, за исключением малых областей на концах микроструктуры, где образуются замкнутые вихри. Пространственное распределение намагниченности, представленное на рис. 4.31в было рассчитано для микроструктуры размерами 1×8 мкм с использованием трехмерной модели. В качестве начального условия бралось состояние в виде меандра. Расчет позволил более точно определить магнитное строение и интерпретировать МСМ контраст.

На рис. 4.32 представлены МСМ изображения микроструктур с малыми AO (2, 3, 4), ориентированных вдоль проекции ОТН на плоскость пленки. При больших ширинах (4 мкм и более) (рис. 4.32а) магнитное строение близко к

последовательности квадратных доменов одинакового размера, разделенных 90° доменными стенками, как в идеальной пленке. При уменьшении ширины до 2 мкм

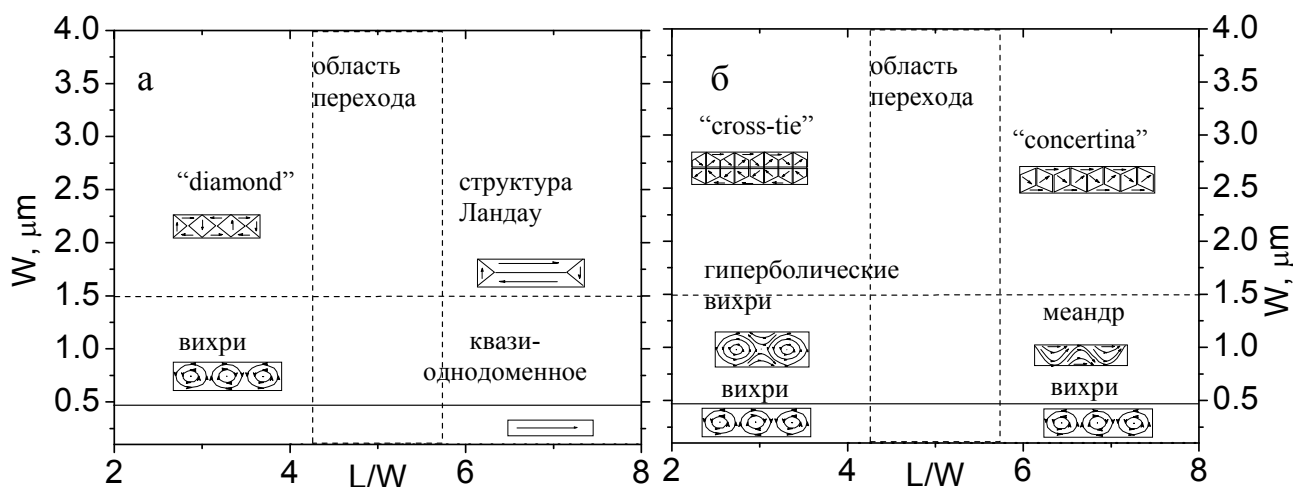


Рис. 4.34. Диаграммы микромагнитных состояний для микроструктур, ориентированных вдоль ОЛН (а) и вдоль ОТН (б).

оно переходит в строение типа “cross-tie” (рис. 4.32б), а при дальнейшем ее уменьшении – в строение в виде чередования вихрей и гиперболических вихрей (рис. 4.32в). Такое магнитное строение может быть интерпретировано как предельный случай, описывающийся структурой Ландау с доменной стенкой с поперечными связями (“cross-tie wall”) [45]. Оно было обнаружено для микроструктур из пермаллоя [90, 91], но еще не было известно для Fe (001) микроструктур. Микромагнитные состояния, наблюдавшиеся в эксперименте, были качественно интерпретированы, и эта интерпретация подтвердилась микромагнитными расчетами (рис. 4.32г). В качестве начальных условий для расчета использовалось магнитное строение, схематично показанное на вставке к рис. 4.32г. Расчет проводился по трехмерной модели.

Микромагнитный расчет и симуляция МСМ контраста позволили доказать

правильность предположения для этого начального условия. Важно, что расчет не приводил к ожидаемому распределению намагниченности, когда магнитное строение, выбранное в качестве начального условия для расчета, было подобно ожидаемому, но направление ОЛН было неправильным. Так было проверено утверждение, что микроструктура должна быть ориентирована под углом 45° к ОЛН для существования магнитного строения в виде меандра, либо в виде вихрей и гиперболических вихрей. У поликристаллического пермаллоя отсутствует определенное направление ОЛН, и, магнитное строение типа “diamond” и типа “cross-tie” могут сосуществовать в одной и той же прямоугольной микроструктуре. Микромагнитные расчеты, представленные в настоящей диссертационной работе, указывают на то, что сосуществование таких магнитных строений для эпитаксиальных микроструктур Fe (001) высокого качества толщиной 100 нм в отсутствии внешнего магнитного поля невозможно.

Для исследования перехода между многодоменными и квазивихревыми состояниями была детально изучена зависимость ширины доменной стенки от латеральных размеров микроструктуры. Ширина доменной стенки определялась как из расчетов, так и из экспериментальных МСМ изображений согласно методике, описанной в разделе 2.6.2. Помимо того, что ширина доменной стенки вычислялась из производной профиля МСМ контраста, она также для надежности определялась из автокорреляционной функции от производной профиля, определяемой как

$$ACF(x) = \int_{-L/2}^{L/2} f(x_1)f(x_1 - x)dx, \quad (4.3)$$

где L – длина прямоугольника. Ширина доменной стенки бралась равной половине ширины на полувысоте первого максимума автокорреляционной функции. В структурах Ландау ширина 180° доменной стенки определялась

аналогично, только не из производной профиля, а из самой функции профиля, взятого перпендикулярно стенке. Профиль МСМ контраста брался параллельно короткой стороне прямоугольника на расстоянии $0,75 \times L$ от края. С точностью до коэффициента порядка единицы значения ширины доменной стенки, вычисленные двумя способами, достаточно хорошо совпадали. При сравнении результатов расчетов с экспериментальными было принято во внимание, что измеренные экспериментально значения ширин доменных стенок зависят от высоты подъема зонда над образцом, а также магнитного строения зонда. При симуляции МСМ изображения по рассчитанному распределению намагниченности образца эффективная высота подъема зонда над образцом была взята равной 200 нм. Это соответствует средней высоте подъема зонда в эксперименте (150 нм) плюс 50 нм эффективное поднятие зонда, вызванное несоответствием реального зонда модели точечного диполя (раздел 2.6.2).

Расчеты с использованием трехмерной модели показали, что при ширине прямоугольника $W > 0,5$ мкм структура доменных стенок не сильно влияет на магнитное строение микроструктур в целом. При меньших ширинах это влияние уже существенно, и таким образом, двумерная модель неприменима. Для структуры типа “diamond” в сечении вертикальной плоскостью вдоль длинной стороны прямоугольника доменная стенка образует угол 45° к горизонтали. Поэтому для получения эффективной ее ширины в МСМ изображении нужно добавить к ее реальной ширине толщину пленки. Для пленок толщиной 100 нм эффективная ширина доменной стенки получается равной $\delta_{\text{eff}} = 100 \text{ нм} + \delta = 160 \text{ нм}$. В структурах Ландау, согласно расчетам, при ширине больше 0,5 мкм ширина 180° доменной стенки равна 140 нм.

Таблица 1. Ширина доменной стенки по отношению к ширине микроструктуры. Звездочкой (*) обозначены результаты расчетов по двумерной модели.

W, мкм	δ_{DW} , нм; АО=4, вдоль ОЛН		δ_{DW} , нм; АР=8, вдоль ОЛН		δ_{DW} , нм; АО=4, вдоль ОТН		δ_{DW} , нм; АО=8, вдоль ОТН	
	Расчет	Экспе- римент	Расчет	Экспе- римент	Расчет	Экспе- римент	Расчет	Экспе- римент
0.25	140±5	-	120±5	-	100±5	-	100±5	-
0.5	130±5	111±54	140±5	189±54	110±5	179±54	110±5	169±54
1	140±5 150±5*	182±54	140±5 145±5*	214±54	145±5 110±5*	199±54	160±5 160±5*	175±54
2	150±5*	298±54	140±5*	329±54	135±5*	240±54	140±5*	182±54

Экспериментально найденные и рассчитанные значения ширины доменной стенки при разных ширинах микроструктур представлены в таблице 1. Обе величины были вычислены из профиля МСМ контраста соответственно полученного экспериментально и просимулированного для эффективной высоты подъема 200 нм. Рассчитанные значения ширины доменной стенки для разных микроструктур получились неодинаковыми, но были близки к $\delta=150$ нм. Ошибка данных, полученных из расчета, не может превышать шаг дискретизации, то есть размер ячейки счета, 5 нм. В ошибку экспериментальных данных входит неточность определения высоты подъема зонда над образцом (± 50 нм), от которой линейно с коэффициентом наклона, близким к единице, зависит разрешение зонда (рис. 2.11). Также в нее входят шумы прибора. Среднеквадратичная ошибка, складывающаяся из этих факторов, составила ± 54 нм. Экспериментально определенная ширина доменной стенки обычно больше рассчитанной. По всей видимости, реальная высота подъема зонда в эксперименте была больше, чем

оцененная. Высота подъема складывается из амплитуды колебаний зонда и значения, задаваемого относительно нее программно. Однако амплитуда колебаний зонда не всегда может быть точно определена.

По мере уменьшения размеров прямоугольника доменные стенки начинают заполнять его объем, что приводит к плавному переходу от многодоменных к квазивихревым состояниям. На рис. 4.33 показано изменение расчетного МСМ контраста с уменьшением ширины прямоугольника. При ширине 1 мкм

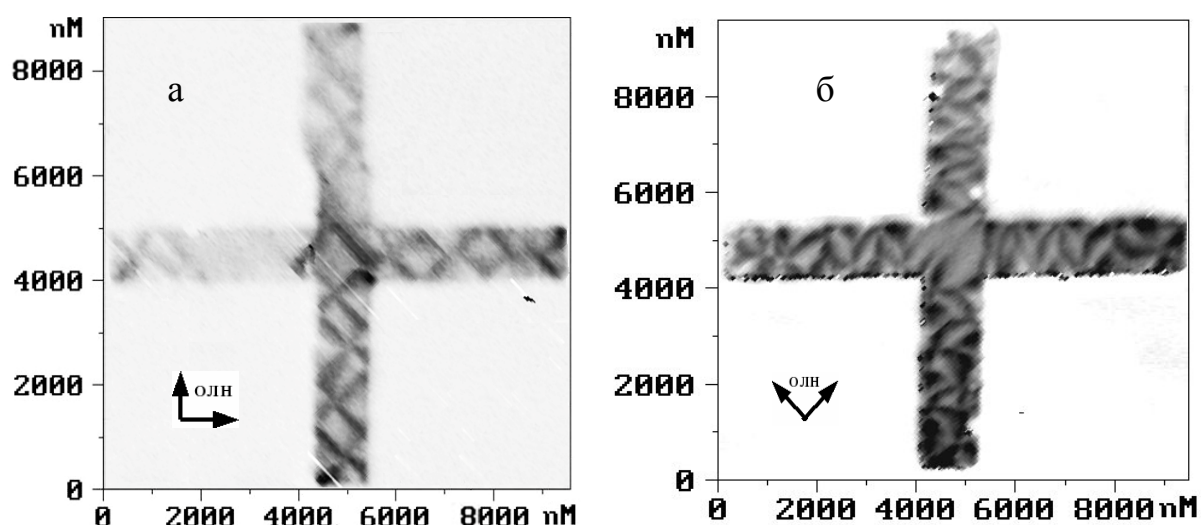


Рис. 4.35. Крестообразные микроструктуры: а) крест с шириной дорожек 1 мкм и длиной плеч 4 мкм, ориентированный вдоль ОЛН, б) крест с шириной дорожек 1 мкм и длиной плеч 4 мкм, ориентированный под 45° к ОЛН.

наблюдается структура типа “diamond” (рис. 4.33а) и типа “concertina” (рис. 4.33г), при 0,5 мкм они расплываются, и образуются вихри (рис. 4.33б) и менадр (рис. 4.33д), и при 0,25 мкм они еще сильнее расплываются, и уже обе структуры представляют собой вихри (рис. 4.33в, е). В данной диссертационной работе принято, что переход от многодоменного состояния к квазивихревому происходит когда ширина доменной стенки составляет 10% от ширины прямоугольника. В

результате было найдено, переход происходит в прямоугольниках шириной приблизительно 1,5 мкм независимо от ориентации относительно ОЛН.

На основании полученных экспериментальных и расчетных данных были построены диаграммы микромагнитных состояний от ширины структуры и АО (рис. 4.34). На диаграммах по горизонтальной оси отложены аспектные отношения, а по вертикальной – ширины прямоугольников. Горизонтальная пунктирная линия вдоль всей диаграммы при $W=1,5$ мкм обозначает ширину прямоугольника, при которой доменная стенка составляет 10% от его ширины. Эта линия условно представляет собой границу перехода от многодоменного состояния к квазивихревому. Широкая область посередине представляет переход от состояний, показанных в левой части, к состояниям, показанным в правой части диаграммы. Расплывание перехода означает, что состояния, показанные слева и справа от перехода, сосуществуют в этой части диаграммы. Доля состояний, показанных справа от перехода, возрастает с увеличением АО. Горизонтальная сплошная линия отделяет диапазон, где справедливо двумерное приближение (когда ширина структуры $W > 0,5$ мкм, то есть отношение ширины к толщине $W/d > 5$) от диапазона, где магнитное строение микроструктуры существенно трехмерное ($W < 0,5$ мкм, то есть $W/d < 5$).

4.3.3. Магнитное строение крестообразных структур Fe (001)

В крестообразных микроструктурах Fe (001) магнитное строение плеч совпадает со строением прямоугольных микроструктур таких же размеров и ориентации относительно ОЛН и легко может быть интерпретировано. На рис. 4.35 показаны МСМ изображения крестов с длиной плеча 4 мкм и шириной 1 мкм. Магнитное строение плеч креста, ориентированного вдоль ОЛН, представляет собой структуру “diamond” (рис. 4.35а), а строение плеч креста под 45° к ОЛН есть “concertina” (рис. 4.35б). Вопрос о магнитном строении в перекрестии более

сложный и требует отдельного рассмотрения. В работе [92] было показано, что для крестообразных микроструктур из пермаллоя магнитное строение в перекрестии является наложением магнитного строения плеч. В той же работе было, однако, найдено что такое не выполняется для крестообразных микроструктур Fe (001), но и регулярной магнитной структуры для Fe (001) не наблюдалось, что, возможно, было связано со структурной неоднородностью полученных пленок. Таким образом вопрос о магнитном строении в перекрестии крестообразных микроструктур Fe (001) оставался открытым. На рис. 4.35а видно, что в средней части крестов распределение намагниченности не является

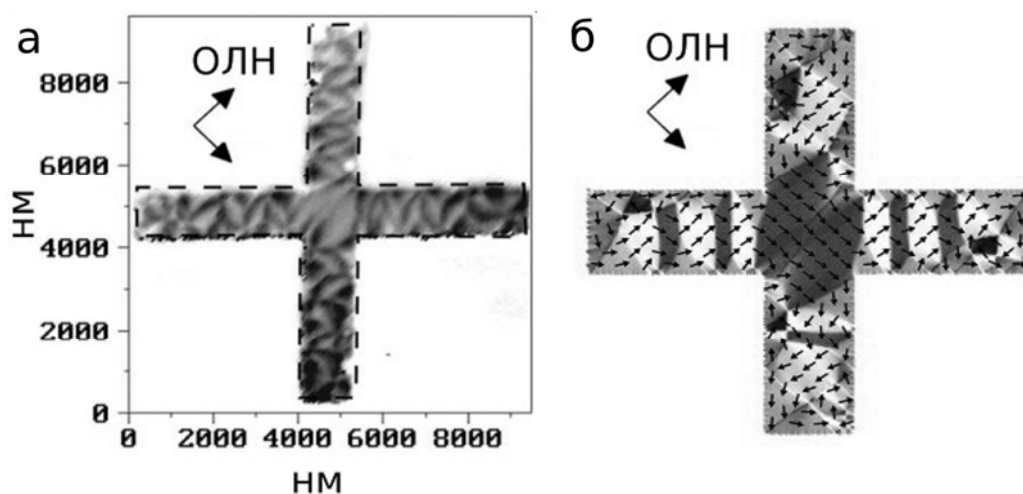


Рис. 4.36. МСМ изображение (а) и результат микромагнитного расчета (б) крестообразных микроструктур, ориентированных вдоль ОТН. Ширина плеча 1 мкм и длина 4 мкм (а) и 2 мкм (б).

наложением магнитных структур плеч. В перекрестии креста на рис. 4.35а расположен четырехугольный домен, намагниченность в котором направлена вдоль одной из ОЛН. Если бы магнитное строение в перекрестии представляло собой наложение структур плеч, то намагниченность в нем была направлена

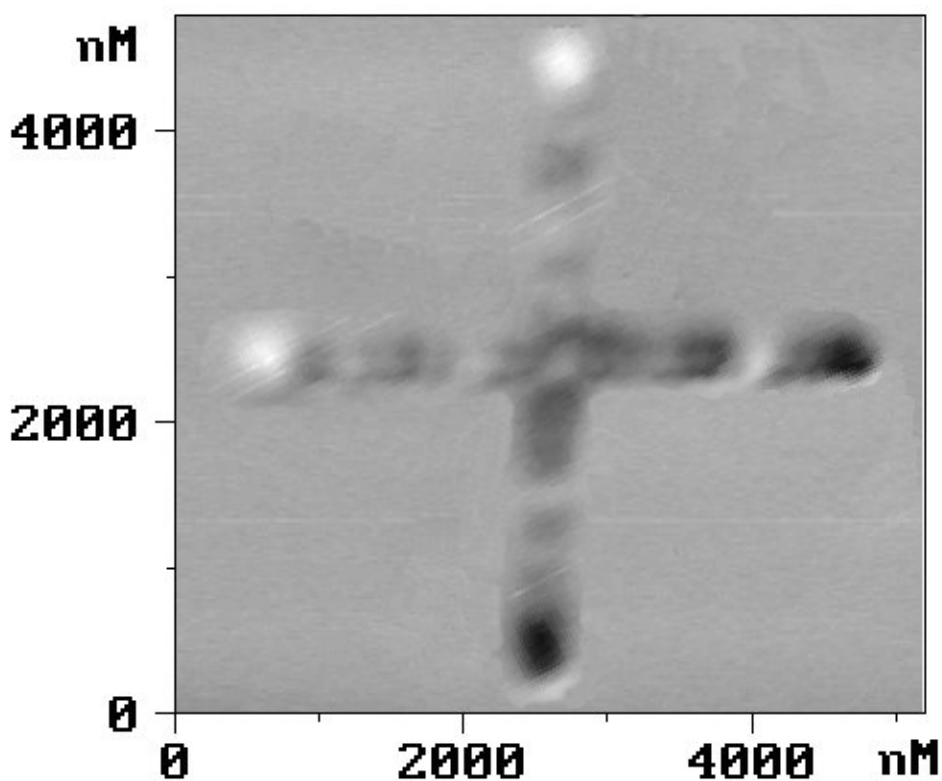


Рис. 4.37. МСМ изображение крестообразной микроструктуры Fe (001), ориентированной под 45° к ОЛН. Ширина плеча 0,3 мкм и длина 2 мкм.

главным образом под 45° к ОЛН. Магнитное строение перекрестия на рис. 4.35б интерпретировать труднее. Для его интерпретации был проведен микромагнитный расчет. На рис. 4.36 показан экспериментальный МСМ контраст креста с шириной плеч 1 мкм и их длиной 4 мкм, ориентированного под 45° к ОЛН (а) и рассчитанное магнитное строение такого же креста, только с длиной плеч 2 мкм

(б). Из рис. 4.36б видно, что намагниченность в перекрестии в основном ориентирована вдоль одной из ОЛН, под 45° к плечам. С уменьшением ширины плеч креста до 0,5 мкм и менее магнитное строение средней части креста переходит к однодоменному строению с направлением намагниченности вдоль одной из ОЛН. На рис. 4.37 показано МСМ изображение крестообразной

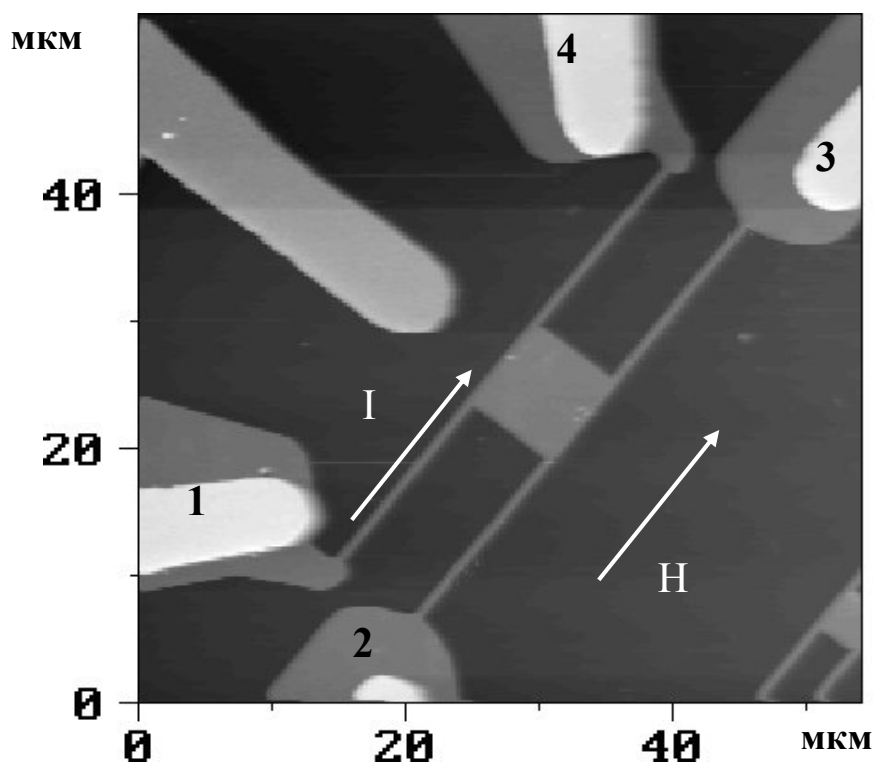


Рис. 4.38. АСМ изображение микроструктуры Fe (001) с квадратом 8×8 мкм. Цифрами обозначены номера контактов. Стрелками показаны направление тока и магнитного поля.

микроструктуры Fe (001) с шириной плеч 0,3 мкм, ориентированной под 45° к ОЛН. Видно, что магнитное строение плеч близко к однодоменному, а в перекрестии намагниченность направлена под 45° к плечам.

Таким образом, как при ориентации крестов вдоль ОЛН, так и под 45° к ОЛН, намагниченность в перекрестии направлена вдоль одной из ОЛН. Есть четыре эквивалентных направления намагниченности в перекрестии, отвечающих

основному микромагнитному состоянию креста (в котором свободная энергия минимальна). Намагничивая крест соответствующим образом, можно добиться одного из четырех направлений намагниченности в перекрестии. Таким способом может быть реализована 4-х уровневая магнитная логика.

4.4. Изменение магнитного строения микроструктур Fe (001) под воздействием импульсов спин-поляризованного тока

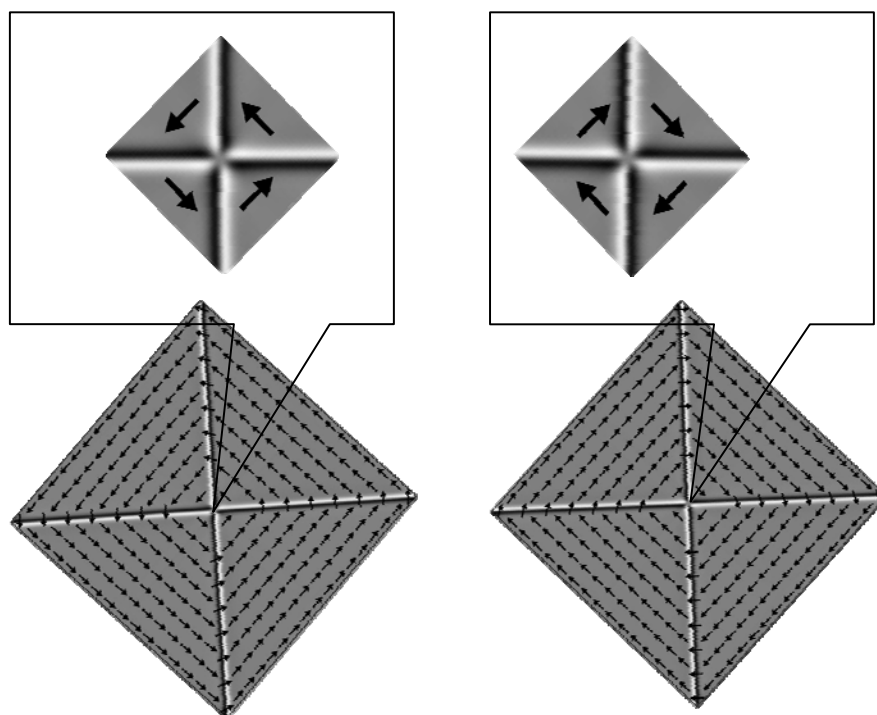


Рис. 4.39. Рассчитанное МСМ изображение квадратной структуры Fe (001) с размерами 8×8 мкм. Стрелками показано направление вектора намагниченности.

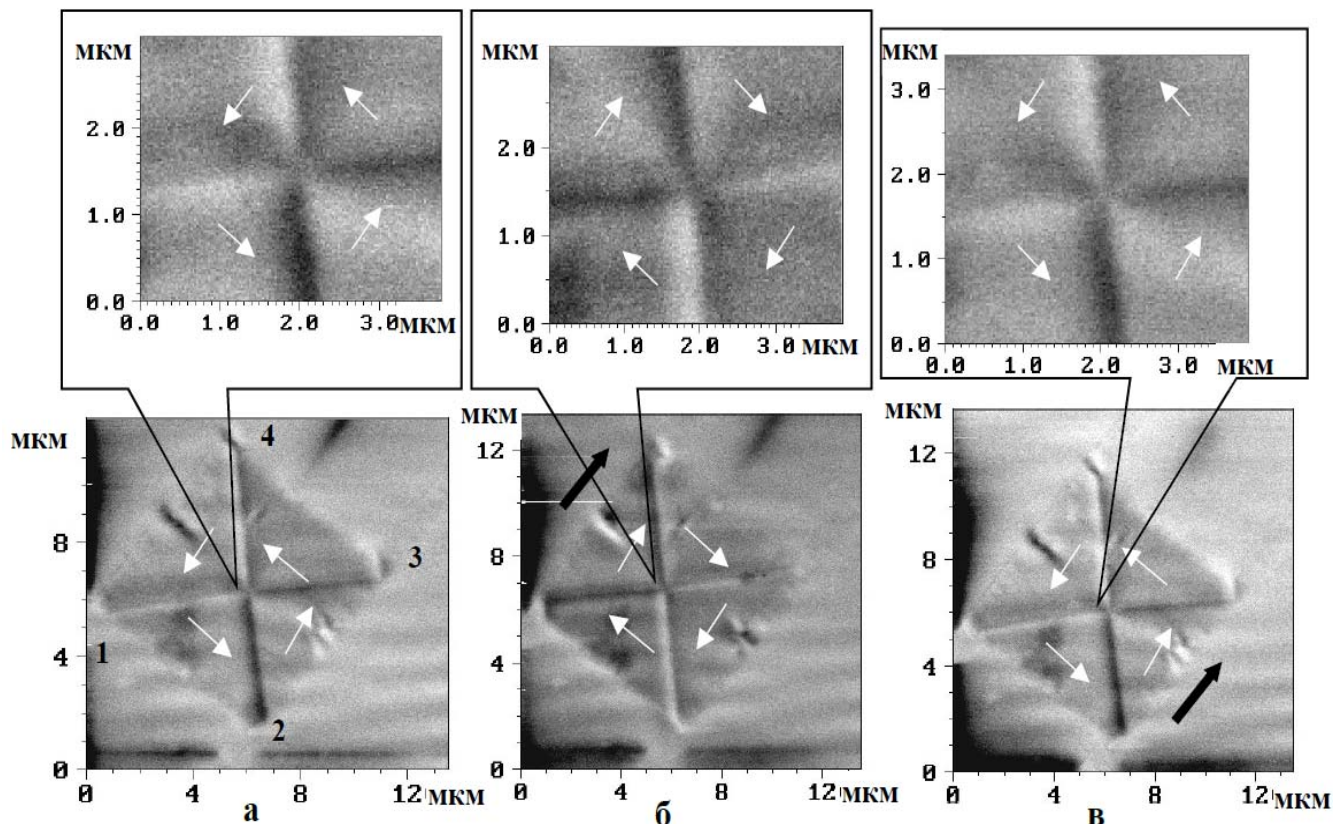


Рис. 4.40. МСМ изображения квадратной микроструктуры Fe (001) с размерами 8×8мкм: а) начальное, цифрами показаны номера контактов; б) после пропускания тока по контактам 1 - 4; в) после пропускания тока по контактам 2 - 3. Черными стрелками показано направление тока, белыми - направление намагниченности.

Для исследования воздействия спин-поляризованного тока на магнитное строение микроструктур Fe (001) были выбраны микроструктуры в форме квадратов с длиной стороны 4 мкм и 8 мкм, по четырем углам которых были сделаны полоски шириной 0,5 мкм и длиной 20 мкм, к концам которых присоединялись подводящие контакты (рис. 4.38). Толщина микроструктур составляла 50 нм. Квадрат и полоски были ориентированы вдоль одной из ОЛН. При такой ориентации полоски должны находиться в однодоменном состоянии.

После прикладывания магнитного поля напряженностью 300 Э вдоль полосок, их намагниченность становится направленной в одну сторону, и после сбрасывания поля ее направление сохраняется. Магнитное строение квадрата представляет собой четыре одинаковых треугольных домена, разделенные 90° стенками Нееля. Направления намагниченности в доменах задают МСМ контраст доменных стенок. На рис. 4.39 показаны рассчитанные МСМ изображения квадратов с двумя возможными конфигурациями доменов. Стрелками показано направление вектора намагниченности. В нулевом поле есть два варианта расположения доменов – с закручиванием намагниченности по часовой стрелке и против часовой стрелки (рис. 4.39). В данном случае при интерпретации МСМ контраста намагниченность считается направленной от белого к черному. Через два противоположных контакта, например 1 и 4 или 2 и 3 на рис. 4.38 пропусклся ток. Сопротивление между двумя контактами составляло около 160 Ом, что близко к расчетному для данной конфигурации. Ток представлял собой серию прямоугольных импульсов длительностью 1 мкс с частотой повторения 100 Гц. Амплитуда в импульсе составляла 6 – 9 В. Соответственно максимальная плотность тока была 2×10^8 А/см². Протекая через полоску, ток поляризовался в ней по спину. Для железа степень поляризации по спину составляет приблизительно $P=0,4$ [119]. В эксперименте вначале подавалось поле 300 Э, затем включался ток. Попадая в квадрат, он воздействовал на магнитные моменты атомов так, что в области протекания тока они выстраивались преимущественно вдоль спиновой поляризации тока. После этого поле сбрасывалось до нуля. Затем ток выключался. Было обнаружено, что магнитное строение квадрата в нулевом поле определялось направлением намагниченности в домене, через который прошла большая часть инжектированных спин-поляризованных электронов (рис. 4.39). Это направление задавало магнитное строение во всей микроструктуре. На рис. 4.40 показаны МСМ изображения квадратной микроструктуры Fe (001) с размерами 8×8 мкм в

начале эксперимента, после пропускания тока по контактам 1 – 4 и после пропускания тока по контактам 2 – 3. Видно, что направление закручивания намагниченности меняется на противоположное. Результаты эксперимента были подтверждены микромагнитным расчетом. Распределение тока в микроструктуре рассчитывалось с использованием модуля FiPy для языка Python [116]. Рассчитанное распределение тока подставлялось в программу микромагнитных расчетов OOMMF с дополнительным модулем spintevolve [117], позволяющим учитывать взаимодействие намагниченности с потоком спин-поляризованных электронов согласно формуле (2.22). Модуль spintevolve был немного доработан для данной задачи. Расчет показал, что из начального состояния с однородным распределением намагниченности структура переходит в 4-х доменное состояние, в котором домен, находящийся в области протекания тока поляризуется в том же направлении, что и подводящие полосы.

Заключение к главе 4

С использованием развитых экспериментальных методов исследования магнитного строения и адаптированного метода микромагнитного расчета проведен комплекс исследований и выявлены закономерности формирования эпитаксиальных магнитного строения микро- и наноструктур Fe (001) и Fe (011) в зависимости от размеров, аспектного отношения и ориентации относительно осей легкого намагничивания.

Для определения разницы в магнитном строении эпитаксиальных микроструктур по отношению к неэпитаксиальным были изготовлены и исследованы поликристаллические микроструктуры из железа, выращенные на поверхности окисленного кремния (поверхность подложки разориентирована).

Экспериментально найдено, что в отличие от эпитаксиальных структур их магнитное строение нерегулярно.

Поведение микромагнитных состояний в исследованных эпитаксиальных структурах в зависимости от размеров, аспектного отношения и ориентации относительно осей легкого намагничивания достаточно сложно и многообразно. Экспериментально показано, что в микроструктурах Fe (011) (одна ось легкого намагничивания в плоскости структуры) с латеральными размерами более 1 мкм магнитные домены выстраиваются вдоль единственной оси легкого намагничивания, образуя полосчатую (“stripe”) структуру. В случае ориентации прямоугольной микроструктуры Fe (011) перпендикулярно оси легкого намагничивания ширина домена пропорциональна корню из ширины микроструктуры. Найдено, что в случае ориентации прямоугольной микроструктуры Fe (011) параллельно оси легкого намагничивания, при аспектном отношении равном 8, она находится в квазиоднодоменном состоянии вплоть до ширин 2 мкм. При ориентации микроструктуры Fe (011) под углом к оси легкого намагничивания форма доменов меняется, в частности они могут принимать форму трапеций, близких к треугольникам.

На основе экспериментальных и расчетных данных построены диаграммы микромагнитных состояний, реализуемых в прямоугольных микро- и наноструктурах Fe (011) в зависимости от ширины и аспектного отношения ориентациях структур вдоль и перпендикулярно относительно оси легкого намагничивания в диапазонах ширин 100 – 1000 нм и аспектных отношений 2 – 8.

Экспериментальные исследования магнитного строения микроструктур Fe (001) (две оси легкого намагничивания в плоскости структуры) и микромагнитные расчеты этих структур показали, что микромагнитные состояния для структур, ориентированных параллельно одной из двух осей легкого намагничивания и под 45° к этой оси фундаментально различны. В обоих случаях вектор

намагниченности стремится ориентироваться вдоль оси легкого намагничивания, что приводит к появлению различных типов магнитного строения. При больших аспектных отношениях (6, 8), когда латеральные размеры микроструктуры уменьшаются до 0,5 мкм и менее, наблюдается переход от многодоменного к однодоменному состоянию. Для микроструктур, ориентированных параллельно одной из осей легкого намагничивания, при малых аспектных отношениях (2 - 4) были найдены микромагнитные состояния типа “diamond”, которые при малых ширинах (1 мкм и меньше) переходят в последовательности вихрей, а при больших аспектных отношениях (6 - 8) была найдена структура Ландау. При аспектном отношении от 8 и более и малых ширинах (1 мкм и меньше) наблюдались квазиоднодоменные состояния. Для микроструктур Fe (001), ориентированных под 45° к оси легкого намагничивания при малых аспектных отношениях (2 - 4) были найдены микромагнитные состояния типа "cross-tie", которые при малых ширинах (1 мкм и меньше) переходят в последовательности вихрей и гиперболических вихрей, а при больших аспектных отношениях (6 - 8) - состояния типа "concertina", которые при малых ширинах (1 мкм и меньше) переходят в структуры типа меандра. В обоих случаях векторы намагниченности в доменах образуют угол, близкий к 45° по отношению к длинной оси микроструктуры, стремясь быть направленными вдоль осей легкого намагничивания. Квазиоднодоменного состояния при уменьшении ширины прямоугольных микроструктур до 0,5 мкм и менее обнаружено не было.

Микромагнитные расчеты показали, что переход от многодоменного состояния к квазивихревому при уменьшении размеров структур происходит плавно, за счет увеличения доли объема с неколлинеарным распределением намагниченности, то есть доменных стенок. На основе экспериментальных и расчетных данных построены диаграммы микромагнитных состояний, реализуемых в прямоугольных микро- и нано- структурах Fe (001) в зависимости

от ширины и аспектного отношения при ориентациях структур вдоль и под 45° к ОЛН в диапазонах ширин 100 – 1000 нм и аспектных отношений 4 – 8.

Для исследованных многотерминальных эпитаксиальных структур в частности крестов, было найдено, что магнитное строение их плеч совпадает со строением прямоугольных микроструктур таких же размеров и ориентации относительно осей легкого намагничивания. Это позволяет использовать выявленные закономерности формирования магнитного строения прямоугольных микроструктур для интерпретации магнитного строения многотерминальных структур. Однако магнитное строение средней части креста (перекрестия) определяется осями легкого намагничивания и магнитным строением плеч креста, и не является непосредственным наложением магнитного строения плеч. По мере того как латеральные размеры креста уменьшаются, средняя часть креста переходит в однодоменное состояние, магнитный момент которого направлен вдоль одной из осей легкого намагничивания.

Расчеты с использованием двумерной и трехмерной моделей выявили переход магнитного строения исследованных структур от 2d (однородное по толщине) к 3d строению. При ширинах W прямоугольных микроструктур существенно больших их толщины d ($W/d > 5$) структура доменных стенок не сильно влияет на их магнитное строение в целом, и его можно интерпретировать как двумерное. При меньших отношениях это влияние уже существенно, и таким образом, двумерная модель становится неприменимой. Однако следует иметь в виду то, что даже при правомерности использования двумерной модели строение доменных стенок может быть как двумерным, так и трехмерным. Микромагнитные расчеты показали, что в микроструктурах Fe (001) 90° доменные стенки лежат в диагональных плоскостях куба элементарной ячейки (являются скошенными по толщине). При этом доменная стенка имеет Неелевский тип. В отличии от этого, 180° доменная стенка включает в себя вихрь. При этом доменная

стенка имеет Блоховский тип. Во всех этих случаях применимость двумерного приближения для описания структуры доменной стенки неправомерно, хотя его можно использовать для описания магнитного строения структуры в целом. Экспериментально найдено, что в эпитаксиальных микроструктурах Fe (011) при толщине пленки 100 нм ширина доменной стенки составляет около 200 нм. Стенка имеет Блоховский тип. Для пленок Fe (011) толщиной 70 нм в 180° доменных стенках наблюдалась тонкая структура, а при толщине 40 нм стенки имеют тип “cross-tie”.

Помимо научного интереса имеет также большой практический интерес реализация тех или иных микромагнитных состояний с помощью спин-поляризованного тока, воздействие которого более локально, чем воздействие магнитного поля. Так экспериментально было показано, что в эпитаксиальных квадратных микроструктурах Fe (001) возможно изменение направленности круговой намагниченности путем воздействия спин-поляризованным током. Так, при пропускании спин-поляризованного тока плотностью порядка 10^8 А/см² во внешнем магнитном поле, направление намагниченности микроструктуры в виде четырех треугольных доменов при выключении поля меняется на противоположное и определяется спиновой поляризацией и областью протекания тока.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

С целью изучения магнитного строения эпитаксиальных микро- и наноструктур Fe (001) и Fe (011) высокого качества прямоугольной и крестообразной формы, в зависимости от их размеров и ориентации относительно кристаллографических осей, а также способов формирования определенных микромагнитных состояний проведены исследования на основе которых можно сделать следующие основные выводы.

1. Впервые эпитаксиально выращены пленки Fe (001) на R- плоскости сапфира с подслоем Mo с одновременно улучшенными магнитными и электрон-транспортными свойствами. Выращенные в оптимальных условиях ($T_{\text{роста}} = 280$ °C) пленки Fe (001) обладают малой шероховатостью поверхности ($S_q \approx 0,6$ нм), большой длиной свободного пробега ($l_{\text{eff}} = 320$ нм), малой величиной коэрцитивной силы ($H_c \approx 5$ Гс). В эпитаксиальных пленках Fe (011) максимальное значение эффективной остаточной длины свободного пробега составляет $l_{\text{eff}} = 540$ нм, что близко к рекордным результатам для эпитаксиальных пленок железа.

2. В пленках Fe (001) впервые наблюдалась обратная корреляция зависимостей длины свободного пробега и коэрцитивной силы от температуры роста пленок, что определяет прямую связь между центрами рассеяния электронов на флуктуациях поверхности и пиннинга доменных стенок на границах раздела. Экспериментально подтверждена зависимость коэрцитивной силы от квадрата среднеквадратичной амплитуды шероховатости поверхности, при этом, при малых значениях S_q она линейна, а при больших S_q выходит на насыщение.

3. Установлены типы микромагнитных состояний, реализующихся в эпитаксиальных микро- и наноструктурах Fe (001) и Fe (011), и их трансформация в зависимости от размеров, формы и ориентации структуры относительно осей

легкого намагничивания. Переход от многодоменного состояния к квазивихревому при уменьшении размеров структур происходит плавно, за счет увеличения доли объема с неколлинеарным распределением намагниченности.

4. На основе выявленных размерных, ориентационных и геометрических закономерностей построены диаграммы двумерных микромагнитных состояний, реализуемых в прямоугольных микро- и нано- структурах Fe (001) и Fe (011), в зависимости от ширины и аспектного отношения при разных ориентациях структур относительно осей легкого намагничивания в диапазонах ширин 100 – 1000 нм и аспектных отношений 4 – 8.

5. В крестообразных микроструктурах Fe (001) и Fe (011) магнитное строение плеч креста аналогично строению прямоугольников таких же размеров. В перекрестии реализуется сложная магнитная структура, не являющаяся суперпозицией магнитных структур плеч, поскольку зависит от ориентации относительно осей легкого намагничивания. При уменьшении ширины плеч креста Fe (001) до размеров меньших 500 нм перекрестие переходит в квазиоднодоменное состояние с направлением намагниченности под углом 45° к плечам.

6. Обнаружено, что при пропускании через квадратную микроструктуру Fe (001) спин-поляризованного тока плотностью больше или равной 10^8 А/см² во внешнем магнитном поле, направление намагниченности микроструктуры при выключении поля меняется на противоположное и определяется спиновой поляризацией и областью протекания тока.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Prinz G.A. Magnetoelectronics//Science - 1998 - V. 282 - P. 1660 – 1663.
2. Wolf S.A., Awschalom D.D., Buhrman R.A., Daughton J.M., Von Molnar S., Roukes M.L., Chtchelkanova A.Y., Treger D.M. Spintronics: a spin-based electronics vision for the future//Science -2001- V. 294 - P. 1488 – 1495.
3. Baibich M.N., Broto J.M., Fert A., Nguyen Van Dau F., Petroff F., Eitenne P., Creuzet G., Friederich A., Chazelas J. Giant Magnetoresistance of (001)Fe/(001)Cr Magnetic Superlattices.//Phys. Rev. Lett. - 1988 - V. 61. - P. 2472 – 2475.
4. Binasch G., Grünberg P., Saurenbach F., Zinn W. Enhanced magnetoresistance in layered magnetic structures with antiferromagnetic interlayer exchange//Phys. Rev. B. - 1989 - V.39. - P. 4828 – 4830.
5. Julliere M. Tunneling between ferromagnetic films//Phys. Lett. - 1975 - V.54 A - P. 225 – 256.
6. Miyazaki T., Tezuka N. Giant magnetic tunneling effect in Fe/Al₂O₃/Fe junction//J. Magn. Magn. Mater. - 1995 - V. 139 - P. L231 – L234.
7. Moodera J. S., Kinder L. R., Wong T.M, Meservey R. Large Magnetoresistance at Room Temperature in Ferromagnetic Thin Film Tunnel Junctions//Phys. Rev. Lett. - 1995 - V. 74 - P. 3273 – 3276.
8. <http://www.mram-info.com/>
9. Datta S., Das B. Electronic analog of the electrooptic modulator//Appl. Phys. Lett. – 1990 - V. **56** - P. 665 - 667.
- 10.Jansen R. Silicon spintronics//Nat. Mater. - 2012 - V. 11 - P. 400 – 408.
- 11.Jedema F.J., Nijboer M.S., Filip A.T., van Wees B.J. Spin injection and spin accumulation in all-metal mesoscopic spin valves//Phys. Rev. B - 2003 - 67, 085319-1 – 085319-16.

12. Kimura T., Hamrle J., Otani Y., Tsukagoshi K, Aoyagi Y. Effect of probe configuration on spin accumulation in lateral spin-valve structure//J. Magn. Magn. Mater. – 2005 – V. 286 – P. 88 – 90.
13. Ohsuga S., Yamauchi H. Multi-layer logic – A predicate logic including data structure as knowledge representation language//New Generation Computing - 1985 - V. 3 - P. 403 – 439.
14. Malikov I.V., Fomin L.A., Vinnichenko V.Yu., Mikhailov G.M. Epitaxial Ni films for ballistic ferromagnetic nanostructures//Thin Solid Films - 2010 - V. 519 - P. 527 – 535.
15. Yuasa S., Nagahama T., Fukushima A., Suzuki Y., Ando K. Giant room-temperature magnetoresistance in single-crystal Fe/MgO/Fe magnetic tunnel junctions//Nat. Mater. - 2004 -V.3 - P. 868 – 871.
16. Butler W. H. Tunneling magnetoresistance from a symmetry filtering effect//Sci. Technol. Adv. Mater. - 2008 – V. 9 - P. 014106-1 – 014106-17.
17. Stoner E. C., Wohlfarth E. P. A Mechanism of Magnetic Hysteresis in Heterogeneous Alloys//Philos. Trans. R. Soc. London, Ser. A - 1948 - V. **240** - P. 599 - 642.
18. Кондорский Е.И. Микромагнетизм и перемагничивание квазиоднодоменных частиц//Изв. АН СССР, сер. физ.- 1977 - Т. 42 - С. 1638 – 1645.
19. Aharoni A. Elongated single-domain ferromagnetic particles//J. Appl. Phys. - 1988 - V.63 - P. 5879 – 5882.
20. Frei E. H., Shtrikman S., Treves D. Critical Size and Nucleation Field of Ideal Ferromagnetic Particles//Phys. Rev. - 1957 - V. 106 - P. 446 - 455.
21. Aharoni A. Introduction to the Theory of Ferromagnetism// Oxford University Press, New York, 1996.
22. Aharoni A. Angular Dependence of Nucleation by Curling in a Prolate Spheroid//J. Appl. Phys. – 1997 – V. 82 - P. 1281.

23. Kittel Ch. Physical theory of ferromagnetic domains//Rev. Mod. Phys.- 1949 - V. 21 - P. 541 - 583.
24. van den Berg H.A.M. Order in the domain structure in soft-magnetic thin-film elements: A review//IBM J. Res. Dev. - 1989 - V. 33 P. 540 – 582.
25. Li J., Rau C. Three-Dimensional, Spin-Resolved Structure of Magnetic Vortex and Antivortex States in Patterned Co Films Using Scanning Ion Microscopy with Polarization Analysis//Phys. Rev. Lett. - 2006 - V. 97 - P. 107201 – 107204.
26. Rave W., Hubert A. The Magnetic ground state of a thin-film element//IEEE Trans. Magn. - 2000 - V. 36 - P. 3886 – 3899.
27. Zheng Y., Zhu J.-G. Switching field variation in patterned submicron magnetic film elements// J. Appl. Phys. – 1997 - V. 81 – P. 5471–5473.
28. Shi J., Tehrani S. Edge-pinned states in patterned submicron NiFeCo structures //Appl. Phys. Lett. – 2000 – V. 77 – P. 1692 - 1694.
29. Schabes M. E., Bertram H. N. Magnetization processes in ferromagnetic cubes//J. Appl. Phys. – 1988 – V. 64 – P. 1347 - 1357.
30. Shinjo T., Okuno T., Hassdorf R., Shigeto K., Ono T. Magnetic Vortex Core Observation in Circular Dots of Permalloy//Science - 2000 - V. 289 - P. 930 - 932.
31. Miltat J., Thiaville A. Ferromagnetism. Vortex cores-smaller than small.//Science – 2002 – V. 298 – P. 555.
32. Cowburn R.P., Koltsov D.K., Adeyeye A.O., Welland M.E., Tricker D.M. Single-domain circular nanomagnets// Phys. Rev. Lett. – 1999 – V. 83 – P. 1042 - 1045.
33. Raabe J., Pulwey R., Sattler R., Schweinbock T., Zweck J., Weiss D. Magnetization pattern of ferromagnetic nanodisks// J. Appl. Phys. – 2000 – V. 88 - P. 4437 - 4439.
34. Dunin-Borkowski R.E., McCartney M. R., Kardynal B., Smith D. J., Scheinfein M. R. Switching asymmetries in closely coupled magnetic nanostructure array//Appl. Phys. Lett. – 1999 – V. 75 - P. 2641-2643.
35. Li S.P. Peyrade D., Natali M., Lebib A., Chen Y. Ebels U., Buda L. D., Ounadjela K.

- Flux Closure Structures in Cobalt Rings//Phys. Rev. Lett. – 2001 – V. 86 – P. 1102 - 1105.
36. Rothman J., Kläui M., Lopez-Diaz L., Vaz C. A. F., Bleloch A., Bland J. A. C., Cui Z., Speaks R. Observation of a Bi-Domain State and Nucleation Free Switching in Mesoscopic Ring Magnets //Phys. Rev. Lett. – 2001 – V. 86 – P. 1098 - 1101.
 37. Vaz C.A.F., Lopez-Diaz L., Klauui M., Bland J.A.C., Monchesky T. L., Unguris J., Cui Z. Direct observation of remanent magnetic states in epitaxial fcc Co small disks//Phys. Rev. B – 2003 – V. 67 - P. 140405-1 – 140405-4.
 38. Klauui M. Kläui, Vaz C. A. F., Bland J. A. C., Monchesky T. L., Unguris J., Bauer E., Cherifi S., Heun S., Locatelli A., Heyderman L. J., Cui Z., Direct observation of spin configurations and classification of switching processes in mesoscopic ferromagnetic rings// Phys. Rev. B – 2003 – V. 68 – P. 134426-1 – 134426-5.
 39. Schneider M., Hoffmann H., Zweck J. Lorentz microscopy of circular ferromagnetic permalloy nanodisks //Appl. Phys.Lett. – 2000 – V. 77 – P. 2909 – 2911.
 40. Schneider M., Hoffmann H., Zweck J. Magnetic switching of single vortex permalloy elements //Appl. Phys.Lett. – 2001 - V 79 – P. 3113 – 3115.
 41. Zhu J.-G., Zheng Y., Prinz G. A. Ultrahigh density vertical magnetoresistive random access memory//J. Appl. Phys. – 2000 – V. 87 – P. 6668 - 6673.
 42. Wachowiak A., Wiebe J., Bode M., Pietzsch O., Morgenstern M., Wiesendanger R. Direct Observation of Internal Spin Structure of Magnetic Vortex Cores//Science - 2002 - V. 298 - P. 577 – 580.
 43. Малоземов А., Слонзуски Дж. Доменные стенки в материалах с цилиндрическими магнитными доменами. Пер. с англ.// М. Мир. - 1982 - 384 с.
 44. Тикадзуми С. Физика ферромагнетизма.//М. Мир - 1987 - Т. 2. - С. 366.
 45. Хуберт А. Теория доменных стенок в упорядоченных средах //М.: "Мир" - 1977. - 310 с.
 46. LaBonte A.E. Two-dimensional Bloch-type domain walls in ferromagnetic films.//J.

- Appl. Phys. - 1969 - V. 40 - P. 2450–2458.
47. Harrison C. G., Leaver K. D. The analysis of two-dimensional domain wall structures by Lorentz microscopy//Phys. Status Solidi A – 1973 – V. 15 – P. 415 – 429.
 48. Proto G.R., Lawless K.R. Lorentz electron microscopy of domain walls in single-crystal evaporated iron films//J. Appl. Phys. – 1975 – V. 46 – P. 416 – 432.
 49. Aharoni A. Two-dimensional domain walls in ferromagnetic films. I. General theory //J. Appl. Phys. – 1975 – V. 46 – P. 908 - 914.
 50. Aharoni A. Two-dimensional domain walls in ferromagnetic films. II. Cubic anisotropy //J. Appl. Phys. – 1975 - V. 46 – P. 914 – 917.
 51. Aharoni A. Two-dimensional domain walls in ferromagnetic films. III. Uniaxial anisotropy //J. Appl. Phys. – 1975 – V. 46 - P. 1783 – 1787.
 52. Koike K., Matsuyama H., Hayakawa K., Mitsuoka K., Narishige S., Sugita Y., Shiiki K., Saka C. Observation of Neel structure walls on the surface of 1.4 μm thick magnetic films using spin-polarized scanning electron microscopy//Appl. Phys. Lett. – 1986 – V. 49 – P. 980 – 982.
 53. Scheinfein M.R., Ryan P.J., Unguris J., Pierce D.T., Celotta R.J. 180° surface domain wall magnetization profiles: Comparisons between scanning electron microscopy with polarization analysis measurements, magneto-optic Kerr microscopy measurements and micromagnetic models//Appl. Phys. Lett. - 1990 – V. 57 – P. 1817 – 1820.
 54. Scheinfein M.R., Unguris J., Blue J.L., Coakley K.J., Pierce D.T., Celotta R.J., Ryan P.J. Micromagnetics of domain walls at surfaces//Phys. Rev. B - 1991 – V. 43 – P. 3395–3422.
 55. Aharoni A., Jakubovics J. P. Magnetic domain walls in thick iron films//Phys. Rev. B – 1991 – V. 43 –P. 1290–1293.
 56. Muller-Pfeiffer S., Schneider M., Zinn W. Imaging of magnetic domain walls in iron with a magnetic force microscope: A numerical study //Phys. Rev. B – 1994 – V. 49

- P. 15745–15752.
57. Hayashi N., Kosavisutte K., Nakatani Y. Micromagnetic calculation of domain structure in thin magnetic film based on improved LaBonte method//IEEE Trans. Magn. - 1997 - V. 33 - P. 4164 - 4166
58. Петров В.И., Спивак Г.В., Павлюченко О.П. Электронная микроскопия магнитной структуры тонких пленок//УФН -1972 - Т. 106 - С. 229–278.
59. Cowley J.M. Twenty forms of electron holography//Ultramicroscopy - 1992 - V. 41 - P. 335 - 348.
60. Allenspach R. Spin-polarized scanning electron microscopy//IBM J. Res. Develop. - 2000 - V. 44 - P. 553 - 570.
61. Hubert A., Schafer R. Magnetic domains: the analysis of magnetic microstructures//Springer, Berlin - 1998 - P. 23 - 48.
62. Кринчик. Г.С. Физика магнитных явлений//М.: Изд. МГУ - 1985 - глава 5.
63. Johansson P., Apell S. P., Penn D. R. Theory of a magnetic microscope with nanometer resolution//Phys. Rev. B - 2001- V. 64 - P. 054411-1 - 054411-13.
64. Кузьменко А. П., Абакумов П. В., Раман-визуализация доменов и тонкой структуры доменной границы в YFeO_3 // Письма в ЖТФ - 2011 - Т. 37, вып. 22 - С. 34 - 42.
65. Bode M. Spin-polarized scanning tunnelling microscopy//Rep. Prog. Phys. - 2003 – V. 66 - P. 523 - 582.
66. Imada S., Suga S., Kuch W., Kirschner J. Magnetic microspectroscopy by a combination of XMCD and PEEM//Surf. Rev. Lett. - 2002 - V. 9 - P. 877 - 881.
67. Rugar D., Mamin H. J., Guethner P., Lambert S. E., Stern J. E., McFadyen I., Yogi T. Magnetic Force Microscopy: General Principles and Application to Longitudinal Recording Media//J. Appl. Phys. - 1990 - V. 68 - P. 1169 –1183.
68. Kaiser U., Schwarz A., Wiesendanger R. Magnetic exchange force microscopy with atomic resolution. - Nature - 2007 - V. 446 - P. 522-5.

69. Браун У.Ф. Микромагнетизм// М. Наука - 1979.
70. <http://math.nist.gov/oommf/>
71. <http://llgmicro.home.mindspring.com/>
72. <http://www.magpar.net/>
73. <http://nmag.soton.ac.uk/nmag/>
74. <http://code.google.com/p/mumax2/>
75. Prinz G.A., Krebs J.J. Molecular beam epitaxial growth of single-crystal Fe films on GaAs//Appl. Phys. Lett. - 1981 - V. 39 - P. 397 – 399.
76. Xu Y.T., Kernohan E.T.M., Freeland D.J., Tselepi M., Ercole A., Bland J.A.C. Structure and magnetic properties of epitaxial Fe films on GaAs (100) and InAs (100)//J. Magn. Magn. Mater. - 1999 - V. 198 - P. 703 - 706.
77. Cheng Y.-T., Chen Y.-L., Meng W.-J. Formation of twins during epitaxial growth of α -iron films on silicon (111) //Phys. Rev. B – 1993 – V. 48 – P. 14729–14732.
78. Yaegashi S., Kurihara T., Sato K., Segawa Y. Epitaxial growth and magnetic properties of Fe films on Si substrates//IEEE Trans.Magn. - 1994 - V. 30 - P. 4836 - 4838.
79. Eustathopoulos N., Nicholas M.G., Drevet B. Wettability at High Temperatures//Pergamon Materials Series - 1999 - V. 3
80. May U., Calarco R., Hauch J.O., Kittur H., Fonin M., Rudiger U., Guntherodt G. Characterization of epitaxial growth of Fe(110) on (11-20) sapphire substrates driven by Mo(110) seed layers // Surf. Sci. - 2001 - V. 489 - P. 144 - 150.
81. Fraune M., Hauch J.O., Guntherodt G., Laufenberg M., Fonin M., Rudiger U., Mayer J., Turban P. Structure-induced magnetic anisotropy in the Fe(110)/Mo(110)/Al₂O₃(11-20) system//J. Appl. Phys. – 2006 – V. 99 – P. 033904-1– 033904- 5
82. Roshchin I.V., Yu J., Kent, A.D., Stupian G.W., Leung M.S. Magnetic properties of Fe microstructures with focused ion beam-fabricated nano-constrictions // IEEE

- Trans. Magn. - 2001 - V. 37 – P. 2101 – 2103.
83. Fruchart O., Jubert P.O., Eleoui M., Cheynis F., Borca B., David P., Santonacci V., Lionard A., Hasegawa M., Meyer C. Growth modes of Fe(110) revisited: a contribution of self-assembly to magnetic materials//J. Phys.: Condens. Matter -2007 - V. 19 - P. 053001-1– 053001-49.
 84. Murphy S., Mac Mathuna D., Mariotto G., Shvets I.V. Morphology and strain-induced defect structure of ultrathin epitaxial Fe films on Mo (110)//Phys. Rev. B - 2002 -V. 66 - P. 195417-1 – 195417-10.
 85. Malikov I.V., Mikhailov G.M. Electrical and structural properties of monocrystalline epitaxial Mo films, grown by LAD//J. Appl. Phys. - 1997 - V. 82, - P. 5555 – 5559.
 86. Shinjo T., Okuno T., Hassdorf R., Shigeto K., Ono T. Magnetic Vortex Core Observation in Circular Dots of Permalloy//Science - 2000 - V. 289 - P. 930 - 932.
 87. Hanson M., Johansson C., Nilsson B., Icborg P., Wappling R. Magnetic properties of two-dimensional arrays of epitaxial Fe (001) submicron particles// J. Appl. Phys. - 1999 - V. 85 - P. 2793 - 2799.
 88. Hanson M., Kazakova O., Blomqvist P., Wappling R., Nilsson B. Magnetic domain structures in submicron-size particles of epitaxial Fe (001) films: Shape anisotropy and thickness dependence //Phys. Rev. B - 2002 - V. 66 - P. 144419-1 – 144419-9.
 89. Kim S.G., Otani Y., Fukamichi K., Yuasa S., Nyvlt M., Katayama T. Magnetic and transport properties of epitaxial Fe/MgO(001) wires//J. Magn. Magn. Mater. - 1999 - V. 198-199 - P. 200 – 203.
 90. Shigeto K., Okuno T., Mibu K., Shinjo T., Ono T. Magnetic force microscopy observation of antivortex core with perpendicular magnetization in patterned thin film of permalloy//Appl. Phys. Lett. - 2002 - V. 80. - P. 4190 – 4192.
 91. Barthelmess M., Pels C., Thieme A., Meier G. Stray fields of domains in permalloy microstructures – Measurements and simulations//J. Appl. Phys. - 2004 - V. 95 - P. 5641 – 5645.

92. Hirohata A., Xu Y.B., Bland A.C., Holmes S.N., Cambril E., Chen Y., Rousseaux F.
Influence of crystalline structures on the domain configurations in controlled
mesoscopic ferromagnetic wire junctions//J. Appl. Phys. - 2002 - V.91 - P. 7308 –
7310.
93. Kent A.D., Yu J., Ruediger U., Parkin S.S.P. Domain wall resistivity in epitaxial thin
film microstructures //J. Phys.: Condens. Matter - 2001 - V. 13 - P. R461 –R488.
94. Yu J., Rudiger U., Thomas L., Parkin S.S.P., Kent A.D. Micromagnetics of
mesoscopic epitaxial (110) Fe elements with nanoshaped ends//J. Appl. Phys. - 1999
– V. 85 - P. 5501 – 5503.
95. Yu J., Rudiger U., Kent A.D., Thomas L., Parkin S.S.P. Micromagnetism and
magnetization reversal of micron-scale (110) Fe thin-film magnetic elements// Phys.
Rev. B - V. 60 - P. 7352 – 7358
96. Slonczewski J.C. Current-driven excitation of magnetic multilayers // J. Magn.
Magn. Mater. - 1996 - V. 159 - P. L1 – L3.
97. Berger L. Emission of spin waves by a magnetic multilayer traversed by a current//
Phys. Rev. B - 1996 - V. 54 - P. 9353 – 9358.
98. Yamaguchi A., Ono T., Nasu S., Miyake K., Mibu K., Shinjo T. Real-Space
Observation of Current-Driven Domain Wall Motion in Submicron Magnetic Wires//
Phys. Rev. Lett. - 2004 - V. 92 - P. 07720544-1 – 07720544-4.
99. Shibata J., Tataru G., Kohno H. A brief review of field- and current-driven domain-
wall motion//J. Phys. D: Appl. Phys. – 2011 - V. 44 - P. 384004 (1-18).
100. Jiang X., Thomas L., Moriya R., Parkin S.S.P. Discrete Domain Wall Positioning
Due to Pinning in Current Driven Motion along Nanowires//Nano Lett. – 2011 – V.
11 – P. 96 – 100.
101. Thomas L., See-Hun Yang, Kwang-Su Ryu, Hughes B., Rettner C., Ding-Shuo
Wang, Ching-Hsiang Tsai, Kuei-Hung Shen, Parkin S.S.P. Racetrack Memory: A
high-performance, low-cost, non-volatile memory based on magnetic domain walls

- Electron Devices//IEEE International Meeting (IEDM) – 2011 - P. 24.2.1 –24.2.4
102. Thomas L., Moriya R., Rettner Ch., Parkin S.S.P. Dynamics of Magnetic Domain Walls Under Their Own Inertia//Science - 2010 - V. 330 - P. 1810 – 1811.
 103. Mikhailov G.M., Aparshina L.I., Dubonos S.V., Koval Yu.I., Malikov I.V., Chernykh A.V. Fabrication of monocrystalline refractory metal nanostructures capable of ballistic electron transport//Nanotechnology - 1998 - V. 9 - P. 1–5.
 104. <http://www.nanomaker.com/>
 105. Binnig G., Quate C. F., Gerber Ch. Atomic force microscope//Phys. Rev. Lett. - 1986 - V. 56 - P. 930 – 933.
 106. Binnig G., Gerber Ch., Stoll E., Albrecht T.R., Quate C.F. Atomic resolution with atomic force microscope//Europhys. Lett. - 1987 - V. 3 - P. 1281–1286.
 107. Handbook of Nanotechnology ed. by Bhushan B.// Springer - 2004 - P. 348 –350.
 108. <http://ntmdt.com/>
 109. Hartmann U. Magnetic force microscopy//Annual Review of Materials Science - 1999 - V. 29 - P. 53-87.
 110. Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. К теории дисперсии магнитной проницаемости ферромагнитных тел //Ландау Л.Д. Сб. трудов//М. Наука - 1969 - Т.1. С. 128 – 143.
 111. Cimrák I. A Survey on the numerics and computations for the Landau-Lifshitz equation of micromagnetism//Archives of Computational Methods in Engineering - 2007 - V. 15 - P. 1 – 37.
 112. Займан Дж. Электроны и фононы // М. ИЛ - 1962 - С. 404 - 420.
 113. Zhang S., Li Z. Roles of nonequilibrium conduction electrons on the magnetization dynamics of ferromagnets//Phys. Rev. Lett. – 2004 – V.93 – P. 127204-1 – 127204-4.
 114. Thiaville A., Nakatani Y., Miltat J., Suzuki Y. Micromagnetic understanding of current-driven domain wall motion in patterned nanowires//Europhys. Lett. – 2005 –

- V. 69 – P. 990 – 996.
115. Vanhaverbeke A., Viret M. Simple model of current-induced spin torque in domain walls// Phys. Rev. B – 2007 – V. 75 – P. 024411-1 – 024411-5.
116. <http://www.ctcms.nist.gov/fipy/>
117. <http://www.zurich.ibm.com/st/magnetism/spintevolve.html>
118. Овчинников Д.В., Бухараев А.А. Компьютерное моделирование магнитно-силовой микроскопии изображений в рамках статической модели распределения намагниченности и диполь-дипольного взаимодействия//Ж.Т.Ф. - 2001 - Т. 71 - С. 85 – 91.
119. Soulen Jr. R.J., Osofsky M.S., Nadgorny B., Ambrose T., Broussard P., Cheng S.F., Byers J., Tanaka C.T., Nowack J., Moodera J. S., Laprade G., Barry A., Coey M.D. Andreev reflection: A new means to determine the spin polarization of ferromagnetic materials//J. Appl. Phys. – 1999 - V. 85 - P. 4589 – 4591.
120. Schwoebel R.L., Shipsey E.J. Step Motion on Crystal Surfaces// J. Appl. Phys. - 1966 - V.37 - P. 3682 - 3686.
121. Bruno P., Bayreuther G., Beauvillain P., Chappert C., Lugert G., Renard D., Renard J.P., Seiden. J. Hysteresis properties of ultrathin ferromagnetic films// J. Appl. Phys. - 1990 - V.68 - P. 5759 - 5766.
122. Neel L. Base d'une nouvelle théorie générale du champ coercitif//Ann. Univ. Grenoble, - 1947 - V. 22 - P. 299-343.

СПИСОК ОСНОВНЫХ ПУБЛИКАЦИЙ АВТОРА ПО ТЕМЕ ДИССЕРТАЦИИ

1. Malikov I.V., Fomin L.A., Vinnichenko V.Yu., Mikhailov G.M. Magnetic epitaxial nanostructures from iron and nickel//International Journal of Nanoscience. - 2004 - V. 3. - № 1 & 2.- P. 51 – 57.
2. Фомин Л.А., Маликов И.В., Винниченко В.Ю., Калач К.М., Пяткин С.В., Михайлов Г.М. Исследование морфологии и магнитного контраста поверхности эпитаксиальных ферромагнитных структур//Поверхность, рентгеновские, синхротронные и нейтронные исследования. - 2008 -№ 2 - С. 1 – 6.
3. Фомин Л.А., Маликов И.В., Винниченко В.Ю., Михайлов Г.М. Магнитное строение и магнетосопротивление эпитаксиальных микроструктур из железа: влияние формы и магнитной кристаллографической анизотропии", //Микроэлектроника - 2008 - Т. 37 - № 5 - С. 1 – 14.
4. Malikov I.V., Fomin L.A., Vinnichenko V.Yu., Mikhailov G.M. Epitaxial Fe films and structures//Proc. SPIE -2008- V. 7025 - P. 70250U-1 –70250U-11.
5. Чигарев С.Г., Фомин Л.А., Маликов И.В., Михайлов Г. М., Зильберман П.Е., Эпштейн Э.М. Анизотропное магнетосопротивление эпитаксиальной монокристаллической пленки Fe (001) наноразмерной толщины//Радиотехника и электроника - 2010 - Т. 55 - № 1 - С. 120 – 126.
6. Fomin L.A., Malikov I.V., Pyatkin S.V., Mikhailov G.M. The micromagnetic ground states in epitaxial Fe (001) microstructures//J. Magn. Magn. Mater. - 2010 - V. 322 - P. 851 – 857.
7. Mikhailov G.M., Fomin L.A., Vinnichenko V.Yu., Malikov I.V., Pyatkin S.V., Chernykh A.V., Complementary Analysis of Epitaxial Fe (001) Films with Improved Electronic Transport and Magnetic Properties//Solid State Phenomena - 2011 - V. 168–169 - P. 300 –302.

8. Маликов И.В., Фомин Л.А., Михайлов Г.М. Влияние ультратонких покрытий на величину магнитного контраста в пленках ферромагнитных материалов//Материалы Межд. симп. "Нанозифика и нанозлектроника" Нижний Новгород - 2005- Т. 1 - С. 186-187.
9. Маликов И.В., Винниченко В.Ю., Фомин Л.А., Калач К.М., Михайлов Г.М. Развитие нанотехнологии и методов исследования магнитных и электронно-транспортных свойств планарных наноструктур из ферромагнитных металлов// Материалы Межд. симп. "Нанозифика и нанозлектроника" - Нижний Новгород - 2006 - Т. 2 - С. 289-290.
10. Fomin L.A., Malikov I.V., Chernykh A.V., Vinnichenko V.Yu., Mikhailov G.M. Epitaxial metallic nanostructures: nanotechnology, characterization and electron transport properties//New Nanotechnology Research - NovaScience Publishers, Inc. - 2006- P. 95-115.
11. I.V. Malikov, L.A. Fomin, V.Yu. Vinnichenko, G.M. Mikhailov., Epitaxial Fe films and nanostructures for magnetoelectronics//Int. Conf. "Micro- and nanoelectronics" book of abstracts - Zvenigorod - 2007 - P. p2-15.
12. L.A. Fomin, I.V. Malikov, V.Yu. Vinnichenko, G.M. Mikhailov, Magnetic structure and magnetoresistance of epitaxial iron microstructures: effects of shape and easy axis of magnetization// Int. Conf. "Micro- and nanoelectronics" book of abstracts - Zvenigorod - 2007 - P. p2-17.
13. Винниченко В.Ю., Фомин Л.А., Маликов И.В., Михайлов Г.М. Исследование размерной зависимости магнитных доменов в наноструктурах из железа методом магнитной силовой микроскопии//Труды Межд. симп. "Нанозифика и Нанозлектроника" - Нижний Новгород - 2007 - С.465-466.
14. Фомин Л.А., Маликов И.В., Михайлов Г.М. Тонкая структура доменных границ

в МСМ измерениях//Труды Межд. симп. "Нанозифика и Нанозлектроника" - Нижний Новгород - 2008 - Т. 2 - С. 289-290.

15. Фомин Л.А., Маликов И.В., Михайлов Г.М. Магнитосиловая микроскопия и микромагнитные расчеты эпитаксиальных микроструктур из железа во внешнем магнитном поле//Труды Межд. симп. "Нанозифика и Нанозлектроника" - Нижний Новгород - 2008 - Т. 2 - С. 287-288.

16. Фомин Л.А., Маликов И.В., Михайлов Г.М. Магнитное строение эпитаксиальных структур из Fe(001) в переходной области размеров//Труды Межд. симп. "Нанозифика и Нанозлектроника" - Нижний Новгород - 2009 - Т. 2 - С. 517-518.

17 Mikhailov G.M., Fomin L.A., Malikov I.V., Pyatkin S.V., Vinnichenko V.Yu. Application of complementary analysis for nanotechnology optimization of epitaxial Fe(001) structures with improved electron transport and magnetic properties//Int. Symp. "Nanostructures: Physics and Technology" proceedings - Minsk, Belarus - 2009-, P. 198 - 199.

18. Mikhailov G.M., Vinnichenko V.Yu., Fomin L.A., Kalach K.M., Malikov I.V. Investigation of domain wall pinning and nanostructures remagnetization of epitaxial Fe structures with use of magnetic force contrast and magnetoresistance measurements//, Труды Int. Conf. "Micro- and nanoelectronics" book of abstracts - Zvenigorod - 2009 - P. P1-47.

19. Mikhailov G.M., Malikov I.V., Vinnichenko V.Yu., Fomin L.A. Correlation of magnetic and electronic transport properties of epitaxial Fe(001) films and it's dependence on a surface roughness//Euro-Asian symp. "Trends in magnetism" proceedings - Ekaterinburg - 2010 - P. 223.

20. Фомин Л.А., Винниченко В.Ю., Маликов И.В., Михайлов Г.М. Влияние

магнитной анизотропии и аспектного отношения на микромагнитные состояния в прямоугольных микроструктурах Fe(001)//Труды Межд. симп. "Нанозлектроника и Нанозлектроника" - Нижний Новгород - 2011 - Т. 2 - С. 369-370.

21. Фомин Л.А., Михайлов Г.М., Маликов И.В., Калач К.М., Пяткин С.В. Изменение магнитного строения микроструктур Fe (001) под воздействием спинполяризованного тока//Труды Межд. симп. "Нанозлектроника и Нанозлектроника" - Нижний Новгород - 2012 - Т. 1 - С. 173-174.

22. Фомин Л.А., Михайлов Г.М. Расчет магнитного строения МСМ зонда и его влияния на разрешение//Рос. конф. по электронной микроскопии, тезисы докладов - Черногоровка - 2012 - С. 253.

23 . Fomin L.A., Vinnichenko V. Yu., Malikov I.V., Mikhailov G.M. Micromagnetic states in Fe (001) rectangular epitaxial microstructures: the effect of magnetic anisotropy and aspect ratio//J. Magn. Magn. Mater. - 2012 -
URL:<http://dx.doi.org/10.1016/j.jmmm.2012.08.001>